

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

X-959

3-89-644

ХРЫКИН

Анатолий Степанович

УДК 539.172.4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
НАРУШЕНИЯ P-ЧЕТНОСТИ
В НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСАХ

^{111}Cd , ^{113}Cd , ^{145}Nd , ^{238}U , ^{93}Nb , ^{141}Pr , ^{232}Th
И ^{239}Pu

Специальность: 01.04.16 - физика ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1989

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики

Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель :

доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник

Алхименков В. П.

Официальные оппоненты :

доктор физико-математических наук,
профессор

Крупчицкий П. А.

доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник

Зулькорнеев Р. Я.

Ведущая организация :

Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова, Москва.

Защита диссертации состоится " _____ 19__ года
в " _____ " часов на заседании специализированного совета
Д 047.01.05 при Лаборатории нейтронной физики и Лаборатории
ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований
(г. Дубна, Московская область).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан " _____ 19__ года.

Ученый секретарь
специализированного совета

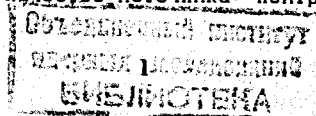
Таран Ю. В.

Существование нарушающего пространственную четность (P -четность) слабого нуклон-нуклонного взаимодействия, которое было предсказано в 1958 Фейнманом и Гелл-Манном, приводит к ряду наблюдаемых на эксперименте эффектов во взаимодействии нейтронов и ядер. К числу таких эффектов принадлежат, в частности, эффекты нарушения P -четности в нейтронной оптике. К ним относятся: когерентный поворот вектора поляризации поперечно-поляризованных нейтронов вокруг направления их импульса в веществе и зависимость полного сечения взаимодействия нейтронов и ядер от спиральности нейтронов.

Эффекты нарушения P -четности в нейтронной оптике возникают как результат смешивания нарушающим P -четность слабым нуклон-нуклонным взаимодействием s - и p -резонансов ядра, имеющих одинаковые спины. Величины этих P -нечетных эффектов определяются слабым взаимодействием между нуклонами, а также структурой и свойствами возбужденных состояний компаунд-ядер. Поэтому их экспериментальные и теоретические исследования имеют важное значение для изучения как слабого нуклон-нуклонного взаимодействия, так и возбужденных состояний ядер. К сожалению, в настоящее время сложная структура этих состояний не позволяет из результатов экспериментальных исследований извлекать количественную информацию о слабом взаимодействии нуклонов. Однако информация, получаемая в этих исследованиях, способствует более глубокому пониманию возбужденных состояний ядер и позволяет получать их характеристики, некоторые из которых невозможно получить в других исследованиях. Это в первую очередь относится к матричным элементам смешивания состояний компаунд-ядра с одинаковыми спинами, но противоположными четностями, а также параметрам p -резонансов ядер. Таким образом, проведение экспериментальных исследований эффектов нарушения P -четности в нейтронной физике является актуальным.

Целью настоящей диссертации являлось исследование одного из эффектов нарушения P -четности в нейтронной оптике, а именно, исследование зависимости полного сечения взаимодействия нейтронов и ядер от спиральности нейтронов в областях энергии вблизи нейтронных p -резонансов ряда ядер.

Для решения поставленной задачи при непосредственном участии автора потребовалось создание измерительного модуля и его программного обеспечения, предназначенного для измерения малых P -нечетных эффектов. В качестве источника нейтронов использовался



импульсный быстрый реактор ИБР-30 Лаборатории нейтронной физики. Поляризованные резонансные нейтроны, используемые в данных исследованиях, получались методом пропускания нейтронов реактора через поляризованную протонную мишень.

В данной работе впервые были измерены P- нечетные эффекты для низкоэнергетических p- резонансов следующих ядер: ^{111}Cd , ^{113}Cd , ^{93}Nb , ^{145}Nd , ^{141}Pr , ^{238}U , ^{232}Th и ^{239}Pu . На основании результатов измерений были определены параметры исследованных резонансов и матричные элементы смешивания слабым взаимодействием s- и p- резонансов ядер.

Результаты, полученные в настоящей работе, не противоречат теоретической модели возникновения P- нечетных эффектов в нейтронной оптике за счет смешивания слабым взаимодействием уровней компаунд - ядра с противоположной четностью и одинаковыми спинами. Некоторые из этих результатов в дальнейшем будут использованы при планировании и постановке новых экспериментов.

Созданный измерительный модуль представляет несомненный практический интерес при проведении экспериментальных исследований с поляризованными нейтронами и ядрами.

На защиту выносятся следующие результаты и положения:

1. Разработаны и реализованы структурная схема и программное обеспечение измерительного модуля, предназначенного для исследования зависимости полного сечения взаимодействия нейтронов и ядер от спиральности нейтронов, который успешно эксплуатируется в данных и ряде других исследованиях с 1981 г.

2. Впервые обнаружены низкоэнергетические p- резонансы ^{111}Cd , ^{113}Cd , ^{145}Nd и ^{141}Pr и определены их параметры.

3. Впервые проведены измерения P- нечетных эффектов в полном сечении для низкоэнергетических p- резонансов ядер ^{111}Cd , ^{113}Cd , ^{93}Nb , ^{145}Nd , ^{141}Pr , ^{238}U , ^{232}Th . Для p- резонанса ^{111}Cd $E_p = 4.53$ эВ и p- резонанса ^{232}Th $E_p = 8.33$ эВ наблюдаются P- нечетные эффекты.

4. Для исследованных p- резонансов ^{111}Cd , ^{113}Cd , ^{93}Nb и ^{232}Th эВ получены оценки абсолютных значений матричных элементов смешивания слабым взаимодействием этих резонансов с соответствующими s- резонансами.

5. Проведены исследования возможного нарушения P- четности в полном сечении взаимодействия резонансных нейтронов с ядрами ^{239}Pu , позволившими определить области энергий нахождения гипотетического p- резонанса этого ядра и установить на уровне 90% достоверности верхнюю границу для приведенной нейтронной ширины искомого резонанса.

Основные материалы диссертации докладывались на Международной конференции по ядерным данным для науки и технологии (Мито, Япония, 1988), на 6-ой Всесоюзной конференции по нейтронной физике (Киев, 1984), на 1-ой Международной конференции по нейтронной физике (Киев, 1987), на 15-ом Всесоюзном совещании по использованию исследовательских ядерных реакторов (Обнинск, 1988).

Основные результаты, включенные в диссертацию, опубликованы в шести печатных работах, список которых приведен в конце автореферата.

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Она содержит 117 страниц машинописного текста, в том числе 18 рис. и 5 таблиц. Список библиографических ссылок содержит 87 наименований.

В первой главе диссертации дан краткий обзор развития исследований P- нечетных эффектов в нейтронной оптике.

Начало развития исследований таких эффектов было положено в 1964 г. в работе Мишеля, в которой он показал, что при пропускании поперечно-поляризованных нейтронов через вещество вектор их поляризации поворачивается вокруг направления движения. Позже, в работе Стодольского были рассмотрены этот и другой эффект - возникновение продольной поляризации у первично неполяризованных нейтронов при прохождении их через вещество, которая обусловлена различием полных сечений взаимодействия с ядрами нейтронов с положительной и отрицательной спиральностью.

В первых теоретических работах P- нечетные эффекты в нейтронной оптике рассматривались в рамках потенциальной модели, т.е. предполагалось, что ядро не имеет внутренних степеней свободы и в процессе взаимодействия находится в основном состоянии. Рассчеты, выполненные в рамках такой модели, приводили к очень маленьким значениям эффектов.

В 1976 г. Форте рассмотрел P- нечетные эффекты, обусловленные смешиванием слабым взаимодействием одночастичных потенциальных $s_{1/2}$ - и $p_{1/2}$ - волновых резонансов и заметил, что они должны быть усилены вблизи p- резонансов. Такая модель приводила к несколько большим значениям эффектов.

Дальнейшее развитие теории было связано с учетом возбуждаемых в процессе взаимодействия нейтронов с ядрами состояний компаунд - ядра.

В работе Сущкова и Фламбаума была предложена модель

возникновения эффектов нарушения P- четности в нейтронной оптике за счет смешивания слабым взаимодействием между нуклонами многочастичных компонент волновых функций состояний компаунд-ядра, имеющих одинаковые спины, но противоположные четности (смешивание по четности). Эта модель предсказывала существенно большие значения для эффектов, чем потенциальные модели. В литературе она получила название компаунд-ядерной модели.

Параллельно с компаунд-ядерной моделью в ряде теоретических работ развивалась альтернативная модель, в которой возникновение P- нечетных эффектов объяснялось смешиванием по четности только одночастичных компонент волновых функций состояний компаунд-ядра. Эта модель получила название валентной.

Величины эффектов, получаемые в рамках этих двух моделей, не противоречат экспериментальным результатам, накопленным к настоящему времени. Однако в ряде теоретических работ, в которых рассматривался вопрос о соотношении вкладов в экспериментально наблюдаемые эффекты от каждой из моделей, высказываются доводы в пользу того, что доминирующий вклад в P- нечетные эффекты вносит компаунд-ядерная модель. Вместе с тем требуются дополнительные экспериментальные и теоретические исследования, чтобы окончательно прояснить этот вопрос.

Впервые P- нечетные эффекты в нейтронной оптике были обнаружены в экспериментах, проведенных в ILL (Гренобль), в которых в тепловой области энергий измерялись поворот вектора поляризации поперечно-поляризованных нейтронов в образце из ^{117}Sn и разность полных сечений взаимодействия с ядрами ^{117}Sn нейтронов с противоположными спиральностями $\Delta\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{tot}}^+ - \sigma_{\text{tot}}^-$. Позднее экспериментальная установка в ILL была усовершенствована и на ней были произведены измерения поворота вектора поляризации поперечно-поляризованных тепловых нейтронов с образцами из естественной смеси изотопов олова и естественной смеси изотопов свинца, а также из изотопа ^{139}La .

В 1981 г. начаты в ILL экспериментальные исследования зависимости полного сечения от спиральности тепловых нейтронов были продолжены группой из ЛИАФ, которая провела измерения с образцами из изотопов ^{117}Sn , ^{139}La и естественной смеси изотопов брома.

Позднее в 1983 г. к экспериментальным исследованиям зависимости полного сечения от спиральности тепловых нейтронов подключилась группа из ИТЭФ, которая выполнила измерения с

образцами из изотопов ^{117}Sn , ^{207}Pb , ^{232}Th , ^{239}Pu и естественной смеси изотопов хлора, брома и свинца.

В 1981 г. в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ были начаты экспериментальные исследования зависимости полного сечения от спиральности нейтронов вблизи низкоэнергетических P- резонансов ядер. Первые измерения были выполнены с образцами из изотопов ^{117}Sn , ^{139}La и естественной смеси изотопов брома. Результаты этих измерений, а также их сопоставление с результатами, полученными при тепловой энергии, нашли вполне удовлетворительное объяснение в рамках компаунд-ядерной модели. Вместе с тем для более глубокого понимания как физической природы эффектов нарушения P- четности, так и компаунд-состояний ядер такие исследования следовало продолжить для других ядер.

Во второй главе излагаются основы теории эффектов нарушения P- четности в нейтронной оптике.

В первой части этой главы обсуждаются два основных аспекта теории этих эффектов: нуклонный и ядерный.

Нуклонный аспект данной теории связан с задачей описания несохраняющего P- четность слабого нуклон-нуклонного (NN) взаимодействия. В настоящее время такая задача решается на основе стандартной электрослабой модели Вайнберга - Салама. При этом чтобы получить потенциал несохраняющего P- четность слабого NN-взаимодействия, обычно используется модель одноэзонного обмена, в которой предполагается, что указанное взаимодействие является результатом обмена между нуклонами π -, ρ -, и ω - мезонами. На основе этого потенциала путем усреднения по состояниям заполненных оболочек ядра можно построить эффективный одночастичный потенциал, который представляет собой средний потенциал, действующий на один нуклон, находящийся вне остова ядра. Его можно использовать в качестве первого приближения для расчета P- нечетных эффектов.

Ядерный аспект теории P- нечетных эффектов в нейтронной оптике обусловлен зависимостью этих эффектов от ядерных волновых функций состояний системы "нейтрон + ядро - мишень". Это обстоятельство связано с тем, что эффекты нарушения P- четности определяются матричными элементами смешивания по четности состояний данной системы.

По современным представлениям рассматриваемые нами P- нечетные эффекты обусловлены смешиванием по четности состояний компаунд-ядра. Как известно, такие состояния проявляются в сечении

взаимодействия нейтронов и ядер в виде так называемых s-, p-, ... резонансов ядер, соответствующих нейтронам с орбитальными моментами l равным 0, 1, ... При этом четность резонанса равна $(-1)^l p_0$, где p_0 - четность основного состояния ядра мишени. При низких энергиях нейтронов основной вклад в сечение взаимодействие с ядрами вносят нейтроны с $l=0$ и $l=1$. Поэтому в обсуждаемой здесь теории P- нечетных эффектов ограничиваются учетом смешивания по четности только s- и p- резонансов ядер.

Как это было отмечено ранее, в теории обсуждаются две модели возникновения P- нечетных эффектов: компаунд-ядерная и валентная модели, различающиеся тем, что в них используются два предельных типа волновых функций компаунд-ядра.

В компаунд-ядерной модели рассматривается смешивание по четности многочастичных компонент волновых функций s- и p- резонансов ядра. Из-за крайне сложной структуры этих компонент волновых функций расчет для конкретных случаев соответствующих матричных элементов невозможен. Поэтому здесь используется статистический подход. При этом оказывается, что среднее значение матричного элемента смешивания по четности состояний компаунд-ядра равно нулю, а стандартное отклонение этой величины зависит от среднего расстояния между уровнями D как \sqrt{D} .

Характерной особенностью компаунд-ядерной модели является так называемое динамическое усиление эффектов, которое связано главным образом с высокой плотностью уровней в компаунд-ядре. Кроме того, компаунд-ядерная модель приводит к кинематическому и резонансному факторам усиления эффектов. С учетом всех факторов усиления теория предсказывает, что вблизи p- волновых резонансов сложных ядер эффекты могут достигать $10^{-2} + 10^{-4}$.

Валентная модель связывает возникновение P- нечетных эффектов со смешиванием слабым взаимодействием одночастичных компонент волновых функций s- и p- резонансов. В отличие от компаунд-ядерной модели для валентной модели P- нечетные эффекты в каждом конкретном случае можно рассчитать. Поэтому, используя экспериментальные значения P- нечетных эффектов для случаев, где валентная модель играет основную роль, можно в принципе получать информацию о потенциале слабого NN- взаимодействия.

Во второй части данной главы в рамках компаунд-ядерной модели даются выводы формул для P- нечетных эффектов в нейтронной оптике, проводится анализ полученных формул, а также выводятся

соотношения, связывающие значения эффектов при тепловой и резонансной энергиях. Вывод выше указанных формул проводится в предположении, что P- нечетные эффекты обусловлены смешиванием по четности только двух резонансов ядра: s- и p- резонансов (двухуровневое приближение).

Для угла поворота вектора поляризации поперечно-поляризованных нейтронов вокруг направления импульса в веществе φ и разности полных сечений взаимодействия с ядрами продольно-поляризованных нейтронов положительной и отрицательной спиральности, $\Delta\sigma_{tot} = \sigma_{tot}^+ - \sigma_{tot}^-$ было получено:

$$\Delta\sigma_{tot} = C[(E - E_s)\Gamma_p + (E - E_p)\Gamma_s],$$

$$\varphi = C \cdot N \cdot l \left\{ (E - E_s)(E - E_p) - \frac{\Gamma_s \Gamma_p}{4} \right\}, \quad (1)$$

$$C = \frac{4\pi}{k^2} \cdot \frac{gW \sqrt{\Gamma_s^n(E)\Gamma_{p1/2}^n(E)}}{[(E - E_s)^2 + \Gamma_s^2/4][(E - E_p)^2 + \Gamma_p^2/4]}$$

где E- и k- энергия и волновое число нейтронов, E_s и E_p - энергии, Γ_s^n и Γ_p^n - нейтронные ширины, Γ_s и Γ_p - полные ширины s- и p- резонансов, соответственно, w- матричный элемент смешивания слабым взаимодействием этих резонансов, g- статистический фактор, $\Gamma_{p1/2}^n$ - нейтронная ширина p- резонанса для нейтронов с полным моментом $j=1/2$.

В экспериментальных исследованиях эффектов нарушения p- четности в полном сечении обычно используют более удобную чем, $\Delta\sigma_{tot}$ величину коэффициента асимметрии полного сечения P, который равен

$$P = \frac{\sigma_{tot}^+ - \sigma_{tot}^-}{\sigma_{tot}^+ + \sigma_{tot}^-} = 2W \frac{\sqrt{\Gamma_s^n \Gamma_{p1/2}^n} [(E - E_s)\Gamma_p + (E - E_p)\Gamma_s]}{\Gamma_s^n \Gamma_s [P] + \Gamma_p^n \Gamma_p [S]}, \quad (2)$$

где $[S(P)] = [(E - E_{s(p)})^2 + \Gamma_{s(p)}^2/4]$.

В третьей главе диссертации описывается экспериментальный метод исследований P- нечетных эффектов в полном сечении вблизи нейтронных p- резонансов.

Метод исследований основан на измерении зависимости пропускания образца от спиральности падающих на него продольно-поляризованных нейтронов, которая характеризуется так называемым эффектом пропускания ϵ , определяемый выражением

$$\varepsilon = \frac{\Gamma^+ - \Gamma^-}{\Gamma^+ + \Gamma^-}, \quad (3)$$

где Γ^+ и Γ^- - пропускания образца для нейтронов с положительной и отрицательной спиральностью.

Когда энергия нейтронов E находится вблизи от энергии p -резонанса, зависимость полного сечения от их спиральности λ связана с p -резонансным сечением и описывается выражением

$$\sigma_{i_{ol}}^p(E, \lambda) = \sigma_{i_{ol}}^p(E) [1 + \lambda \cdot P(E)], \quad (4)$$

где $\sigma_{i_{ol}}^p(E)$ - полное p -резонансное сечение для неполяризованных нейтронов. Причем коэффициент асимметрии полного сечения $P(E)$ в этом случае равен

$$P(E) = \frac{2W}{E_p - E_n} \sqrt{\frac{\Gamma_n^n(E) \Gamma_{p1/2}^n(E)}{\Gamma_p^n(E) \Gamma_p^n(E)}} \quad (5)$$

Из формулы (5) видно, что в данном случае $P(E) \sim (E/E_p)^{1/2}$, т.е. слабо зависит от энергии и с достаточной степенью точности $P(E) = P(E_p)$. Поэтому эта величина является очень удобной для представления результатов исследований нарушения P -четности в полном сечении вблизи нейтранных p -резонансов.

Согласно формулам (3), (4) и (5) для эффекта пропускания имеем

$$\varepsilon(E) = -n\sigma_{i_{ol}}^p(E)P(E), \quad (6)$$

где n - толщина мишени, выраженная в числе ядер/см².

Как следует из формулы (6), чтобы определить для данного p -резонанса величину $P(E_p)$, необходимо измерить вблизи него энергетическую зависимость эффекта пропускания.

Формула (6) справедлива в предположении, что на образец падает моноэнергетический пучок нейтронов и его атомы находятся в покое. В реальном эксперименте, конечно, необходимо учитывать энергетическое разрешение экспериментальной установки и уширение резонанса за счет эффекта Доплера.

Эксперименты проводились на канале поляризованных резонансных нейтронов реактора ИБР-30. Поляризованные нейтроны получались методом пропускания через динамически поляризованную протонную мишень. Нейтроны, прошедшие через эту мишень, имели поляризацию f_n , равную $\sim (55 \pm 5)\%$, и направление вектора поляризации, перпендикулярное к направлению пучка. Для получения пучка

нейтронов с заданным значением спиральности (+1 либо -1) служила система реверса, которая поворачивала вектор поляризации нейтронов на 90° в направлении вдоль либо против направления импульса нейтронов. Полученный таким образом продольно - поляризованный пучок нейтронов падал на исследуемый образец. Для контроля интенсивности и величины поляризации пучка нейтронов использовались три мониторинных детектора, один из которых располагался за, а два других - перед протонной мишенью. Величина поляризации пучка нейтронов определялась по изменению прозрачности протонной мишени при ее поляризации.

Нейтроны, прошедшие исследуемый образец, регистрировались детектором. Для измерения энергетических спектров этих нейтронов использовался метод времени пролета.

Проведение экспериментов по измерению временных спектров нейтронов, которые прошли через образец с поляризацией параллельной и антипараллельной их импульсу, а также для ряда сопутствующих измерений (измерение пропусканий, фонов и т.д.) осуществлялось с помощью специального измерительного модуля (ИМ). Он построен на базе малой ЭВМ СМ-3 и включает комплект электронного оборудования в стандарте КАМАК, предназначенного для автономного накопления временных спектров, регистрации сигналов мониторинных детекторов, управления системой реверса поляризации пучка нейтронов, а также контроля времени измерения.

ИМ работает под управлением программного обеспечения, служащего для выполнения в автоматическом режиме накопления временных спектров, контроля интенсивности и величины поляризации пучка нейтронов, а также реверса их спиральности.

Четвертая глава диссертации посвящена экспериментальным исследованиям P -нечетных эффектов в полном сечении вблизи нейтранных p -резонансов.

При выборе веществ для исследуемых образцов мы исходили из того, что ядра выбранного вещества должны иметь p -резонансы, спин которых J удовлетворяет соотношению $J=I \pm 1$, где I - спин исходного ядра. Кроме того, из-за возможностей нашей экспериментальной установки эти p -резонансы должны быть достаточно низкоэнергетическими ($E_p < 100$ эВ).

Толщина образца подбиралась, по возможности, близкой к оптимальной, т.е. такой, при которой относительная погрешность эффекта пропускания является наименьшей. Она соответствует $n\sigma_{i_{ol}} = 2$, где n - толщина образца, выраженная в числе ядер/см².

Поскольку в литературе имеется довольно мало примеров р-резонансов, которые подходили бы для проводимых нами исследований; то для ряда ядер мы провели серию специальных измерений по поиску у них слабых резонансов, имеющих достаточно малые значения нейтронных ширин. Поиск слабых резонансов осуществлялся либо методом измерения в хорошей геометрии пропускания изучаемого образца, либо измерения 4π- детектором γ- квантов радиационного захвата нейтронов его ядрами. Конечно, найденный таким образом тот или иной слабый резонанс можно отнести к р- резонансу только из статистических соображений, основанных на распределении Портера-Томаса для нейтронных ширин.

Процедура определения для исследуемого образца эффекта пропускания включала измерения открытого пучка, фонов и пары временных спектров $N^+(t)$ и $N^-(t)$, прошедших через данный образец при положительной и отрицательной спиральности.

В процессе накопления спектров $N^+(t)$ и $N^-(t)$ для того, чтобы обеспечить достаточно низкий уровень аппаратурной асимметрии этих спектров использовалось периодическое чередование измерений с противоположными значениями спиральности нейтронов. В каждом таком измерении, обычно продолжительностью ~ 40 с, осуществлялось накопление в буферную память ИМ одного спектра, соответствующего определенной спиральности нейтронов. Одновременно с этим происходила регистрация сигналов мониторинжных детекторов. После накопления последовательной пары таких спектров за 80 с. измерения останавливались и спектры, находящиеся в буферной памяти, вместе с соответствующими показаниями мониторов сравнивались между собой. Если в результате сравнения оказывалось, что пара спектров удовлетворяет некоторым заданным критериям, то они добавлялись в основную память ИМ. В противном случае спектры исключались из накопления.

Периодически (обычно через каждые 3 часа) пара накопленных в основной памяти ИМ спектров записывалась на диск.

Суммарное время измерения с данным образцом составляло ~ 200+300 часов.

После завершения измерений с данным образцом проводилась обработка экспериментальных данных, целью которой было определение параметров исследуемых р- резонансов этого образца и соответствующих им величин $P(E_p)$ или их верхних границ.

Определение параметров исследуемого резонанса осуществлялось методом наименьших квадратов. При этом измеренное на эксперименте

в области резонанса пропускание образца описывалось выражением:

$$T(\sigma_p^n, \Gamma_p, E_p, C; E) = C \frac{\int_0^\infty N_0(E') \cdot R(E, E') \cdot e^{-n\psi(E')} dE'}{\int_0^\infty N_0(E') \cdot R(E, E') dE'} \quad (7)$$

где $N_0(E')$ - открытый пучок, $R(E, E')$ - функция разрешения спектрометра, определяемая формой нейтронного импульса реактора и шириной временного канала, $\psi(E')$ - полное резонансное сечение взаимодействия нейтронов с ядрами с учетом теплового движения ядер образца, n - число ядер образца на квадратный сантиметр, C - нормировочная константа, определяемая в основном сечением потенциального рассеяния нейтронов ядрами образца, σ_p^n, Γ_p - и E_p - параметры р- резонанса.

Полученные таким образом параметры р- резонанса в дальнейшем использовались при определении величины коэффициента асимметрии полного резонансного сечения для этого резонанса $P(E_p)$.

Чтобы определить величину $P(E_p)$ для данного р- резонанса, эффект пропускания описывался формулой

$$\epsilon[P_p(E), B; E] = \phi[P_p(E); E] + B \quad (8)$$

$$\phi = -nP(E_p) \frac{\int_0^\infty N_0(E') \cdot R(E, E') \cdot e^{-n\psi(E')} \psi(E') dE'}{\int_0^\infty N_0(E') \cdot R(E, E') \cdot e^{-n\psi(E')} dE'} \quad (9)$$

где B - константа, значение которой зависит от аппаратурной асимметрии измеренных на эксперименте спектров $N^+(t)$ и $N^-(t)$.

Определение величины $P(E_p)$ осуществлялось путем подгонки методом наименьших квадратов теоретической формулы (8) по данным для энергетической зависимости экспериментального эффекта пропускания.

Экспериментальные исследования нарушения Р- четности в полном сечении взаимодействия нейтронов и ядер были выполнены для низковольтных резонансов следующих ядер: ^{111}Cd , ^{113}Cd , ^{145}Nd , ^{238}U , ^{93}Nb , ^{141}Pr , ^{232}Th и ^{230}Pu . Все исследованные резонансы, кроме

резонансов ^{93}Nb , ^{232}Th и ^{238}U , были обнаружены впервые нами в ходе серии предварительных измерений по поиску слабых резонансов. Разумеется, эти резонансы можно отнести к p -волновыми только на основании соображений теории вероятностей, учитывая то, что их нейтронные ширины на несколько порядков меньше, чем соответствующие средние нейтронные ширины s -резонансов. Что касается спинов рассматриваемых p -резонансов, то из литературы они были известны только для ядра ^{93}Nb . Поэтому, имея в виду, важное значение, которое имеет знание спинов p -резонансов для интерпретации результатов обсуждаемых здесь исследований, нами были проведены специальные измерения спинов интересующих нас резонансов ^{111}Cd и ^{113}Cd .

На рисунке 1 в качестве примера приведены участок спектра нейтронов для образца ^{111}Cd , охватывающий исследуемые p -резонансы данного образца, и соответствующие этим p -резонансам энергетические зависимости эффектов пропускания.

В результате обработки экспериментальных данных были получены значения параметров исследованных p -резонансов, а также относящиеся к ним значения $P(E_p)$. Эти значения приведены в таблице 1, из которой видно (см. также рис. 1), что для p -резонансов ядер ^{111}Cd ($E_p = 4.53$ эВ) и ^{232}Th ($E_p = 8.33$ эВ) наблюдается зависимость

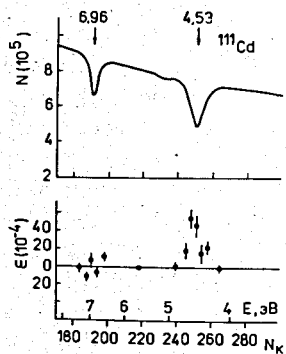


Рис. 1. Участок спектра по времени пролета (сверху) и эффект пропускания (снизу) для ^{111}Cd . Стрелки с цифрами вверх - положения и энергии p -резонансов, E - энергия нейтронов в эВ, N_k - номер канала временного анализатора.

полного сечения от спиральности нейтронов. Для остальных исследованных p -резонансов такая зависимость в пределах достигнутой на эксперименте точности не обнаружена.

Последнее обстоятельство может быть связано с различными причинами. Например, отсутствие P -нечетных эффектов в случаях с p -резонансами, спины которых известны (^{93}Nb и ^{113}Cd) и имеют подходящее значение для смешивания с s -резонансами, можно объяснить малым значением соответствующих величин $P(E_p)$. Это, в свою очередь, может быть связано либо с малой величиной матричного элемента для данного p -резонанса, либо с малой величиной его нейтронной ширины $\Gamma_{p1/2}^n$. Для p -резонансов, спины которых неизвестны (^{238}U), дополнительной причиной отсутствия эффектов может служить то, что они имеют неподходящие для смешивания с s -резонансами спины. И наконец, нулевой эффект для исследованных резонансов (^{145}Nd , ^{144}Pr и ^{111}Cd ($E_p = 6.94$ эВ) может иметь помимо предыдущих причин еще ту, что данные резонансы не являются p -волновыми.

Используя величины $P(E_p)$, в двухуровневом приближении по формуле (5) были определены абсолютные значения матричных элементов гамильтониана слабого взаимодействия H_{ν} , смешивающего соответствующие s - и p -резонансы ядра с одинаковыми спинами $|W| = |s|H_{\nu}|p\rangle|$. При выборе партнера для смешивания с данным p -резонансом предполагалось, что с ним смешивается такой s -резонанс, для которого величина $C_{sp} = \Gamma_{p1/2}^n / (E_p - E_s)^2$ принимает максимальное значение. Однако, если спин p -резонанса неизвестен, то выбор s -резонанса не является однозначным. Поэтому матричные элементы определялись для p -резонансов с известными спинами. Кроме того, из-за отсутствия данных о нейтронных ширинах исследуемых p -резонансов по каналу с полным моментом нейтронов $j=1/2$ предполагалось, что $\Gamma_{p1/2}^n = \Gamma_p^n$.

Рассчитанные таким образом матричные элементы вместе с параметрами s -резонансов, выбранных в качестве партнеров для смешивания с p -резонансами, приведены в таблице 1. С учетом сказанного выше значения матричных элементов, приведенных в таблице 1, следует рассматривать как нижние оценки этих величин.

Значение матричного элемента, полученное в данной работе для p -резонанса ^{113}Cd , находится в удовлетворительном согласии с аналогичным результатом, полученным из измерений P -нечетной асимметрии испускания γ -квантов в реакции $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)^{114}\text{Cd}$ для тепловых нейтронов.

Исследования с образцом из ^{239}Pu были инициированы результатом измерения P -нечетного эффекта в полном сечении для

Таблица 1.

Результаты исследований Р- нечетных эффектов в полном сечении в р- резонансах.

Ядро	$\mu/\text{см}^2$ 10^{23}	E_p эВ	g_p^n 10^{-5} эВ	Γ_p эВ	E_n эВ	g_p^{n0} 10^{-3} эВ	$P(E_p)$ 10^{-3}	$\langle s H_\nu p\rangle$ 10^{-3} эВ
^{111}Cd	2.05	4.53 ± 0.03 6.94 ± 0.07	1.07 ± 0.05 1.08 ± 0.08	163 ± 10 143 ± 13	27.5 -4.0	0.65 ± 0.1 0.95	8.6 ± 1.2 1.8 ± 1.8	2.7 ± 0.4 —
^{113}Cd	1.03	7.0 ± 0.01	0.35 ± 0.05	0.170 ± 0.025	0.178	1.15 ± 0.05	3.7 ± 5.2	0.1 ± 0.2
^{93}Nb	1.8	35.8 ± 0.1 42.2 ± 0.1	58.0 ± 8.5 46.0 ± 7.0	0.195 ± 0.030 0.180 ± 0.040	193 -105	1.34 16.6	-0.9 ± 1.2 0.9 ± 1.7	6.0 ± 8.0 1.0 ± 1.8
^{147}Nd	1.9	2.05 ± 0.02	0.5 ± 0.1	(60±)	—	—	2.5 ± 1.7	—
^{141}Pr	1.5	4.9 ± 0.02	0.76 ± 0.1	0.080 ± 0.020	—	—	-0.11 ± 0.4	—
^{238}U	1.5	4.41 ± 0.01	0.11 ± 0.01	(25±)	—	—	1.7 ± 1.7	—
		11.32 ± 0.02 19.50 ± 0.02	0.39 ± 0.03 1.3 ± 0.1	(25±) (25±)	—	—	—	1.7 ± 1.7 0.0 ± 0.7
^{232}Th	1.45	8.33 ± 0.03 13.12 ± 0.04	0.268 ± 0.015 0.117 ± 0.014	32.3 ± 3 28 ± 7	-9.4	6.18	17.9 ± 9.2	0.62 ± 0.31

данного изотопа при тепловой энергии нейтронов, полученным в ИАЭ им. Курчатова. Представляло интерес обнаружить р- резонанс, с которым связан этот р- нечетный эффект и измерить для него величину $P(E_p)$.

В результате проведенных нами исследований была получена верхняя оценка для приведенной нейтронной ширины гипотетического р- резонанса ^{230}Pu и установлены возможные области энергии, где может находиться этот резонанс.

В заключении кратко сформулированы основные выводы и результаты диссертации.

Целью настоящей работы являлось исследование Р- нечетных эффектов в полном сечении взаимодействия нейтронов и ядер в окрестностях р-волновых резонансов.

Для решения этой задачи было сделано следующее:

1. Разработана и реализована на базе малой ЭВМ СМ - 3 структурная схема измерительного модуля, предназначенного для измерения энергетической зависимости эффекта пропускания $\epsilon(E)$.

2. Предложен и реализован алгоритм измерения малых эффектов пропускания $\epsilon(E)$, использующий двухуровневую буферную память.

3. Разработаны и реализованы программное обеспечение измерительного модуля, а также пакеты программ для предварительной и окончательной обработки экспериментальных данных.

В диссертации получены следующие новые основные физические результаты:

1. Впервые обнаружены и определены параметры (g_p^n , Γ и E_p) низкоэнергетических р- резонансов ^{111}Cd , ^{113}Cd , ^{145}Nd и ^{141}Pr . Для р- резонансов ^{111}Cd $E_p = 4.53$ эВ и $E_p = 6.94$ эВ определены спины J.

2. Впервые проведены измерения Р- нечетных эффектов в полном сечении для низкоэнергетических р- резонансов ядер ^{111}Cd , ^{113}Cd , ^{93}Nb , ^{145}Nd , ^{141}Pr , ^{238}U , ^{232}Th . Для р- резонанса ^{111}Cd $E_p = 4.53$ эВ и р- резонанса ^{232}Th $E_p = 8.33$ эВ наблюдаются Р- нечетные эффекты.

3. Для остальных 10 исследованных р- резонансов впервые получены на уровне 90% достоверности значения верхних границ величин $P(E_p)$.

4. Для р- резонансов ^{111}Cd $E_p = 4.53$ эВ, ^{113}Cd $E_p = 7.0$ эВ, ^{93}Nb $E_p = 35.8$ эВ и $E_p = 42.2$ эВ и ^{232}Th $E_p = 8.33$ эВ получены оценки абсолютных значений матричных элементов смешивания слабым

взаимодействием этих резонансов с соответствующими s - резонансами, имеющих такой же спин.

5. Проведены исследования возможного нарушения P - четности в полном сечении взаимодействия резонансных нейтронов с ядрами ^{239}Pu , позволившие определить области энергий нахождения гипотетического P - резонанса этого ядра и установить на уровне 90% достоверности верхнюю границу для приведенной нейтронной ширины искомого резонанса.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах :

1. Измерительный модуль для экспериментальных исследований с помощью поляризованных нейтронов и ядер / Бояа Я., Вагов В. А., Жуков Г. П., Рубин Д., Хрыкин А. С. - Сообщение ОИЯИ, P3-87-17, Дубна, 1987. -10 с.
2. Несохранение пространственной четности в нейтронных резонансах / Алфименков В. П., Борзаков С. Б., ..., Хрыкин А. С. и др. // Нейтронная физика. - М., 1984. т. 3, С. 408 -412.
3. Некоторые характеристики P - волновых резонансов $^{111}, ^{113}\text{Cd}$ / Алфименков В. П., Борзаков С. Б., ..., Хрыкин А. С. и др. - Сообщение ОИЯИ, P3-87-117, Дубна, 1987. -6 с.
4. Исследования явления несохранения пространственной четности в нейтронных резонансах ^{93}Nb , ^{113}Cd , ^{141}Pr / Алфименков В. П., Борзаков С. Б., ..., Хрыкин А. С. и др. -Сообщение ОИЯИ, P3-87-43, Дубна, 1987. - 6 С.; Нейтронная физика - М., 1988. т. 1, С. 249 -253.
5. Экспериментальное исследование нарушения пространственной четности в нейтронных резонансах ^{232}Th / Алфименков В. П., Борзаков С. Б., ..., Хрыкин А. С. и др. -Сообщение ОИЯИ, P3-88-318, Дубна, 1988. - 6 с.
6. Изучение возможного нарушения пространственной четности в пропускании продольно-поляризованных резонансных нейтронов через образец ^{239}Pu / Алфименков В. П., Борзаков С. Б., ..., Хрыкин А. С. и др. -Сообщение ОИЯИ, P3-88-319, Дубна, 1988. -6 с.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 сентября 1989 года.