

А-537



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

УДК 539.172.4

3-85-912

АЛФИМЕНКОВ

Виктор Павлович

ИССЛЕДОВАНИЯ

**С ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ РЕЗОНАНСНЫМИ НЕЙТРОНАМИ
И ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ЯДРАМИ**

**Специальность: 01.04.16 – физика атомного ядра
и элементарных частиц**

**Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук**

Дубна 1985

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики
Объединённого института ядерных исследований

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
профессор

ЛБОВ Ю.Г.

доктор физико-математических наук,
профессор

ГРЕЧУХИН Д.П.

доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник

КАРНАУХОВ В.А.

Ведущая организация - Ленинградский институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова.

Защита состоится " " _____ 198 г. в " " часов
на заседании специализированного совета Д 047.01.05 при
Лаборатории нейтронной физики и Лаборатории ядерных реакций
Объединённого института ядерных исследований (г. Дубна,
Московской обл.).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Реферат разослан " " _____ 1986 г.

Учёный секретарь
специализированного совета

ТАРАН Ю.В.

I. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Цель работы состояла в исследованиях, с использованием поляризованных нейтронов и ядер, некоторых особенностей взаимодействия резонансных нейтронов с ядрами, связанных со спинами взаимодействующих частиц. Из результатов таких исследований удаётся получить интересную информацию о структуре ядра и его возбуждённых состояний. В работу включены исследования спиновой зависимости полных нейтронных сечений ряда редкоземельных ядер и исследования нарушения пространственной чётности в некоторых р-волновых резонансах сложных ядер.

Актуальность задачи обусловлена тем, что из результатов, получаемых в экспериментах с поляризованными нейтронами и ядрами, может быть получена информация, недоступная другим методам. Именно такими являются результаты исследований, включённых в настоящую работу. Эти исследования позволили получить оценку мнимой части спин-спинового члена в оптическом потенциале. Был также экспериментально доказан резонансный ход Р-нечётной зависимости полных нейтронных сечений от спиральности нейтронов и получены оценки матричных элементов слабого взаимодействия в сложных ядрах.

Базовые установки и экспериментальные методики. Исследования проводились на импульсном реакторе ИБР-30 Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ. Были использованы оба режима работы реактора: собственно реакторный и бустерный (сочетание реактора с линейным ускорителем электронов ЛУЭ-40). На уникальном реакторе ИБР-30 можно проводить рекордные по светосиле исследования по времени пролёта в условиях умеренного энергетического разрешения.

Нейтроны поляризовались разработанным в ЛНФ ОИЯИ методом* пропускания пучка через поляризованную протонную мишень. В экспериментах использовалась специальная протонная мишень большой площади, удобная в эксплуатации и обеспечивавшая возможность проведения продолжительных измерений.

Для реверса нейтронной поляризации, наряду с обычными методами, применялся метод поворота работающей протонной мишени на 180° . Этот

* Таран Ю.В., Шапиро Ф.Л. ЖЭТФ, 1963, т.44, с.2185.

метод был предложен и осуществлён в процессе выполнения настоящей работы. Он позволяет сравнительно быстро реверсировать поляризацию нейтронов всех энергий, поляризуемых мишенью.

Поляризация исследовавшихся ядер осуществлялась методом Гортера-Роуза в специально разработанном криостате с растворением ^3He в ^4He во внешнем поле, создаваемом стандартным электромагнитом.

Автоматическое управление экспериментом, анализ и накопление спектров по времени пролёта, а также первоначальная обработка результатов измерений проводились с помощью системы, созданной на основе малой ЭМ.

Научная новизна результатов работы. Практически все экспериментальные результаты, включённые в настоящую работу, получены впервые. Это в значительной степени обусловлено уникальностью созданной в ЛНФ ОИЯИ установки для исследований с поляризованными нейтронами и ядрами.

Научная и практическая ценность работы. Научная ценность результатов исследований, включённых в настоящую диссертацию, состоит в получении новой информации о свойствах атомных ядер и их возбуждённых состояний.

Результаты исследований спиновой зависимости полных нейтронных сечений редкоземельных ядер подтверждают предсказания оптической модели о малости спин-спинового потенциала в нейтрон-ядерном взаимодействии. Полученная в этих исследованиях энергетическая зависимость спин-спинового сечения взаимодействия нейтронов с некоторыми ядрами указывает на проявление во взаимодействии поляризованных нейтронов с поляризованными ядрами сравнительно короткоживущих промежуточных состояний.

Результаты исследований эффектов нарушения пространственной чётности в p -резонансах некоторых ядер подтвердили справедливость модели, в которой эти эффекты связываются со смешиванием слабым взаимодействием возбуждённых состояний ядер, имеющих противоположную чётность и одинаковый спин. Вошедшие в диссертацию исследования эффектов нарушения пространственной чётности в нейтронных резонансах, по-видимому, являются началом нового направления в исследованиях свойств компаунд-состояний ядер.

Созданная в процессе выполнения настоящей работы уникальная установка представляет несомненную практическую ценность для проведения различных экспериментальных исследований с поляризованными нейтронами и ядрами. Это продемонстрировано выполнением на установке интересных физических исследований, как вошедших в настоящую диссер-

тацию, так и не вошедших в неё. Одна из методических разработок, выполненных в процессе создания установки, зарегистрирована в качестве изобретения.

Положения и результаты, вынесенные на защиту.

1. Создание на реакторе ИБР-30 уникальной установки для проведения исследований с поляризованными нейтронами и ядрами, включающей в себя следующие основные узлы:

- 1.1. Поляризатор нейтронов – поляризованную протонную мишень большой площади.
- 1.2. Систему проводки и реверса поляризации пучка нейтронов в широкой области энергий.
- 1.3. Криостат с растворением ^3He в ^4He для поляризации ядер с охлаждением рабочего вещества мишени чистым ^4He с целью использования мишени на пучке медленных нейтронов.
2. Ядерно-физические исследования, выполненные на созданной установке:
 - 2.1. Исследования спиновой зависимости полных нейтронных сечений некоторых редкоземельных ядер в экспериментах с поляризованными нейтронами и ядрами.
 - 2.2. Исследования эффектов нарушения пространственной чётности в полных сечениях взаимодействия неполяризованных ядер с поляризованными нейтронами, имеющими энергии, близкие к p -резонансам исследованных ядер.

Апробация работы и публикации. Результаты включённых в диссертацию методических разработок и физических исследований неоднократно докладывались на различных всесоюзных и международных совещаниях и конференциях, где были с большим интересом встречены научной общественностью.

Основные материалы, включённые в диссертацию, опубликованы в 18 печатных работах. Список этих работ приведен в конце автореферата.

Объём и структура диссертации. Диссертация состоит из введения, шести глав, подразделённых на 20 параграфов и содержащих основные материалы работы, заключения, приложений и списка цитированной литературы. Всего в диссертации 211 страниц машинописного текста, включая 12 таблиц, 34 рисунка и библиографию из 135 наименований.

П. КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении кратко охарактеризовано место методов нейтронной физики в экспериментальных исследованиях свойств атомных ядер и от-

мечены специфические возможности, присущие исследованиям с использованием поляризованных нейтронов и ядер. Отмечены также возможности исследований, с использованием поляризованных нейтронов, эффектов нарушения пространственной чётности в ядерных взаимодействиях. Дана общая характеристика экспериментальной установки, использованной при проведении исследований, включённых в настоящую диссертацию. Перечислены полученные экспериментальные результаты и выводы, показана научная новизна работы. В конце введения сформулированы положения и результаты, вынесенные на защиту, и описана структура диссертации.

Глава I является вводной к проблемам, связанным с диссертацией, и состоит из 4 параграфов, в которых рассмотрены некоторые основные теоретические вопросы взаимодействия поляризованных нейтронов и ядер.

В первом параграфе коротко рассмотрены общие вопросы взаимодействия резонансных нейтронов с ядрами. Применительно к задачам, касающимся диссертации, рассмотрение ограничено полными нейтронными сечениями и процессами, обусловленными s -нейтронами (нейтронами с орбитальным моментом $\ell = 0$). Обсуждаются вопросы поведения полного нейтронного сечения как в области разрешённых резонансов, так и в области усреднённых сечений.

Второй параграф посвящён рассмотрению спиновых особенностей взаимодействия нейтронов с ядрами. Основное внимание здесь также уделено случаю s -нейтронов, когда на ядрах со спином $I > 0$ процесс может идти по двум спиновым каналам, с полным спином $J = I \pm 1/2$.

Спиновая зависимость полных нейтронных сечений в случае s -нейтронов, очевидно, полностью характеризуется сечениями σ_+ и σ_- процессов, идущих по каналам с полными спинами $J = I \pm 1/2$. Практически, однако, чаще пользуются т.н. поляризационным (или спин-спиновым) сечением.

$$\sigma_{p.o.e.} = \frac{I}{2I+1} (\sigma_+ - \sigma_-). \quad (1)$$

Вместе с сечением в отсутствие поляризаций

$$\sigma_0 = \frac{I+1}{2I+1} \sigma_+ + \frac{I}{2I+1} \sigma_-, \quad (2)$$

$\sigma_{p.o.e.}$, естественно, также полностью описывает спиновую зависимость полных сечений для s -нейтронов. Получены выражения, связывающие полные сечения для поляризованных нейтронов и поляризованных ядер с поляризациями пучка и мишени и сечениями σ_+ , σ_- (или сечениями σ_0 , $\sigma_{p.o.e.}$). Рассмотрены области разрешённых резонансов и усреднённых сечений. В первом случае знак поляризационного сечения задаёт спин

резонанса, а во втором – поляризационное сечение удаётся связать со спиновой зависимостью радиуса потенциального рассеяния и s -волновой нейтронной силовой функцией ядра. Эта связь имеет вид:

$$\langle \sigma_{p.o.e.} \rangle = \frac{I}{2I+1} \left[4\pi \Delta R^2 + \frac{2\pi}{k^2} \sqrt{E'} \Delta S_0 \right], \quad (3)$$

где E и k – энергия и волновое число нейтронов, ΔR^2 и ΔS_0 – разности радиусов потенциального рассеяния и s -волновых силовых функций в спиновых каналах с $J = I \pm 1/2$.

Далее во 2-м параграфе, для полноты обзора, рассмотрены следующие вопросы специфики взаимодействия поляризованных s -нейтронов с атомными ядрами:

1. Спиновая упорядоченность системы компаунд-ядер, возникающей в результате захвата поляризованных нейтронов неполяризованными ядрами.
2. Сдвиг нейтронных резонансов, обусловленный различием магнитных моментов исходного ядра и соответствующего компаунд-состояния. Этот сдвиг проявляется при наличии магнитного поля на ядре, как в экспериментах с поляризованными нейтронами и неполяризованными ядрами, так и в обратной ситуации.
3. Т.н. ядерная прецессия нейтронов, т.е. вращение нейтронной поляризации вокруг направления поляризации ядер в мишени. Ядерная прецессия нейтронов обусловлена спиновой зависимостью амплитуды упругого рассеяния нейтронов на ядрах.

Для всех этих явлений получены характеризующие их соотношения.

В третьем параграфе подробно рассмотрены усиленные в сложных ядрах P -нечётные эффекты в упругом канале взаимодействия медленных нейтронов с ядрами. Таких эффектов два: вращение нейтронной поляризации вокруг импульса нейтронов в неполяризованной ядерной мишени (P -нечётное двойное нейтронно-оптическое преломление) и зависимость полного нейтронного сечения неполяризованных ядер от спиральности нейтронов (P -нечётный нейтронно-оптический дихроизм). Основанием для отнесения обоих этих эффектов к упругому каналу взаимодействия нейтронов с ядрами является то, что оба эффекта (второй, по крайней мере, формально) обусловлены зависимостью от спиральности нейтронов амплитуды упругого рассеяния нейтронов вперёд. Первый эффект определяется истинным перерассеянием нейтронной волны и связан с действительной частью амплитуды рассеяния, а второй по оптической теореме квантовой механики связан с мнимой частью амплитуды нейтронного рассеяния.

Значительное усиление P -нечётных эффектов в сложных ядрах, в сравнении с аналогичными эффектами в нуклон-нуклонном взаимодействии

вии, в настоящее время объясняется в рамках модели смешивающихся ядерных состояний, имеющих противоположные чётности и одинаковый спин. Во взаимодействии нейтронов с ядрами возбуждённые ядерные состояния проявляются в виде нейтронных резонансов. Резонансам, возбуждаемым нейтронами с отличающимися на единицу орбитальными моментами, соответствуют компаунд-состояния противоположной чётности. Для нейтронов малых энергий вероятность возбуждения ядерных состояний быстро падает с ростом орбитального момента. В этом случае, применительно к задаче о смешивании состояний противоположной чётности, можно ограничиться рассмотрением лишь компаунд-состояний, возбуждаемых s - и p -нейтронами, т.е. рассмотрением смешивания соответствующих s - и p -резонансов. При этом, из-за необходимого для смешивания условия одинаковости спинов состояний, следует рассматривать только p -резонансы, имеющие спины $j = I \pm 1/2$.

Рассмотрена зависимость резонансной части амплитуды упругого рассеяния нейтронов вперёд от спиральности нейтронов. Рассмотрение проведено в т.н. двухуровневом приближении, т.е. в предположении, что основной вклад в эту зависимость дают два ближайших резонанса с одинаковыми спинами: один s -резонанс и один p -резонанс. В результате такого рассмотрения получены выражения, связывающие величины P -нечётных нейтронно-оптических дихроизма и двойного лучепреломления с энергией нейтронов и параметрами смешивающихся резонансов.

В практически интересном случае близости энергии нейтронов к энергии p -резонанса разность полных нейтронных сечений σ_+ и σ_- для нейтронов с положительной и отрицательной спиральностями, характеризующая P -нечётный нейтронно-оптический дихроизм, даётся выражениями:

$$\Delta\sigma = \sigma_+ - \sigma_- = 2P(E)\sigma_p(E), \quad (4)$$

$$P(E) = \frac{2W_{sp}}{E - E_s} \sqrt{\frac{\Gamma_{s,p}^n(E)}{\Gamma_p^n(E)} \frac{\Gamma_{p,s}^n(E)}{\Gamma_p^n(E)}}$$

где $\sigma_p(E)$ - обычное брэгг-вигнеровское сечение в p -резонансе, W_{sp} - матричный элемент слабого взаимодействия, взятый между смешивающимися состояниями, E - энергия нейтронов, E_s - энергия s -резонанса, $\Gamma_{s,p}^n(E)$ - зависящие от энергии нейтронов полные нейтронные ширины s - и p -резонансов, $\Gamma_p^n(E)$ - нейтронная ширина p -резонанса в канале с полным моментом нейтрона $j = I/2$. Следует отметить, что знак величины $P(E)$ остаётся неопределённым, как в связи с неопределённостью знака матричного элемента W_{sp} , так и в связи с неоп-

ределённостью знаков амплитуд нейтронных ширин $\sqrt{\Gamma_{s,p}^n}$ и $\sqrt{\Gamma_p^n}$.

В четвёртом параграфе рассмотрены эффекты в пропускании нейтронов, обусловленные нейтронной поляризацией и зависимостью полного нейтронного сечения ядер мишени от ориентации спинов нейтронов. Получены общие выражения для поляризации и интенсивности пучка, профильтрованного через мишень, сечение ядер которой зависит от ориентации спинов нейтронов. Рассмотрен также т.н. эффект пропускания

$$\epsilon = \frac{J_+ - J_-}{J_+ + J_-}, \quad (5)$$

где J_{\pm} - интенсивности профильтрованного через мишень пучка, поляризованного параллельно и антипараллельно выбранному направлению. Эта величина обычно используется при извлечении из экспериментальных данных информации о зависимости полных нейтронных сечений от ориентации спинов нейтронов. Из проведенного рассмотрения получается следующее выражение для эффекта пропускания поляризованного пучка с первоначальной поляризацией f_n^0 в предположении, что сечения ядер мишени σ_{\pm} для нейтронов с проекциями спинов $S_z = \pm 1/2$ связаны с сечением σ_0 в отсутствие поляризации соотношением $\sigma_{\pm} = \sigma_0(1 \pm \alpha)$:

$$\epsilon = -f_n^0 \operatorname{th} \alpha \sigma_0, \quad (\sigma_0 - \text{толщина мишени, яд/см}^2). \quad (6)$$

При исследованиях спиновой зависимости полных нейтронных сечений на мишени с ядерной поляризацией f_1 имеем $\alpha = f_1 \sigma_{p,el}$. В случае исследований P -нечётной зависимости полных нейтронных сечений от спиральности нейтронов при энергиях, близких к p -резонансу, α равно P , введённому соотношению (4), если считать $\sigma_0 = \sigma_p$, а под J_{\pm} понимать интенсивности, которые имели бы место при наличии только резонансного взаимодействия между нейтронами и ядрами.

В конце параграфа рассмотрен вопрос об оптимизации толщины мишени, очень существенный при измерениях малых эффектов.

В главе II кратко рассмотрены используемые сейчас методы ориентирования ядер и поляризации медленных нейтронов.

Первый параграф посвящён методам ориентирования ядер. В нём рассмотрены как статические, так и динамические методы ориентирования ядер.

Применительно к статическим методам приведены основные соотношения, характеризующие эти методы. Отмечены трудности, возникающие при использовании статических методов. Особое внимание уделено практически наиболее часто используемому методу поляризации ядер атомов некоторых переходных элементов, на которых имеются большие внутри-

атомные ("сверхтонкие") магнитные поля. Этот метод получил название метода Гортера-Роуза.

Из динамических методов ориентации ядер рассмотрен лишь метод "солид-эффекта", широко применяемый сейчас для получения достаточно качественных поляризованных протонных мишеней. Основное внимание уделено варианту поляризованной протонной мишени с рабочим веществом - монокристаллом двойного лантан-магниевого нитрата, практически использованному в диссертационной работе для создания протонной мишени-поляризатора резонансных нейтронов.

Во втором параграфе обсуждаются методы поляризации медленных нейтронов, основанные на использовании спиновой зависимости взаимодействия нейтронов с веществом. Рассмотрены методы, использующие спиновую зависимость магнитного рассеяния медленных нейтронов, и метод с использованием спиновой зависимости взаимодействия нейтронов с ядрами. Больше внимание уделено последнему методу, в частности, использованию для поляризации медленных нейтронов метода пропускания через поляризованную протонную мишень. Рассмотрено использование для поляризации резонансных нейтронов поляризованной протонной мишени с двойным лантан-магниевым нитратом. Эта мишень, сравнительно простая конструктивно и в эксплуатации, является достаточно хорошим поляризатором медленных нейтронов в широкой области их энергий.

В главе III дан обзор ядерно-физических исследований, выполненных с использованием поляризованных нейтронов и ядер. В обзор включены работы, в той или иной мере связанные с вопросами, рассмотренными в диссертации.

Первый параграф посвящен исследованиям спиновой зависимости полных сечений взаимодействия нейтронов с ядрами. Здесь рассмотрены как работы по изучению спиновой зависимости процессов, связанных с образованием компаунд-ядра, так и работы по изучению спиновой зависимости длин рассеяния нейтронов на ядрах, связанной, в основном, с потенциальным рассеянием нейтронов.

Во втором параграфе описаны исследования процесса деления ядер в экспериментах с поляризованными нейтронами и поляризованными ядрами ^{235}U и ^{239}Pu .

В третьем параграфе рассмотрены исследования магнитных моментов компаунд-состояний ядер, выполненные в ЛНФ ОИЯИ с использованием установки для поляризации ядер, описанной в настоящей диссертации.

Четвертый параграф посвящен исследованиям нарушения пространственной четности во взаимодействиях медленных нейтронов со сложными ядрами. Дан краткий обзор исследований в неупругих каналах взаимодействия нейтронов с ядрами, проводившихся до 1980г. Подробно рас-

смотрены более поздние работы по исследованию P-нечетных нейтронно-оптических двойного лучепреломления и дихроизма.

IV глава содержит подробное описание экспериментальной установки, созданной в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ для проведения исследований с поляризованными нейтронами и ядрами.

В первом параграфе сформулированы требования к установке, вытекающие из специфики исследований поляризованных мишеней на пучке поляризованных медленных нейтронов, а также указано, как эти требования удовлетворяются в описываемой установке. Приведены основные параметры источника нейтронов - импульсного реактора ИБР-30, на котором смонтирована установка. Выписаны основные соотношения, характеризующие метод нейтронной спектроскопии по времени пролёта, который использовался при выполнении всех ядерно-физических исследований, вошедших в настоящую диссертацию.

Во втором параграфе рассмотрена схема установки и описаны общие физические принципы её работы. Установка, при использовании её для исследований полных нейтронных сечений, состоит из последовательно расположенных на нейтронном пучке поляризатора нейтронов - поляризованной протонной мишени, системы реверса и проводки поляризации пучка от поляризатора до исследуемой мишени, собственно исследуемой мишени (поляризованной или неполяризованной) и детектора нейтронов. Поляризатор находился на расстоянии 32м от активной зоны реактора. Расстояние между поляризатором и исследуемой мишенью составляло 2,5-3м. Пролётная база от реактора до детектора выбиралась в зависимости от требуемого энергетического разрешения и могла составлять примерно 120, 60 и 40м. В установку входят также мониторные нейтронные счётчики для контроля интенсивности пучка и его поляризации и система анализа и накопления время-пролётных спектров. В связи с тем, что обычно исследуемые эффекты оказываются малыми, для подавления вклада в результаты от возможных нестабильностей аппаратуры, измерения с реверсом нейтронной поляризации часто чередовались. Такая установка позволяет исследовать энергетическую зависимость изменения прозрачности мишеней с изменением направления нейтронной поляризации, т.е. получать соответствующие зависимости полных нейтронных сечений исследуемых ядер.

В третьем параграфе описан поляризатор нейтронов - поляризованная протонная мишень. Мишень представляет собой монокристалл двойного лантан-магниевого нитрата, помещённый в СВЧ-резонатор, находящийся в I⁰-ной ванне гелиевого криостата в горизонтальном, перпендикулярном пучку магнитном поле специального электромагнита. Кристалл-поляризатор имеет оптимальную толщину (по пучку) $\approx 17\text{мм}$ и попереч-

ные размеры – 60мм по вертикали и 50мм по горизонтали. Кристалл ориентирован осью \vec{z} по магнитному полю. При этом в рабочем поле с напряжённостью 20кЭ для накачки протонной поляризации необходимо СВЧ-излучение с длиной волны ≈ 4 мм. Для обеспечения однородной по мишени и стабильной протонной поляризации поле электромагнита шиммированием сделано в объёме мишени однородным с точностью не хуже 10^{-4} , а величина магнитного поля и частота источника СВЧ-излучения (лампы обратной волны) стабилизированы с той же точностью.

Криостат, обеспечивающий на протонной мишени температуру около 1К в условиях повышенной тепловой нагрузки от СВЧ-излучения (примерно 0,1Вт), имеет две гелиевые ванны: большую (≈ 25 л) 4° -ную и малую (≈ 1 л) 1° -ную. Малая ванна через специальный регулируемый снаружи вентиль постоянно подпитывается жидким гелием из большой ванны и откачивается мощным бустерным насосом БН-4,5. В рабочих условиях доливка жидкого гелия в 4° -ную ванну производится один раз в сутки и не влияет на режим работы 1° -ной ванны с мишенью.

Контроль за протонной поляризацией в процессе запуска мишени осуществляется по сигналу протонного магнитного резонанса. Время достижения рабочей поляризации составляет около часа. В рабочих условиях протонная поляризация мишени контролируется по величине прозрачности мишени для нейтронов, определяемой с помощью мониторных счётчиков.

Такая мишень позволяет длительное время работать с протонной поляризацией 60–70% и обеспечивает получение фильтрацией пучка через неё поперечно поляризованного нейтронного пучка с площадью около 30см^2 и поляризацией в области нейтронов резонансных энергий, примерно равной протонной поляризации мишени. Потеря интенсивности пучка в таком поляризаторе составляет приблизительно порядок.

В четвёртом параграфе описаны система проводки поляризованного пучка и три системы реверса нейтронной поляризации, используемые в установке. Использование нескольких методов реверса обусловлено отсутствием хорошего универсального метода, каждый из используемых методов имеет и достоинства и недостатки.

В начале параграфа рассмотрено поведение нейтронных спинов в переменных магнитных полях и приведены соотношения, характеризующие это поведение в двух предельных случаях: в адиабатическом (при медленном изменении поля) и в неадиабатическом (при быстром изменении поля).

Система проводки поляризованного пучка, тесно связанная с системами реверса нейтронной поляризации, создаёт на пути пучка от поляризатора до исследуемой мишени магнитные поля нужной конфигурации

и величины, обеспечивающие отсутствие деполаризации пучка в случайных магнитных полях и, при необходимости, пространственное вращение нейтронной поляризации. В установке используется поворот поляризации пучка на 90° в адиабатически меняющемся вдоль пучка магнитном поле. Такой поворот необходим как при получении продольно поляризованного пучка, так и в одном из используемых методов реверса поляризации. Конфигурация и величина магнитных полей обеспечивает 90° -ный адиабатический поворот поляризации для нейтронов с энергиями в области не ниже 100 эВ.

Далее описаны три используемые в установке метода реверса нейтронной поляризации. При работе с поперечно поляризованными нейтронами в различных условиях используются все три метода, а при работе с продольно поляризованными нейтронами – только два (первый и третий).

Первый метод состоит в изменении направления протонной поляризации относительно направления магнитного поля на протонной мишени. Такой метод обеспечен спецификой динамической поляризации и практически осуществляется небольшим (на $\approx 40\text{Э}$) изменением магнитного поля на протонной мишени для перестройки электронного парамагнитного резонанса с одного запрещённого перехода на другой. Достоинствами этого метода являются его независимость от энергии нейтронов и то, что реверс осуществляется практически без изменений физических условий на пучке. Недостатки – медленность ("перекачка" протонной поляризации занимает в лучшем случае не менее часа) и трудности в получении одного и того же значения поляризации после каждой перекачки. Этот метод реверса широко используется в эксперименте для контроля.

Второй метод реверса, разработанный в процессе создания описываемой установки, – более быстрый, и так же не ограничен сверху по энергии нейтронов, как и первый метод. В этом методе для реверса поляризации пучка работающая протонная мишень, вместе с её магнитом, за время 10–15с поворачивается на 180° вокруг вертикальной оси, проходящей через середину мишени. Такой поворот меняет на обратную пространственную ориентацию поляризации пучка на выходе из протонной мишени. При этом в ситуации, когда поле магнита и поле магнитного канала далее по ходу пучка оказываются встречными, в пучок вводится токовая фольга, обеспечивающая неадиабатическое прохождение пучком области изменения направления поля. К недостаткам метода следует отнести его значительную техническую сложность, а также возможную аппаратную асимметрию, поскольку физические условия на пучке, вообще говоря, меняются из-за поворота мишени. Практический опыт работы с этим методом реверса поляризации, однако, показал, что при хорошей настройке системы указанная асимметрия не превосходит 10^{-4} .

Третий из использованных методов реверса поляризации нейтронов — самый быстрый. В этом методе магнит с поляризованной протонной мишенью оставался неподвижным и был установлен таким образом, что постоянно включенная токовая фольга размещалась за протонной мишенью (по ходу пучка). Реверс поляризации пучка осуществлялся изменением за время, меньшее I_s , направления ведущего магнитного поля в секции канала ведущего поля, непосредственно следовавшей за токовой фольгой. Если направления полей в этой секции и на участке перед фольгой совпадали, то за счёт небольшой величины поля фольги, суммарное поле в районе фольги изменяло только величину, но не направление. При этом нейтроны проходили область фольги, сохраняя ориентацию спинов и пространственно и по отношению к направлению магнитного поля. В случае встречного направления полей в области фольги, фольга обеспечивала быстрое изменение направления поля на пути нейтронов и, тем самым, неадиабатичность прохождения нейтронами этой области. Нейтроны снова проходили область в районе фольги, сохраняя пространственную ориентацию спинов, и оказывались за фольгой со спинами, реверсированными по отношению к направлению ведущего поля. Дальнейшая проводка поляризованного пучка до исследуемой мишени (при обоих направлениях полей в секции канала ведущего поля за фольгой) осуществлялась адиабатически, в магнитном поле пущной величины и конфигурации. К недостаткам этого метода реверса следует отнести использование адиабатического пространственного поворота нейтронной поляризации, что ограничивает его применимость по энергии нейтронов сверху, а также необходимость сфазированно с реверсом изменять магнитное поле на пучке. Последнее, при использовании детекторов, чувствительных к магнитному полю, может привести к аппаратной асимметрии.

Для получения пучка продольно поляризованных нейтронов непосредственно за областью поперечного реверсируемого поля располагался соленоид с продольным полем, в котором размещался исследуемый образец. В этом случае поляризация пучка адиабатически поворачивалась от поперечной в области реверсируемого поля до продольной в соленоиде.

В пятом параграфе описана система, используемая для поляризации исследуемых ядер. В нашем случае исследуемые ядра поляризуются статически с использованием внешнего магнитного поля с напряжённостью ≈ 15 кЭ, создаваемого стандартным электромагнитом, при температуре мишени (2-3) 10^{-2} К, обеспечиваемой криостатом с растворением ^3He в ^4He .

Основным элементом системы для поляризации ядер является криостат с растворением ^3He в ^4He , разработанный в ЛНФ ОИЯИ специально

для проведения исследований с поляризованными нейтронами и ядрами. Низкотемпературная часть криостата выполнена по традиционной трёхбачковой схеме с азотной и двумя гелиевыми ваннами, одна из которых откачивается насосом ВН-6 до температуры ≈ 1 К. Сверхнизкотемпературная часть криостата работает с непрерывной циркуляцией ^3He , обеспечиваемой откачкой газообразного ^3He из ванны испарения. С выхода системы откачки ^3He поступает в специальный змеевик, последовательно проходящий через все три ванны низкотемпературной части криостата, где охлаждается до 1 К и конденсируется. Сконденсированный ^3He поступает в змеевик ванны испарения и охлаждается до 0,6-0,7 К, а затем проходит по противоточному теплообменнику, где дополнительно охлаждается встречным потоком ^3He , диффундирующим из ванны растворения в ванну испарения. Охлаждённый таким образом ^3He растворяется в ванне растворения с поглощением тепла.

Наиболее сложным и ответственным узлом криостата является его сверхнизкотемпературная часть, включающая в себя ванну испарения, противоточный теплообменник и ванну растворения, связанную с контейнером для исследуемых мишеней. Противоточный теплообменник (определяющий элемент сверхнизкотемпературной части) — непрерывного типа, с большой площадью теплообмена, что позволяет получать достаточно низкую предельную температуру.

Отличительной особенностью описываемого криостата является использование косвенного теплообмена между рабочим веществом мишени и хладагентом — раствором ^3He в ^4He . Косвенный теплообмен применён в связи с невозможностью прямого охлаждения исследуемой мишени раствором из-за большого сечения захвата медленных нейтронов ядрами ^3He . В рабочих условиях контейнер с исследуемым образцом заполнен жидким ^4He , который через специальный теплообменник связан с раствором. Для улучшения теплопередачи между ^4He и раствором, теплообменник имеет большую площадь теплопередачи (около $0,6\text{ м}^2$) как со стороны ^4He , так и со стороны раствора.

Измерения температуры раствора, ^4He в контейнере мишени и корпуса ванны растворения осуществляются угольными термометрами сопротивления, прокалиброванными по магнитному термометру с церий-магниевым нитратом.

Для обеспечения продолжительной работы криостата без непосредственного присмотра со стороны обслуживающего персонала, имеется система дистанционного контроля и управления работой криостата.

Криостат имеет следующие основные технические характеристики:
I. Количество газообразных ^4He и ^3He , используемых в непрерывном замкнутом цикле растворения, составляют соответственно 130 и 70 л.

2. Предельная температура раствора, достигаемая при работе без магнитного поля с максимальной скоростью циркуляции ${}^3\text{He}$, равной примерно $2,4 \cdot 10^{-4}$ моль/с, составляет около $1,6 \cdot 10^{-2}$ К.

3. При работе с магнитным полем в ИскЭ на контейнере мишени предельная температура ${}^4\text{He}$ в контейнере возрастает в 1,5–2 раза. Это, по-видимому, связано с нагревом за счёт нестабильностей поля и вибраций контейнера с образцом в поле. На рис. I приведены нагрузочные характеристики криостата при наличии магнитного поля на контейнере мишени.

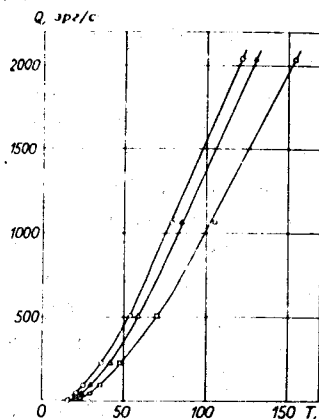


Рис. I. Зависимость температур от тепловой нагрузки со стороны образца при скорости циркуляции ${}^3\text{He}$ $2,4 \cdot 10^{-4}$ моль/с. о – раствор, Δ – поверхность ванны растворения, □ – ${}^4\text{He}$ в контейнере образца. T – температура в мК.

4. Время охлаждения криостата от комнатной до предельной температуры составляет около суток.

5. Расход газообразного гелия из гелиевых ванн в рабочих условиях: ≈ 230 л/час (4° -ная ванна) и ≈ 20 л/час (1° -ная ванна). Время между доливками жидкого гелия в эти ванны составляет соответственно 1 и 10 суток.

В конце пятого параграфа обсуждается использованный метод поляризации ядер. Показано, что в большинстве случаев условия, достижимые в описываемой системе, недостаточны для поляризации ядер методом "грубой силы". В условиях этой системы может быть применён метод Гортера-Роуза, который и использовался для поляризации исследованных редкоземельных ядер.

В последнем параграфе этой главы рассмотрена система регистрации нейтронов и управления экспериментом. Малость исследованных эффектов предъявляла повышенные требования к точности измерений, а, стало быть, и к быстродействию системы регистрации нейтронов и анализа время-пролётных спектров.

Для регистрации нейтронов применялись быстродействующие сцин-

тиллиационные детекторы – детектор с Li-стеклом и γ -детектор с $n-\gamma$ -конвертором. Детектор с Li-стеклом использовался при низких энергиях нейтронов, где он имеет достаточно высокую эффективность. При более высоких энергиях использовался детектор с $n-\gamma$ -конвертором.

Большая продолжительность измерений с частым реверсом нейтронной поляризации потребовала автоматизации управления реверсом с накоплением двух время-пролётных спектров, соответствовавших различным направлениям поляризации. Это было осуществлено с помощью специальной системы, созданной на основе малой ЭВМ. Такая система наряду с управлением реверсом и накоплением двух время-пролётных спектров обеспечивала регистрацию счётов мониторинговых счётчиков, простейшую предварительную обработку результатов измерений, а также протокольную распечатку части информации, накопленной в каждом из циклов измерений с фиксированным направлением поляризации. Протокольная информация была очень полезной как для контроля за работой всей установки, так и при окончательной обработке результатов измерений.

Основные характеристики системы анализа детекторных импульсов и регистрации время-пролётных спектров следующие: быстродействие – до 10^5 статистически распределённых импульсов в секунду, число временных каналов в каждом из спектров – до $2 \cdot 10^3$, ширина канала – от 1 мкс и выше. Накопленную системой информацию можно передавать на базу ЭВМ для последующей обработки.

В главе У рассмотрены исследования спиновой зависимости полных нейтронных сечений, проведённые на описанной установке. С использованием поляризованных нейтронов и ядер были измерены эффекты пропускания на мишенях, содержащих редкоземельные ядра ${}^{141}\text{Pr}$, ${}^{159}\text{Tb}$, ${}^{165}\text{Ho}$, ${}^{167}\text{Er}$ и ${}^{169}\text{Tm}$.

В качестве мишеней использовались чистые металлические и интерметаллические образцы с исследовавшимися ядрами, ферромагнитные при сверхнизких температурах. Толщина образцов по исследуемым ядрам составляла $(1-1,5) \cdot 10^{22}$ яд/см², площадь – около 30 см². Ядра поляризовались методом Гортера-Роуза. Практически достигнутая поляризация составляла 50–50%. Поляризация же, достигаемая при использованных сверхнизких температурах в соответствующих сверхтонких полях, близка к 100%. Имевшая место потеря поляризации обусловлена неполным магнитным насыщением жёстких редкоземельных поликристаллических ферромагнетиков в использованном в установке внешнем поле ≈ 15 кЭ.

Измерения проводились в бустерном режиме работы реактора ИБР-30 на пролётной базе I20м. Нейтроны регистрировались γ -детектором с $n-\gamma$ -конвертором. Поляризация нейтронов реверсировалась поворотом

поляризованной протонной мишени. Продолжительность цикла измерений с фиксированным направлением нейтронной поляризации составляла около 200с. Для контроля за возможными аппаратными эффектами один раз в сутки проводилась "перекачка" протонной поляризации (реверсировалось направление поляризации протонов мишени по отношению к полю на ней). Рабочие измерения с каждым из исследованных образцов проводились непрерывно в течение 8-10 суток.

Измерения проводились с нейтронами в области энергий от нескольких эВ до 10^5 эВ, т.е. исследовались и область разрешённых резонансов, и область усреднённых сечений.

Из измерений в области разрешённых резонансов на 5 исследованных ядрах удалось идентифицировать спины около 230 нейтронных резонансов. Значительная часть этих спинов определена впервые.

На рис.2 в качестве примера приведен участок одного из время-пролётных спектров, полученного в измерениях с тербием для области разрешённых резонансов. Вверху на этом рисунке для той же области энергий приведен экспериментальный эффект пропускания, знак которого в данном резонансе позволяет определить спин резонанса.

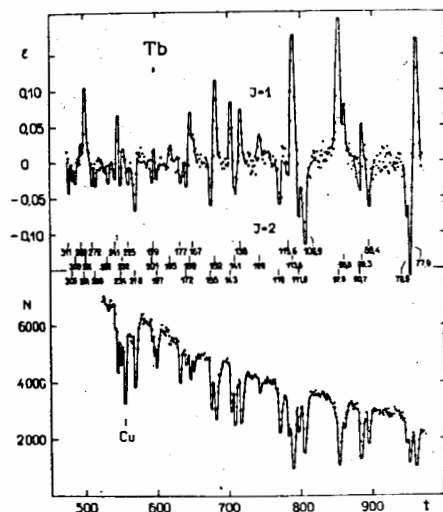


Рис.2. Область разрешённых резонансов ^{159}Tb : внизу - один из экспериментальных спектров, полученных за 20 часов измерений, вверху - эффект пропускания. Цифры между кривыми - энергии резонансов в эВ, t - номер канала временного анализатора (ширина канала 1мкс).

Более информативными оказались результаты измерений в области усреднённых сечений. Эти результаты представлены на рис.3 в виде энергетических зависимостей поляризационных сечений исследованных ядер. Такие зависимости легко получить из экспериментальных эффектов пропускания по соотношению (6) с использованием нужных параметров

пучка и мишени. Заметные изменения полученных поляризационных сечений в области нейтронных энергий до 100кэВ позволяют предположить, что наблюдаемые процессы связаны не с потенциальным рассеянием, а с захватом нейтронов в компаунд-состояния, т.е. со спиновой зависимостью нейтронных силовых функций.

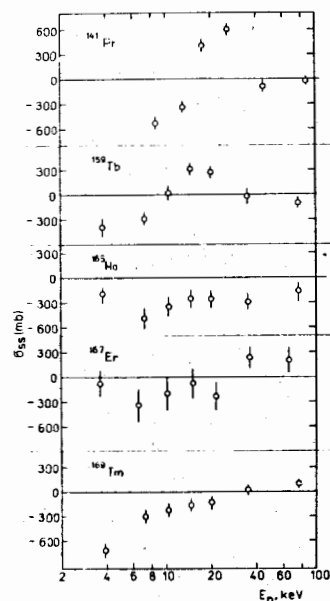


Рис.3. Энергетическая зависимость поляризационных сечений.

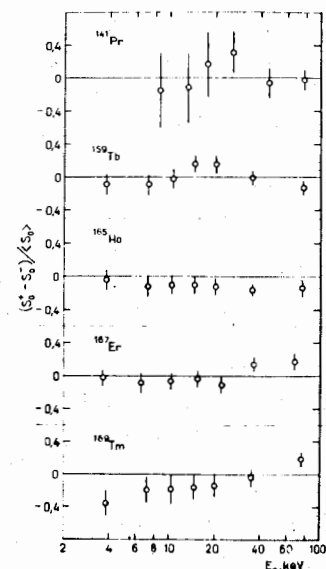


Рис.4. Энергетическая зависимость разностей силовых функций для двух спиновых состояний с $J = I \pm 1/2$.

Можно допустить (обоснование этого допущения приведено в приложении 2 диссертации), что в рассматриваемой области энергий на исследованных ядрах основной вклад в обсуждаемые процессы дают S -нейтроны. Тогда с использованием соотношения (3) спиновую зависимость поляризационных сечений можно пересчитать в спиновую зависимость S -волновых нейтронных силовых функций. На рис.4 приведены результаты такого пересчёта. Здесь для исследованных ядер даны энергетические зависимости разностей силовых функций ΔS_0 для двух возможных спинов канала, отнесённые к соответствующим средним значениям силовых функций. В связи с флуктуациями нейтронных ширин резонансов нейтронные силовые функции, полученные усреднением по ограниченному

числу резонансов, также флуктуируют, т.е. экспериментально полученные силовые функции всегда содержат дополнительную, "физическую" дисперсию. Такая дисперсия, рассчитанная по средним плотностям резонансов исследованных ядер, включена в ошибку приведенных на рис.4 значений относительных разностей силовых функций. Эта дополнительная ошибка для всех исследованных ядер является преобладающей.

В энергетических зависимостях разностей силовых функций, как и в исходных зависимостях поляризационных сечений, наблюдается промежуточная структура, связанная, по-видимому, со сравнительно короткоживущими промежуточными состояниями. Следует отметить повышенную чувствительность поляризационных экспериментов к проявлениям такой структуры. Это обусловлено тем, что промежуточные состояния имеют определённые спины и в поляризационных измерениях подчёркиваются. К тому же, в силу специфики поляризационных измерений, соответствующие изменения сечений наблюдаются лишь за счёт изменения ориентации спинов нейтронов, при неизменных прочих условиях, что позволяет обнаруживать очень малые изменения сечений.

Заманчивым является, из полученных спиновых зависимостей s -волновых нейтронных силовых функций, сделать оценку спин-спинового члена U_{ss} в оптическом ядерном потенциале. Поскольку промежуточная структура не учитывается при усреднённом описании картины оптической модели, представляется целесообразным получить усреднённые по энергии спиновые зависимости силовых функций. Если, кроме этого, для повышения точности, провести усреднение результатов по всем исследованным ядрам, то для такой усреднённой разности s -волновых нейтронных силовых функций получается следующая оценка:

$$\langle \Delta S_0 / S_0 \rangle = -0,035 \pm 0,020,$$

где S_0 - средние значения s -волновых силовых функций для соответствующих ядер.

Невысокая точность полученного результата оправдывает проведение дальнейшего рассмотрения не очень строго, в рамках простейшей оптической модели*, когда ядро представляется для нейтронов сферической комплексной потенциальной ямой с резким скачком потенциала на границе:

$$U = 0, \text{ при } r > R;$$

$$U = R_e U + i J_m U, \text{ при } r < R.$$

Здесь R - радиус ядра. Средние параметры такого потенциала имеют

следующие значения:

$$R_e U \approx -40 \text{ МэВ}, J_m U \approx -3 \text{ МэВ}, k \approx 1,45 \sqrt{A} 10^{-12} \text{ см} \quad (A - \text{массовое число ядра}).$$

В этой модели области редкоземельных ядер соответствует максимум резонанса нейтронной силовой функции. В приложении 3 диссертации показано, что для таких ядер силовая функция связана, в основном, с мнимой частью оптического потенциала, и эта связь имеет вид:

$$S_0^\pm \sim \frac{1}{J_m U_\pm}, \quad (7)$$

где S_0^\pm и U_\pm - силовые функции и потенциалы в каналах со спинами $J = I \pm 1/2$. С использованием соотношения (7), в предположении малости U_{ss} , можно получить соотношение, связывающее его мнимую часть с разностью силовых функций в двух спиновых каналах и мнимой частью полного потенциала:

$$J_m U_{ss} = - \frac{\Delta S_0}{S_0} J_m U. \quad (8)$$

Подстановка сюда экспериментального значения усреднённой разности силовых функций даёт следующую оценку мнимой части спин-спинового потенциала:

$$J_m U_{ss} = (0,10 \pm 0,05) \text{ МэВ}.$$

Таким образом, мнимая часть спин-спинового потенциала в оптической модели оказывается очень малой. Более точные расчёты дадут ещё меньшую оценку:

$$J_m U_{ss} = (0,03 \pm 0,04) \text{ МэВ}.$$

В главе VI описаны исследования нарушения пространственной чётности в полных нейтронных сечениях, включённые в диссертацию. В этих исследованиях методом времени пролёта изучалось энергетическое поведение зависимости полных нейтронных сечений ядер ^{81}Br , ^{111}Cd , ^{117}Sn , ^{127}J , ^{139}La и ^{238}U от спиральности нейтронов при энергиях нейтронов, близких к слабым низковольтным резонансам этих ядер. Было исследовано II резонансов. 3 из этих резонансов (резонанс в ^{81}Br и два резонанса в ^{111}Cd) были впервые обнаружены в специально проведённых в ЛНФ ОИЯИ поисках слабых резонансов. На 4 из исследованных резонансов Р-нечётный эффект в полных нейтронных сечениях был обнаружен.

Измерения время-пролётных спектров проводились с образцами толщиной, близкой к оптимальной толщине в две длины свободного пробега для нейтронов нужных энергий. Реверс спиральности нейтронов осуществ-

* Немировский П.Э. Современные модели ядер. Атомиздат, М., 1960.

влялся с использованием рассмотренного выше третьего метода реверса. Для контроля, как и в измерениях спиновой зависимости полных нейтронных сечений, был использован первый метод реверса. Продолжительность измерительного цикла с фиксированным значением спиральности составляла 30–50 с. Нейтронный детектор (с Li -стеклом или с n - γ конвертором) располагался на пролётной базе 60 м. Измерения с одним образцом проводились непрерывно в течение нескольких сотен часов.

Из экспериментальных время-пролётных спектров (для нейтронов с двумя спиральностями) получались энергетические зависимости эффектов пропускания. На рис. 5 в качестве примера приведены участки спектров ^{111}Cd и ^{139}La с исследовавшимися резонансами и соответствующие эффекты пропускания, пересчитанные к полной поляризации нейтронов.

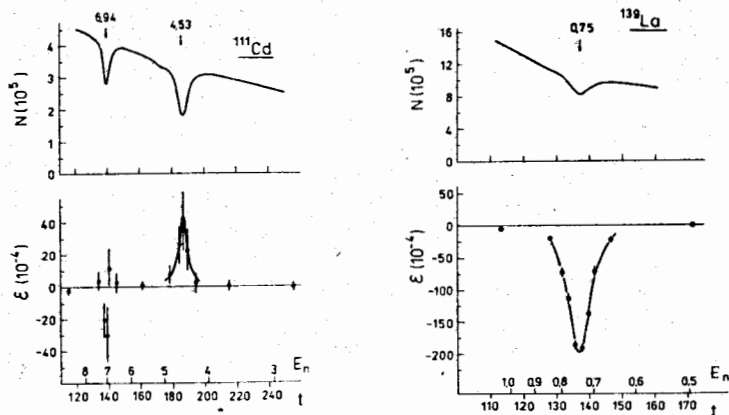


Рис. 5. Время-пролётные спектры и эффекты пропускания для ^{111}Cd и ^{139}La . На горизонтальной оси приведены номера каналов анализатора t и энергии нейтронов E_n в эВ. Стрелками с цифрами указаны положения и энергии резонансов.

Обработка экспериментальных результатов для эффектов пропускания с использованием соотношения (6) и с учётом, в случае необходимости, искажений спектра доплеровским уширением и недостаточно высоким энергетическим разрешением, позволяет получить соответствующие значения величины $\mathcal{P}(\epsilon_p)$, введённой соотношением (4). Результаты такой обработки приведены в таблице I. Там же даны толщины использованных мишеней и параметры исследованных резонансов. Во всех случаях, кроме ^{238}U , даны параметры, найденные из время-пролётных спектров, полученных в описываемых измерениях.

Таблица I. Результаты измерений эффектов нарушения пространственной чётности в нейтронных резонансах

Ядро	$\text{яд}/\text{см}^2$ 10^{23}	E_p эВ	Γ_p 10^{-2} эВ	$g\Gamma_p^n$ 10^{-8} эВ	E_s эВ	$g\Gamma_s^{h_0}$ 10^{-3} эВ	$\mathcal{P}(E_p)$ 10^{-3}	$ W_{sp} $ 10^{-3} эВ
^{81}Br	1,1	$0,88 \pm 0,01$	190 ± 20	$5,8 \pm 0,3$	$101,0 \pm 0,1$	$9,7 \pm 0,7$	24 ± 4	$3,0 \pm 0,5$
^{111}Cd	2,04	$4,53 \pm 0,03$	150 ± 10	107 ± 5	-4	0,95	$-8,2 \pm 2,2$	$0,80 \pm 0,22$
		$6,94 \pm 0,07$	143 ± 13	103 ± 3	"-"	"-"	$4,1 \pm 3,3$	$0,42 \pm 0,33$
^{117}Sn	3,9	$1,33 \pm 0,01$	230 ± 20	$19 \pm 1,5$	-29	5,5	$4,5 \pm 1,3$	$0,35 \pm 0,10$
		$7,6 \pm 0,1$	130 ± 20	13 ± 2	$37,7 \pm 0,1$	$4,3 \pm 0,4$	$11,2 \pm 8,0$	$0,5 \pm 0,4$
^{127}J	1,25	$10,4 \pm 0,1$	90 ± 10	320 ± 40	"-"	"-"	$0,3 \pm 0,4$	$0,1 \pm 0,1$
		$14,0 \pm 0,2$	90 ± 10	150 ± 20	"-"	"-"	$1,3 \pm 1,0$	$0,15 \pm 0,11$
^{139}La	1,25	$0,75 \pm 0,01$	45 ± 5	$3,6 \pm 0,3$	-48,6	84	73 ± 5	$1,28 \pm 0,12$
^{238}U	1,5	$4,41 \pm 0,01$	(25)	$11,1 \pm 0,2$	$6,67 \pm 0,02$	$0,58 \pm 0,01$	$3,7 \pm 3,7$	$0,4 \pm 0,4$
		$11,32 \pm 0,02$	(25)	35 ± 6	$20,9 \pm 0,1$	$1,9 \pm 0,5$	$-2,5 \pm 2,5$	$0,08 \pm 0,08$
		$19,50 \pm 0,02$	(25)	140 ± 70	"-"	"-"	0 ± 1	$0 \pm 0,01$

Из значений $\mathcal{P}(E_p)$ могут быть рассчитаны соответствующие матричные элементы слабого ядерного взаимодействия, смешивающего ζ - и p -резонансы. В рамках двухуровневого приближения это можно сделать с использованием соотношения (4). Для такого расчёта необходимо знать входящие в соотношение (4) параметры смешивающихся резонансов, включая знаки амплитуд их нейтронных ширин. Поскольку такая информация в полном объёме во всех наших случаях отсутствует, полученные значения матричных элементов будут иметь неоднозначный, оценочный характер. В таблице I приведены результаты расчётов модулей матричных элементов $W_{\zeta p}$ (знак получить нельзя из-за неизвестности знаков амплитуд нейтронных ширин). Расчёты проведены в предположениях, что:

1. Исследование резонансов являются p -резонансами со спинами, пригодными для смешивания с ζ -резонансами.
2. Смешивание идёт с "ближайшим сильным" ζ -резонансом с максимальным значением величины $\Gamma_{\zeta}^2 / (\epsilon_{\zeta} - \epsilon_p)^2$. Используемые при расчётах параметры таких резонансов приведены в таблице I.
3. Основная доля нейтронной ширины исследованного резонанса связана с каналом с полным моментом нейтрона $j = I/2$. Полученные таким образом значения дают нижние оценки модулей матричных элементов. При этом, конечно, должно быть справедливо первое из принятых выше допущений. Для уточнения полученных значений матричных элементов нужна дополнительная информация о параметрах смешивающихся резонансов.

Из таблицы I следует, что для 4 резонансов, где p -нечётный эффект был обнаружен, значения $|W_{\zeta p}|$ лежат в пределах $(0,3-3) \cdot 10^{-3}$ эВ. В двух резонансах недостаточна точность измерений, хотя имеются указания на матричные элементы того же порядка. В остальных случаях либо матричные элементы меньше $2 \cdot 10^{-4}$ эВ, либо равны нулю из-за невыполнения принятого выше допущения I.

В рамках двухуровневого приближения, в модели смешивающихся компаунд-состояний, с использованием выражения (4) эффекты, наблюдаемые в резонансах, могут быть сопоставлены с аналогичными эффектами, полученными на тепловых нейтронах. Такое сопоставление имеющихся тепловых данных* с данными из настоящей работы даёт хорошо согласующиеся результаты. Это согласие даёт дополнительное указание на корректность

* Kolomensky E.A., Lobashev V.M., Piroshkov A.N., Smotrisky L.M., Titov N.A., Vesna V.A. Phys.Lett., 1981, v.107B, p.272.
 Vesna V.A., Коломенский Э.А., Лобашев В.М., Пирожков А.Н., Смотрицкий Л.М., Титов Н.А. Письма в ЖЭТФ, 1982, т.35, с.351.

описания рассматриваемого явления в модели смешивающихся компаунд-состояний, особенно если учесть, что сами эффекты (тепловые и резонансные) отличаются на много порядков.

Обнаруженные большое усиление и резонансное поведение эффектов нарушения пространственной чётности в полных нейтронных сечениях сложных ядер представляют собой интересное ядерно-физическое явление. Его изучение позволяет глубже понять структуру ядра и его возбуждённых состояний. Дальнейшие исследования этого явления безусловно целесообразны, особенно в направлении нахождения малых матричных элементов. Это позволит сопоставить экспериментальное распределение матричных элементов со случайным распределением, следующим из статистического теоретического рассмотрения.

В заключении на основании приведенных в диссертации материалов сделаны следующие выводы:

1. Разработана и успешно эксплуатируется на реакторе ИБР-30 ЛНФ ОИЯИ установка для исследований с поляризованными нейтронами и ядрами, включающая в себя следующие основные узлы:

- 1.1. Поляризованная протонная мишень - поляризатор медленных нейтронов в широкой области их энергий.
- 1.2. Система реверса поляризации нейтронного пучка, использующая метод поворота на 180° работающей мишени-поляризатора, разработанный при создании настоящей установки.
- 1.3. Специальный криостат с растворением ${}^3\text{He}$ в ${}^4\text{He}$ на температуру $(2-3) \cdot 10^{-2}$ К, используемый для поляризации ядер на пучке медленных нейтронов.

2. Проведены исследования спиновой зависимости полных сечений взаимодействия нейтронов энергиями до 100кэВ с некоторыми редкоземельными ядрами. Результаты этих исследований можно сформулировать следующим образом:

- 2.1. В области разрешённых резонансов для 5 исследованных ядер идентифицированы спины около 230 нейтронных резонансов. Большая часть спинов получена впервые.
- 2.2. Измерения в области усреднённых сечений дали для исследованных ядер очень слабую зависимость усреднённых сечений от спина.
 - 2.2.1. Из поляризационных сечений получены разности ζ -волновых нейтронных силовых функций в каналах со спинами $j = I \pm 1/2$.
 - 2.2.2. Характер энергетических зависимостей поляризационных сечений и разностей силовых функций на некоторых ядрах указывает на проявление короткоживущих промежуточных состояний.
 - 2.2.3. Усреднённые по энергиям и исследованным ядрам нейтронные силовые функции в двух спиновых каналах отличаются не более чем на 5%.

2.2.4. Из спиновой зависимости усреднённых s -волновых нейтронных силовых функций получена оценка мнимой части спин-спинового члена в оптическом потенциале: $\text{Im } U_{ss} = (0,03 \pm 0,04) \text{ МэВ}$.

3. Проведены исследования P -нечётной зависимости полных нейтронных сечений от спиральности нейтронов для ряда слабых низковольтных резонансов некоторых сложных ядер. Получены следующие основные результаты:

3.1. Из II исследованных резонансов на 4 обнаружены P -нечётные эффекты.

3.2. В резонансе ^{139}La с энергией 0,75эВ получен самый большой из известных в настоящее время эффект нарушения пространственной чётности в ядерных процессах. Резонансные сечения для нейтронов разных спиральностей отличаются здесь примерно на 15%.

3.3. Резонансное поведение наблюдаемых эффектов и их величины находятся в согласии с предсказаниями модели смешивающихся по чётности возбуждённых состояний ядер и с соответствующими статистическими оценками, основанными на гипотезе универсальности слабого взаимодействия.

3.4. Исследования P -нечётных эффектов в полных нейтронных сечениях вблизи p -резонансов дают новый метод изучения возбуждённых состояний ядер, позволяющий получать уникальную информацию.

В приложения вынесены громоздкие и вспомогательные материалы. В приложении I приведены таблицы спиновой зависимости длин рассеяния и значений магнитных моментов нейтронных резонансов, относящиеся к обзорной главе III. Там же даны таблицы спинов резонансов, полученных в диссертационной работе. О содержании приложений 2 и 3 говорилось выше.

Основные материалы диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Алфименков В.П. Поляризованные мишени и поляризованные ядра в нейтронной физике. - В кн.: Нейтронная физика (Матер. Всесоюз. совещ., Киев, 1971). "Наукова думка", Киев, 1972, ч. I, с. 99-108.
2. Алфименков В.П., Ефимов В.Н., Пантелеев Ц.Ц., Фенин Ю.И. Взаимодействие поляризованных нейтронов с ориентированными ядрами. - Ядер. физ., т. I7, вып. 2, с. 283-300.
3. Алфименков В.П., Иваненко А.И., Ласонь Л., Мареев Ю.Д., Овчинников О.Н., Пикельнер Л.Б., Шарапов Э.И. Спины нейтронных резонансов ^{159}Tb из эксперимента с поляризованными нейтронами и ядрами. - Дубна, 1975. - 8с. (Препринт/Объед. ин-т ядер. исслед.: P3-8599).

4. Алфименков В.П., Овчинников О.Н. Рефрижератор с растворением гелия-3 в гелии-4 для работы на пучке медленных нейтронов. - Дубна, 1975. - 20с. (Препринт/Объед. ин-т ядер. исслед.: P8-9168).
5. Алфименков В.П., Андросов А.В., Иваненко А.И., Мареев Ю.Д., Овчинников О.Н. Установка для поляризации медленных нейтронов на реакторе ИБР-30. - Дубна, 1975. - 19с. (Сообщение/Объед. ин-т ядер. исслед.: I3-9996).
6. Алфименков В.П., Овчинников О.Н. Рефрижератор с растворением ^3He в ^4He для работы на пучке медленных нейтронов. - В кн.: Тезисы сообщений XIУ международной конференции стран-членов СЭВ по физике и технике низких температур (Братислава, 1975). Братислава, 1975, с. 68.
7. Алфименков В.П., Иваненко А.И., Овчинников О.Н. Шестиканальный измеритель термосопротивлений при сверхнизких температурах. Дубна, 1977. - 10с. (Сообщение/Объед. ин-т ядер. исслед.: 8-11062).
8. Алфименков В.П., Акопян Г.Г., Вагов В.А., Иваненко А.И., Ласонь Л., Мареев Ю.Д., Овчинников О.Н., Пикельнер Л.Б., Салаи Ш., Шарапов Э.И. Пропускание поляризованных нейтронов через поляризованную мишень ^{159}Tb . - Ядер. физ., 1977, т. 25, вып. 5, с. 930-937.
9. Акопян Г.Г., Алфименков В.П., Вежбицки Я., Иваненко А.И., Мареев Ю.Д., Морева Н.И., Овчинников О.Н., Пикельнер Л.Б., Шарапов Э.И. Спиновая зависимость полного сечения ^{165}Ho в области энергий от 4эВ до 100кэВ. - Ядер. физ., 1977, т. 26, вып. 5, с. 942-946.
10. Акопян Г.Г., Алфименков В.П., Борзаков С.Б., Вежбицки Я., Иваненко А.И., Ласонь Л., Мареев Ю.Д., Овчинников О.Н., Пикельнер Л.Б., Шарапов Э.И. Спиновая зависимость полного нейтронного сечения ^{169}Tm и ^{141}Pr в области энергий до 100кэВ. - Дубна, 1977. - 9с. (Сообщение/Объед. ин-т ядер. исслед.: P3-10835).
11. Алфименков В.П., Борзаков С.Б., Вежбицки Я., Иваненко А.И., Мареев Ю.Д., Морева Н.И., Овчинников О.Н., Пикельнер Л.Б., Шарапов Э.И. Спиновая зависимость полного сечения ^{167}Er в области энергий нейтронов до 100кэВ. - Дубна, 1978. - 7с. (Сообщение/Объед. ин-т ядер. исслед.: P3-12040).
12. Alfimenkov V.P., Borzakov S.B., Wiersbicki J., Ivanenko A.I., Mareev Yu.D., Ovchinnikov O.N., Pikelner L.B., Sharapov E.I. Investigation of spin dependence of neutron cross sections and strength functions for rare earth nuclei in experiments with polarised neutrons and nuclei. - Nucl. Phys., 1982, v. A376, p. 229-245.

13. Алфименков В.П., Пикельнер Л.Б., Шарапов Э.И. Ядерно-физические исследования с ориентированными ядрами и поляризованными нейтронами. - ЭЧАЯ, 1981, т. II, вып. 2, с. 411-453.
14. Алфименков В.П., Борзаков С.Б., Во Ван Тхуан, Мареев Ю.Д., Пикельнер Л.Б., Рубин Д., Хрыкин А.С., Шарапов Э.И. Экспериментальное исследование несохранения P-четности в нейтронном резонансе ^{117}Sn . - Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 34, вып. 5, с. 308-312.
15. Алфименков В.П., Борзаков С.Б., Во Ван Тхуан, Мареев Ю.Д., Пикельнер Л.Б., Хрыкин А.С., Шарапов Э.И. Нарушение пространственной четности в резонансе 0,75 эВ лантана-139. - Письма в ЖЭТФ, 1982, т. 35, вып. 1, с. 42-44.
16. Алфименков В.П., Борзаков С.Б., Во Ван Тхуан, Мареев Ю.Д., Пикельнер Л.Б., Хрыкин А.С., Шарапов Э.И. Несохранение пространственной четности в p-волновом нейтронном резонансе брома. - Дубна, 1982, - 2с. (Сообщение/Объед. ин-т ядер. исслед.: P3-82-86).
17. Алфименков В.П. Нарушение пространственной четности во взаимодействии медленных нейтронов с ядрами. - В кн.: IV международная школа по нейтронной физике (Дубна, 1982). Дубна, ДЗ, 4-82-704, с. 38-58.
18. Alfimenkov V.P., Borsakov S.B., Wo Wan Thuan, Mareev Yu.D., Pikelner L.B., Khrykin A.S., Sharapov E.I. Parity nonconservation in neutron resonances. - Nucl. Phys., 1983, v. A398, p. 93-106.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 декабря 1985 года.