

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

3537/82

2/VIII-82
P3-82-411

В.П.Алфименков, С.Б.Борзаков, Во Ван Тхуан,
Ю.Д.Мареев, Л.Б.Пикельнер,
А.С.Хрыкин, Э.И.Шарапов

НЕСОХРАНЕНИЕ
ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ЧЕТНОСТИ
В НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСАХ

Направлено в журнал "Nuclear Physics"

1982

1. ВВЕДЕНИЕ

В 1964 г. в работе ^{/1/} был предложен эксперимент по наблюдению Р-нечетного вращения поляризации нейтронов вокруг их импульса при прохождении пучка через неполяризованную мишень. В последующих работах ^{/2-6/} наряду с вращением поляризации рассматривалось также различие полного сечения взаимодействия с неполяризованными ядрами для нейтронов, поляризованных параллельно и антипараллельно направлению импульса /зависимость сечения от спиральности нейтронов/. Во всех этих работах обсуждались Р-нечетные эффекты, связанные с одночастичными процессами, т.е. ядра рассматривались лишенными внутренних степеней свободы. Оценки эффектов давали малые величины, находящиеся на грани экспериментальных возможностей их наблюдения.

Уже в середине 60-х годов, после экспериментального обнаружения Р-нечетных эффектов в γ -переходах ядер ^{/7/}, было установлено, что возбужденные состояния ядер являются смешанными по четности. Однако лишь в середине 1980 г. появилась первая теоретическая работа ^{/8/} о связи вращения нейтронной поляризации и зависимости полного сечения от спиральности нейтронов со смешиванием по четности компаунд-состояний ядер. В этой работе было показано, что такое смешивание должно заметно усиливать рассмотренные Р-нечетные эффекты, причем они будут особенно большими для нейтронов с энергиями в районе р-резонансов. В работе ^{/8/} получены оценки эффектов в р-резонансах средних и тяжелых ядер. В мишенях с толщиной, соответствующей длине свободного пробега нейтрона по резонансной части сечения, угол поворота поляризации /в радианах/ и относительное изменение прозрачности при реверсе спиральности оказались порядка $\cdot 10^{-2} \div 10^{-1}$.

В середине 1980 г. появилось сообщение о выполненной в Гренoble экспериментальной работе ^{/9/}, в которой авторы обнаружили вращение поляризации и зависимость от спиральности полного сечения для нейтронов с энергией $E = 1,7$ мэВ на неполяризованной мишени из металлического ¹¹⁷Sn. Были получены следующие результаты: нейтронная поляризация поворачивалась на угол $\phi = -/3,7 \pm 0,3/ \cdot 10^{-6}$ рад/см *, а относительное изменение се-

* Знак вращения спина изменен по сравнению с приведенным в ^{/9/} на основании частного сообщения В. Hackel.

чения при реверсе спиральности $(\sigma_+ - \sigma_-) / (\sigma_+ + \sigma_-) = 1,0 \pm 0,4 \cdot 10^{-6}$ /здесь σ_{\pm} - полное сечение для нейтронов, поляризованных соответственно параллельно и антипараллельно импульсу/. Работа /9/ была встречена с большим интересом и стимулировала дальнейшие исследования в этой области, как экспериментальные, так и теоретические.

В экспериментальной работе /10/, выполненной в ЛИЯФ АН СССР на пучке поляризованных нейтронов с энергией $E_n = 2 \cdot 10^{-2}$ эВ, были повторены с лучшей точностью измерения зависимости от спиральности полного нейтронного сечения для ^{117}Sn и проведены аналогичные измерения для ^{139}La . Относительные изменения сечений $(\sigma_+ - \sigma_-) / (\sigma_+ + \sigma_-)$ оказались равными: $6,2 \pm 0,7 \cdot 10^{-6}$ для ^{117}Sn и $9,0 \pm 0,4 \cdot 10^{-6}$ для ^{139}La , причем было показано, что эффект связан только с захватной частью сечения, т.е. с компаунд-состояниями ядер.

Во всех опубликованных впоследствии теоретических работах на эту тему /11-15/ наблюдаемые эффекты объяснялись смешиванием близких к энергии связи нейтрона компаунд-состояний с одинаковыми спинами и противоположными четностями. Действительно, при энергиях, близких к тепловым, и у ^{117}Sn и у ^{139}La имеются слабые резонансы $E_0 = 1,3$ эВ у ^{117}Sn и $E_0 = 0,75$ эВ у ^{139}La , которые с большой вероятностью являются p -резонансами, т.е. имеют четность, противоположную четности обычных для этих ядер и этой области энергий s -резонансов.

Для того, чтобы убедиться в правильности предложенного в работе /9/ объяснения P -нечетных эффектов, необходимо было экспериментально показать, что они значительно возрастают с приближением по энергии нейтронов к соответствующим p -резонансам. В работе /11/ указано, что без такого возрастания объяснение наблюдаемых эффектов может потребовать введения новых, нарушающих пространственную четность сил, значительно превосходящих слабые силы.

В настоящем сообщении приводятся результаты экспериментальных исследований зависимости полных сечений вблизи p -резонансов от спиральности нейтронов, выполненных для ряда ядер в ЛНФ ОИЯИ. Частично эти результаты уже были опубликованы в коротких сообщениях /16-18/.

2. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ ЭФФЕКТА И МЕТОДА ЕГО ИЗМЕРЕНИЯ

Для удобства дальнейшего изложения и выбора формы представления экспериментальных результатов сначала коротко изложим, следуя идеологии работы /12/, основные положения теории P -нечетной зависимости полного сечения взаимодействия нейтронов от их спиральности. Будем считать, что вклад в эту зависи-

мость от потенциального рассеяния пренебрежимо мал, т.е. будем рассматривать лишь резонансную часть взаимодействия /процессы, идущие через образование компаунд-ядра/. Пусть сохраняющей P -четность части H_0 полного гамильтониана, описывающего компаунд-ядро, соответствуют имеющие определенную четность η и спин J состояния с энергиями E_i и волновыми функциями $\phi_i^{J\eta}(E)$. Наличие в полном гамильтониане небольшой добавки H_w , нарушающей P -четность, немного изменит каждое из этих состояний, причем новые состояния уже не будут иметь определенной четности, но сохранят значения спина. Волновая функция $\psi_i^J(E)$ любого из этих состояний вблизи энергии E_i , в первом приближении теории возмущений, может быть представлена в виде

$$\psi_i^J(E) = \phi_i^{J\eta}(E) + \sum_j \alpha_{ij}(E) \phi_j^{J\bar{\eta}}(E). \quad /1/$$

Здесь суммирование ведется по всем состояниям j с тем же спином, что и у состояния i , но с противоположной четностью $\bar{\eta}$; выражение для коэффициента смешивания α_{ij} имеет вид

$$\alpha_{ij} = \frac{\langle j | H_w | i \rangle}{E - E_j}. \quad /2/$$

Во взаимодействии нейтронов с ядрами компаунд-состояния системы ядро-нейтрон проявляются в виде резонансов в нейтронных сечениях ядер. Резонансы, возбуждаемые нейтронами с орбитальными моментами $l = 0, 1, 2, \dots$, называют соответственно s -, p -, d -, ... резонансами. Резонансам с четными и нечетными l соответствуют компаунд-состояния с противоположными четностями. Для нейтронов низких энергий сечения захвата с ростом l быстро падают из-за увеличения потенциального барьера. Поэтому можно ограничиться рассмотрением только s - и p -резонансов. Если ядро-мишень имеет спин I , то спины s -резонансов могут принимать неотрицательные значения $J = I + 1/2$, а спины p -резонансов - неотрицательные значения $J = I + 1/2; I + 3/2$. В силу того, что компаунд-состояния с волновыми функциями ψ^J имеют определенные значения J , в процессе смешивания с s -резонансами могут принимать участие лишь p -резонансы с тем же спином. Будем считать, что входящие в выражение /2/ матричные элементы $\langle j | H_w | i \rangle$ для разных j примерно одинаковы. Тогда, из-за наличия в α энергетического знаменателя, в выражении /1/ для волновой функции ψ , в первом приближении, можно ограничиться учетом вклада лишь от ближайшего примешиваемого s -резонанса. Рассмотрим обусловленный таким смешиванием эффект в полном сечении вблизи p -резонанса. Волновая функция соответствующего компаунд-состояния дается следующим выражением:

$$\psi_p(E) = \phi_p(E) + \alpha(E) \phi_s(E), \quad /3/$$

где

$$\alpha = \frac{\langle s | H_w | p \rangle}{E - E_p}$$

Рассмотрим плоские волны, описывающие нейтронные пучки с различными спиральностями в координатной системе с началом в центре ядра и осью z , направленной по импульсу нейтронов. Разложение этих волн по орбитальным моментам l нейтронов, ограниченные членами с $l < 2$, могут быть записаны в виде:

$$e^{ikz} \chi_{\pm} = \sqrt{4\pi} [\Theta(0, \frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2}) \mp \frac{kr}{3} \Theta(1, \frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2}) + \frac{kr\sqrt{2}}{3} \Theta(1, \frac{3}{2}, \pm \frac{1}{2})] / 4$$

где k - волновое число нейтронов, χ_{\pm} - волновые функции, описывающие нейтронный спин с проекциями на ось $z \pm \frac{1}{2}$, и $\Theta(l, j, j_z)$ - собственные функции полного момента j нейтронов с выбором фаз по Ландау и Лифшицу /19/.

Захват в состояние, описываемое волновой функцией /3/, нейтронов, описываемых волновыми функциями /4/, может происходить как из p -волны /2-й и 3-й члены в /4//, так и из s -волны /1-й член в /4//. Амплитуды захвата, обусловленные первым и вторым членами, в полном сечении интерферируют, причем, в соответствии с выражением /4/, интерференционный член меняет знак с изменением спиральности нейтронов. Соответствующее выражение для сечения захвата /полного резонансного сечения/ нейтронов с положительной и отрицательной спиральностями $\sigma_{p\pm}$ записывается в виде

$$\sigma_{p\pm} = \sigma_p [1 \pm \mathcal{P}(k)], \quad /5/$$

где $\sigma_p = \frac{\pi}{k^2} \frac{g \Gamma_p^n(k) \Gamma_p}{(E - E_p)^2 + \Gamma_p^2/4}$ - обычное брейт-вингеровское сечение в p -резонансе для случая отсутствия поляризации и

$$\mathcal{P}(k) = 2\alpha \sqrt{\frac{\Gamma_s^n(k)}{\Gamma_p^n(k)} \cdot \frac{\Gamma_{p\frac{1}{2}}^n(k)}{\Gamma_p^n(k)}}. \quad /6/$$

Здесь g - спиновый статистический фактор, k - волновое число нейтронов, E_p и Γ_p - энергия и полная ширина p -резонанса, $\Gamma_s^n(k)$, $\Gamma_p^n(k)$ - нейтронные ширины рассматриваемых резонансов. $\Gamma_{p\frac{1}{2}}^n(k)$ - часть $\Gamma_p^n(k)$, соответствующая захвату в p -резонансе нейтронов с полным моментом $j=1/2$. Эти ширины связаны с ширинами при резонансных энергиях $[\Gamma_{s,p}^n]_{res}$ и соответствующими волновыми числами $k_{s,p}$ следующими соотношениями:

$$\Gamma_s^n(k) = [\Gamma_s^n]_{res} \left(\frac{k}{k_s}\right); \quad \Gamma_p^n(k) = [\Gamma_p^n]_{res} \left(\frac{k}{k_p}\right)^3.$$

В выражении /6/ неизвестны знак корня и вклад $\Gamma_{p\frac{1}{2}}^n$ в Γ_p^n . Для ориентировочных оценок используется предположение $\Gamma_{p\frac{1}{2}}^n \approx \Gamma_p^n$, что дает для $\mathcal{P}(k)$ следующее выражение:

$$\mathcal{P}(k) = 2\alpha \sqrt{\frac{\Gamma_s^n(k)}{\Gamma_p^n(k)}}. \quad /7/$$

Сделанные в работе /8/ оценки для некоторых p -резонансов средних и тяжелых ядер приводят к величине $\mathcal{P}(k) = 10^{-2} \div 10^{-1}$.

Рассмотрение зависимости резонансного сечения от спиральности нейтронов вблизи s -резонансов проводится аналогично и дает для $\mathcal{P}(k)$ величину, в $\Gamma_s^n/\Gamma_p^n = 10^4 \div 10^5$ раз меньшую, чем в случае p -резонанса. Наблюдение столь малого относительно изменения сечения лежит, по-видимому, за пределами современных экспериментальных возможностей.

Перейдем к вопросам экспериментального исследования P -нечетной зависимости полных сечений от спиральности нейтронов. В этом случае нужно измерять изменения пропускания соответствующей мишени, обусловленные небольшим изменением сечения σ при реверсе спиральности нейтронов. Оптимальной для достижения максимальной точности в таких измерениях является мишень с толщиной d яд/см², удовлетворяющая условию $d\sigma = 2$. Дальнейшее увеличение толщины хотя и повышает величину эффекта в пропускании, однако снижает статистическую точность из-за потерь в интенсивности прошедших через мишень нейтронов. Поскольку σ в районе P -резонансов обычно имеет величину $10 \div 20$ барн, оптимальными оказываются мишени с толщинами $d = 1 \div 2 \cdot 10^{28}$ яд/см².

В экспериментах с поляризованными нейтронами обычно измеряют т.н. эффект пропускания, который в нашем случае удобно представить в виде

$$\epsilon = \frac{I_p - I_a}{I_n(I_p + I_a)}, \quad /8/$$

где I_p, I_a - интенсивности прошедшего через мишень пучка, поляризованного, соответственно, параллельно и антипараллельно импульсу нейтронов, I_n - нейтронная поляризация. Если σ_{\pm} - сечения ядер мишени для нейтронов с положительной и отрицательной спиральностями и d - толщина мишени, то выражение /8/ можно преобразовать к виду

$$\epsilon = -\frac{d}{2} (\sigma_+ - \sigma_-). \quad /9/$$

При изучении эффектов, связанных с несохранением пространственной четности, $|d(\sigma_+ - \sigma_-)| \ll 1$ и выражение /9/ можно упростить:

$$\epsilon = -\frac{\nu}{2}(\sigma_+ - \sigma_-).$$

/10/

Таким образом, экспериментально полученный эффект пропускания позволяет непосредственно определить связанное с реверсом спиральности изменение полного сечения $\Delta\sigma = \sigma_+ - \sigma_-$. В рамках изложенной выше модели основная зависимость полного сечения в районе р-волнового резонанса от спиральности нейтронов дается выражением /5/, в соответствии с которым

$$\epsilon = -\nu \mathcal{P}(k) \sigma_p.$$

/11/

Из полученного выражения следует, что наиболее естественной величиной, которой можно характеризовать р-нечетные экспериментальные эффекты в полных сечениях вблизи р-резонансов, является $\mathcal{P}(k)$. Особенно удобна эта величина для измерений в районе самого р-резонанса, где она практически постоянна, а σ_p можно получить с высокой точностью в процессе измерений. Эффекта пропускания. В случае измерений вдали от резонанса, когда либо отсутствуют данные о σ_p , либо нет уверенности в справедливости соотношения /5/, целесообразно, по-видимому, приводить экспериментальное значение $\Delta\sigma$.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

Измерения пропускания проводились методом времени пролета на канале поляризованных резонансных нейтронов реактора ИБР-30 ЛНФ ОИЯИ /20/. Длина пролетной базы составляла 58 м. В резонансах с энергией до 1,5 эВ измерения проводились в реакторном режиме с длительностью нейтронной вспышки 70 мкс и средней мощностью 20 кВт. При более высоких энергиях для улучшения энергетического разрешения использовался бустерный режим с длительностью нейтронной вспышки ≈ 4 мкс и средней мощностью около 5 кВт.

Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. По вакуумному нейтроноводу неполяризованный пучок доводился до поляризатора, расположенного на расстоянии 32 м от активной зоны реактора.

В качестве поляризатора резонансных нейтронов использовалась поляризованная протонная мишень. Она представляла собой монокристалл двойного лантан-магниевого нитрата с площадью 25 см² и толщиной 17 мм, в котором методом "солид-эффекта" /21/ поляризовались протоны кристаллизационной воды. Магнитное поле на мишени имело величину $H=20$ кЭ и было направлено перпендикулярно пучку нейтронов. Небольшое изменение величины поля /40 Э/ позволяло получать протонную поляризацию как параллельную, так и антипараллельную направлению поля.

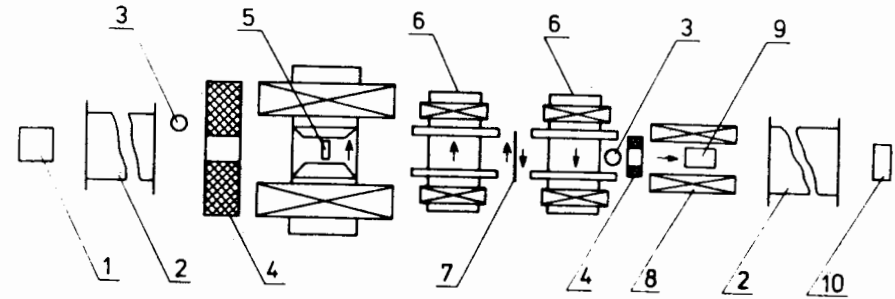


Рис.1. Схема установки. 1 - реактор, 2 - вакуумные нейтроноводы, 3 - мониторные счетчики, 4 - коллиматоры, 5 - поляризованная протонная мишень, 6 - электромагниты ведущего поля, 7 - токовая фольга, 8 - соленоид, 9 - образец, 10 - детектор нейтронов. Стрелками на пути пучка показаны направления магнитных полей.

Прошедший через протонную мишень пучок оказывается поляризованным в направлении протонной поляризации за счет того, что сечение синглетного рассеяния медленных нейтронов на протонах значительно превосходит сечение триплетного рассеяния /22/. Наша мишень с протонной поляризацией $f_p = 0,5 \pm 0,6$ обеспечивала поляризацию пучка нейтронов f_n , примерно равную протонной, при потере интенсивности приблизительно в 10 раз. Поляризация пучка контролировалась по изменению прозрачности протонной мишени /23/ для нейтронов с энергией $E \approx 0,1$ эВ. Для этого использовались два мониторных счетчика, один из которых располагался перед протонной мишенью, а другой - после нее.

Проводка поляризованного пучка и изменение направления его поляризации производились следующим образом. Вышедший из протонной мишени поляризованный нейтронный пучок последовательно проходил через зазоры двух одинаковых электромагнитов с напряженностью поля $H=200$ Э. Направление поля в первом магните совпадало с направлением поля на протонной мишени, а во втором магните, за счет переключения направления тока, могло устанавливаться параллельно или антипараллельно этому направлению. Посередине между первым и вторым электромагнитами перпендикулярно пучку была размещена тонкая /0,5 мм/ медная фольга с током, обеспечивавшим на ее поверхности магнитное поле с напряженностью $H=50$ Э. Ток в фольге во время работы был включен постоянно. Направление тока таково, что поле фольги со стороны первого магнита направлено так же, как и поле этого магнита.

В случае параллельных полей в обоих электромагнитах направление поля на всем пути нейтронов от протонной мишени до второго магнита одинаково, и нейтроны проходят во второй магнит с той же ориентацией поляризации относительно поля, что и на выходе протонной мишени. После переключения направления тока во втором магните на толщине фольги создается область, где поле резко меняет направление, что обеспечивает для нейтронов условия неадиабатического прохождения. При этом нейтроны проходят фольгу, сохраняя пространственную ориентацию поляризации и оказываются во втором магните с реверсированной, по отношению к магнитному полю, поляризацией.

За вторым электромагнитом на пути нейтронов располагался соленоид с полем, направленным по импульсу нейтронов и имеющим напряженность $H=200$ Э. Расстояние между задними краями полюсов второго магнита и передним краем соленоида составляло 100 мм. Замеры магнитных полей показали, что поле в площади пучка, от поперечного во втором магните до продольного в соленоиде, приблизительно равномерно поворачивается на длине 200 мм. При направлении поляризации достаточно медленных нейтронов в таком поле адиабатически следят за направлением поля, т.е. пучок оказывается в соленоиде поляризованным продольно. Расчеты, выполненные на ЭВМ с использованием результатов измерений магнитного поля, показывают, что потери в нейтронной поляризации, за счет недостаточной адиабатичности поворота при энергии нейтронов $E=50$ эВ, не превосходят $10 \div 15\%$.

Для уменьшения влияния реверсируемого поля второго магнита на поле в районе протонной мишени и продольного поля соленоида на поле в районе фольги размеры магнитов в направлении пучка были сделаны сравнительно большими /по 600 мм/. Соленоид имел длину 500 мм, что позволяло размещать в нем достаточно толстые образцы.

Прошедшие через образец нейтроны по вакуумному нейтронному доводились до нейтронного детектора. В качестве детектора использовался жидкостный сцинтилляционный γ -детектор /24/ с D -у конвертором или сцинтилляционный детектор с Li -стеклом. Накопление временных спектров детектора, регистрация скорости счета мониторов, контролировавших поляризацию пучка и стабильность работы реактора, а также управление реверсом поляризации нейтронов осуществлялись автоматизированной системой, созданной на базе малой ЭВМ ТРА /25/.

При исследовании данного образца, в ходе цикла рабочих измерений, продолжавшегося около 50 ч, при фиксированном направлении протонной поляризации, в памяти ТРА накапливались два временных спектра N_p и N_a с быстрым реверсом нейтронной поляризации /переключением направления тока во втором электромагните ведущего поля/ через каждые 40 с. Быстрый реверс поля-

ризации уменьшал вклад в исследуемый эффект от неизбежных нестабильностей пучка и аппаратуры. Для контроля за возможными систематическими аппаратурными эффектами циклы измерений с разными направлениями протонной поляризации чередовались. При этом использовалось то обстоятельство, что изменение направления протонной поляризации изменяет знак исследуемого эффекта при практически неизменных экспериментальных условиях. Суммарное время набора статистики для каждого из исследованных образцов составляло $200 \div 300$ ч.

Накопленные в рабочем цикле два спектра N_p, N_a соответствовали нейтронам, поляризованным параллельно и антипараллельно импульсу. На рис.2 ÷ 5 /сверху/ представлены участки таких спектров вблизи изучавшихся p -резонансов некоторых из исследованных образцов. Полученные для данного образца в циклах с фиксированным направлением протонной поляризации спектры N_p и N_a суммировались и давали две пары суммарных спектров p_p и p_a . Эти пары спектров позволяли найти поканальные значения экспериментального эффекта пропускания для обоих направлений протонной поляризации:

$$\epsilon_{exp} = \frac{1}{f_n} \frac{p_p - p_a}{p_p + p_a} \quad /12/$$

Полученные таким образом значения ϵ_{exp} для двух направлений протонной поляризации проверялись на статистическую согласованность и отсутствие ложных эффектов, после чего усреднялись и давали окончательные значения ϵ_{exp} для данного образца.

На рис.2 ÷ 5 /снизу/ приведены эти значения ϵ_{exp} для соответствующих образцов и областей энергии. Здесь ϵ_{exp} усреднены по группам каналов, причем число каналов в группах увеличивалось с уменьшением наблюдаемого эффекта. Экспериментальные точки на рисунках поставлены в середине энергетических областей усреднения. Сплошные кривые проведены по экспериментальным точкам в соответствии с выражением /11/ с использованием метода наименьших квадратов.

Для большинства исследованных резонансов из экспериментальных спектров p_p, p_a были получены значения параметров E_p, Γ_p и $g\Gamma_p^n$. Два из этих резонансов /по одному в B_1^+ и I / до сих пор были неизвестны, они обнаружены нами в результате специально проведенных измерений пропускания толстых образцов. Мы не располагали образцами с разделенными изотопами B_1^+ , поэтому изотопная принадлежность найденного в B_1^+ резонанса была определена из измерений спектров γ -лучей радиационного захвата нейтронов.

Величина $\mathcal{F}(k_p)$ для p -резонансов образцов получалась из экспериментальных значений ϵ_{exp} следующим образом. Если уширение экспериментально наблюдаемого резонанса за счет эффекта

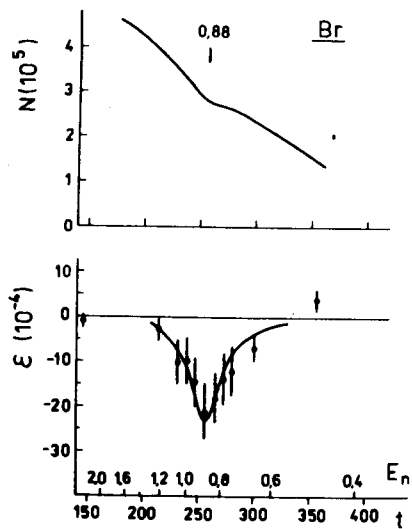


Рис.2. Участок спектра по времени пролета /сверху/ и эффект пропускания /снизу/ для ^{81}Br . Стрелка с цифрами сверху - положение и энергия р-резонанса, E_n - энергия нейтронов в эВ, t - время пролета.

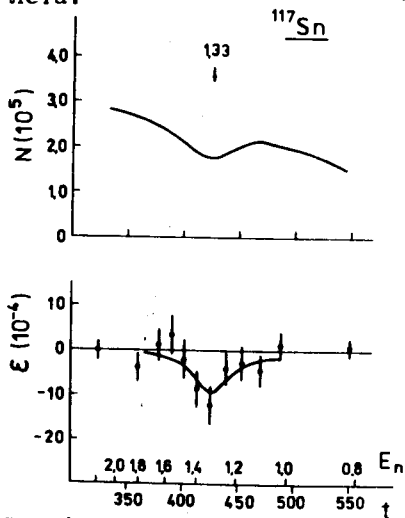


Рис.4. Участок спектра по времени пролета и эффект пропускания для ^{117}Sn .

10

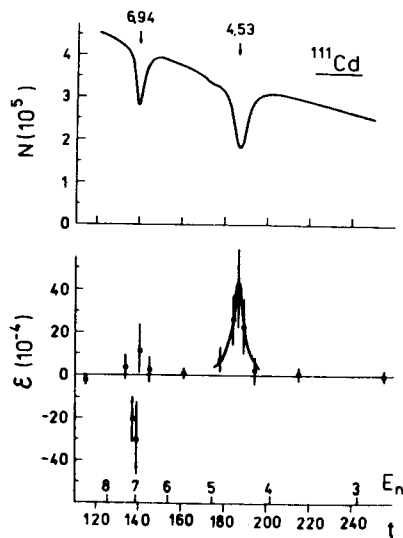


Рис.3. Участок спектра по времени пролета и эффект пропускания для ^{111}Cd .

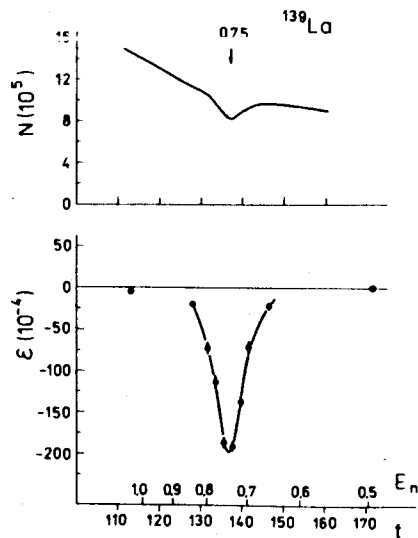


Рис.5. Участок спектра по времени пролета и эффект пропускания для ^{139}La .

Допплера или недостаточно хорошего энергетического разрешения было незначительным, как в случаях Br и Sn , то экспериментальные значения n_p, n_a пропорциональны введенным выше /соотн. /8// величинам I_p, I_a и $\epsilon_{\text{exp}} = \epsilon$. В этом случае $\mathcal{P}(k_p)$ получается из ϵ_{exp} методом наименьших квадратов с использованием соотношения /11/ и данных о толщине мишени и о резонансных параметрах. Если же уширением резонанса пренебречь нельзя /La и Cd/, то полученное в энергетическом канале значение $\epsilon_{\text{exp}}(E)$ связано с $\mathcal{P}(k_p)$ соотношением

$$\epsilon_{\text{exp}}(E) = -n\sigma_0 \mathcal{P}(k_p) \frac{\int_{-\infty}^{\infty} R(E, E') \phi(E') e^{-n\sigma_0 \phi(E')} dE'}{\int_{-\infty}^{\infty} R(E, E') e^{-n\sigma_0 \phi(E')} dE'} \quad /13/$$

где σ_0 - сечение в максимуме исследуемого резонанса; $\phi(E')$ - функция /26/, учитывающая искажение сечения эффектом Допплера; $R(E, E')$ - функция разрешения, определяемая формой нейтронной вспышки реактора и шириной канала временного анализатора. В этом случае, после вычисления на ЭВМ интегралов в /13/, из экспериментальных значений ϵ_{exp} в каждом канале анализатора находили свои значения $\mathcal{P}(k_p)$. Окончательное значение $\mathcal{P}(k_p)$ получалось взвешенным усреднением поканальных значений.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Зависимость полных сечений от спиральности нейтронов была исследована для 11 слабых низковольтных резонансов следующих ядер: ^{81}Br , ^{111}Cd , ^{117}Sn , ^{127}I , ^{139}La и ^{238}U . Эти резонансы можно отнести к р-волновым лишь вероятностным образом, поскольку их нейтронные ширины много меньше /на $3 \div 4$ порядка/, чем соответствующие средние нейтронные ширины s-резонансов. Спины всех этих резонансов неизвестны, т.е. они могут быть равны $I \pm 3/2$, и тогда Р-нечетного эффекта на них не должно быть.

Экспериментально Р-нечетные зависимости полных сечений от спиральных нейтронов были обнаружены на 4 резонансах: ^{81}Br / $E_p = 0,88$ эВ/, ^{111}Cd / $E_p = 4,53$ эВ/, ^{117}Sn / $E_p = 1,33$ эВ/ и ^{139}La / $E_p = 0,75$ эВ/. Соответствующие энергетические зависимости $\epsilon_{\text{exp}}^p(E)$ приведены на рис.2 ÷ 5. Для остальных семи исследованных резонансов получены лишь верхние оценки эффектов пропускания. Полученные в результате обработки экспериментальных данных значения $\mathcal{P}(k_p)$ для всех исследованных резонансов даны в табл.1. Там же приведены толщины использованных мишеней и параметры р-резонансов /для ^{238}U они взяты из работы /27/, а для остальных получены в настоящей работе/.

Если известно, с каким в-резонансом смешивается данный р-резонанс и известны параметры / E_s и Γ_s^n / этого в-резонанса, то из величины $\mathcal{P}(k_p)$ по соотношениям /7/ и /3/ можно полу-

Таблица 1

Ядро	$n_{\beta/\alpha}$ 10^{-23}	E_p эВ	Γ_p 10^{-3} эВ	$g \Gamma_p^n$ 10^{-8} эВ	E_s эВ	$g \Gamma_s^{n_0}$ 10^{-3} эВ	$\mathcal{P}(k_p)$ 10^{-3}	$ \alpha $ 10^{-5}	$ \langle s H_w p \rangle $ 10^{-3} эВ
$81Br$	1,1	$0,88 \pm 0,01$	190 ± 20	$5,6 \pm 0,5$	$101,0 \pm 0,1$	$9,7 \pm 0,7$	24 ± 4	$3,0 \pm 0,5$	$3,0 \pm 0,5$
$111Cd$	2,05	$4,53 \pm 0,03$	163 ± 10	107 ± 5	- 4	0,95	$-8,2 \pm 2,2$	$9,4 \pm 2,5$	$0,80 \pm 0,22$
		$6,94 \pm 0,07$	143 ± 13	108 ± 8	$19 \pm 1,5$	- 29	5,5	$4,1 \pm 3,3$	$3,8 \pm 3,0$
$127I$	3,9	$7,6 \pm 0,1$	130 ± 20	13 ± 2	$37,7 \pm 0,1$	$4,3 \pm 0,4$	$11,2 \pm 8,0$	$1,6 \pm 1,3$	$0,5 \pm 0,4$
		$10,4 \pm 0,1$	90 ± 10	320 ± 40	$11,1 \pm 0,2$	$6,67 \pm 0,02$	$0,59 \pm 0,01$	$0,3 \pm 0,4$	$0,3 \pm 0,4$
$139La$	1,25	$14,0 \pm 0,2$	90 ± 10	150 ± 20	- 48,6	84	$1,3 \pm 1,0$	$0,6 \pm 0,5$	$0,15 \pm 0,11$
		$0,75 \pm 0,01$	45 ± 5	$3,6 \pm 0,3$	$19 \pm 1,5$	$20,9 \pm 0,1$	$1,9 \pm 0,5$	73 ± 5	$2,6 \pm 0,2$
$238U$	1,5	$4,41 \pm 0,01$	(25)	$11,1 \pm 0,2$	$6,67 \pm 0,02$	$0,59 \pm 0,01$	$3,7 \pm 3,7$	$1,7 \pm 1,7$	$0,04 \pm 0,04$
		$11,32 \pm 0,02$	(25)	35±6	$11,1 \pm 0,2$	$20,9 \pm 0,1$	$1,9 \pm 0,5$	$-2,5 \pm 2,5$	$1,7 \pm 1,7$
		$19,50 \pm 0,02$	(25)	140 ± 70			0 ± 1	$0 \pm 0,7$	$0 \pm 0,01$

чить соответствующие величины модулей коэффициентов смешивания α и матричных элементов $\langle s | H_w | p \rangle$. Однако отсутствие данных о спинах p -резонансов не позволяет находить эти величины однозначно. В последних колонках табл.1 приведены результаты расчетов $|\alpha|$ и $|\langle s | H_w | p \rangle|$, проведенных в предположении, что с данным p -резонансом смешивается s -резонанс, имеющий максимальное значение $\Gamma_s^n / (E_p - E_s)^2$. Параметры E_s и $g \Gamma_s^n$ этих резонансов, взятые из работ [27,28], также приведены в таблице.

Для p -резонансов, где в пределах достигнутой точности $\mathcal{P}(k_p) \neq 0$, такие расчеты дают нижнюю оценку $|\langle s | H_w | p \rangle|$, если считать, что эффект в данном резонансе обусловлен, в основном, смешиванием лишь с одним s -резонансом.

Из данных табл.1 следует, что экспериментально наблюдаемые значения $\mathcal{P}(k_p)$ изменяются для разных резонансов в широких пределах, от 10^{-1} до величины порядка 10^{-3} соответствующей точности наших измерений. Максимальное значение $\mathcal{P}(k_p) = 7,3 \cdot 10^{-2}$ получено для ^{139}La , где имеются самый слабый из исследованных нами p -резонанс и аномально сильный s -резонанс.

Приведенные значения $|\alpha|$ и $|\langle s | H_w | p \rangle|$ имеют оценочный характер. Это связано с неопределенностью в том, с каким s -резонансом /и одним ли/ смешивается исследуемый p -резонанс. В случае, когда примешивающимся является s -резонанс с отрицательной энергией, возникают дополнительные неопределенности из-за неоднозначности в параметрах отрицательного s -резонанса. Сравнительно надежно из сечения теплового захвата удается найти комбинацию этих параметров $g \Gamma_s^n / E_s^2$, однако лишь в предположении, что вклад в тепловое сечение дает только один отрицательный уровень. Раздельное получение E_s и $g \Gamma_s^n$, как правило, весьма ненадежно. Соответственно, оценки $|\langle s | H_w | p \rangle|$ для отрицательных примешивающихся s -резонансов оказываются более точными, чем оценки $|\alpha|$, поскольку при получении $|\alpha|$ необходимо использовать величину $g \Gamma_s^n$, а для получения $|\langle s | H_w | p \rangle|$ практически достаточно иметь значение $g \Gamma_s^n / E_s^2$.

В случае p -резонансов, на которых наблюдается P -нечетный эффект, оценки $|\alpha|$ лежат в пределах $1 \div 10 \cdot 10^{-5}$. Оценки $|\langle s | H_w | p \rangle|$ разбросаны в пределах $0,3 \div 3 \cdot 10^{-3}$ эВ. Для резонансов, где эффект не обнаружен, в двух случаях /резонанс в ^{111}Cd с $E_p = 6,9$ эВ и резонанс в ^{127}I с $E_p = 7,6$ эВ/ недостаточна точность измерений, хотя имеются некоторые указания на матричный элемент того же порядка. В остальных случаях /2 резонанса в ^{127}I и 3 резонанса в ^{238}U / матричные элементы либо меньше $0,2 \cdot 10^{-3}$ эВ, либо оказались равными нулю из-за неподходящего для смешивания значения спина p -резонанса.

Представляет интерес сравнить наши значения $\mathcal{P}(k_p)$ с результатами измерений эффекта, выполненных на тепловых нейтро-

нах. Такие результаты имеются для ^{117}Sn , ^{139}La /10/ и Br^{79} , причем они приведены в виде $\mathcal{P}_{\text{th}} = \Delta\sigma/2\sigma$, где σ - полное сечение /в основном сечении, обусловленное не p -резонансом/. \mathcal{P}_{th} и $\mathcal{P}(k_p)$ связаны соотношением

$$\mathcal{P}_{\text{th}} = \mathcal{P}(k_p) \frac{\sigma_0}{\sigma} \left(\frac{\Gamma_p}{2E_p} \right)^2, \quad /14/$$

где σ_0 - резонансное сечение в максимуме p -резонанса. Это соотношение легко получить с использованием соотношения /5/, если считать, что тепловая точка достаточно близка к p -резонансу для применимости соотношения /5/.

В табл. 2 приведены наши значения σ_0 и $\mathcal{P}(k_p)$, значения σ и \mathcal{P}_{th} из работ /10,29/, а также значения $\mathcal{P}_{\text{th}}^*$, рассчитанные по соотношению /14/. Согласие между \mathcal{P}_{th} и $\mathcal{P}_{\text{th}}^*$ можно считать достаточно хорошим, если иметь в виду, что \mathcal{P}_{th} и $\mathcal{P}(k_p)$ различаются на 3 порядка и более

Таблица 2

Ядро	E_p эВ	σ_0 барн	$\mathcal{P}(k_p)$ 10^{-3}	σ барн	\mathcal{P}_{th} 10^{-6}	$\mathcal{P}_{\text{th}}^*$ 10^{-6}
^{117}Sn	1,33	$1,6 \pm 0,2$	$4,5 \pm 1,3$	$3,7 \pm 0,4$	$6,2 \pm 0,7$	$14,5 \pm 5,5$
^{139}La	0,75	$2,8 \pm 0,4$	73 ± 5	$19,6 \pm 2,0$	$9,0 \pm 1,4$	$9,3 \pm 2,9$
^{79}Br	0,88	$0,9 \pm 0,1$	24 ± 4	$15,5 \pm 1,5$	$19,6 \pm 2,0$ ¹⁾	$16,2 \pm 5,1$
^{113}Cd	4,53	$3,8 \pm 0,5$	$-8,2 \pm 2,2$	29 ± 4 /28/	-	$0,4$ 2)

1) Результат работы /29/ пересчитан на один изотоп брома.

2) Верхняя оценка \mathcal{P}_{th} , полученная на основании работы /18/, описывающей эффект в более широком интервале энергии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе показано, что P -нечетная зависимость полного сечения от спиральности нейтронов имеет предсказанный в работе /8/ явно выраженный резонансный энергетический ход. Таким образом, этот эффект находит объяснение в рамках используемых сейчас представлений об универсальном слабом взаимодействии, и во введении новых несохраняющих пространственную четность сил нет необходимости.

Все имеющиеся сейчас экспериментальные данные о зависимости полных сечений от спиральности нейтронов находятся в хорошем согласии с представлениями, развитыми в работах /8,12/. Есть указания на то, что рассматриваемый эффект носит универсальный характер, причем соответствующие матричные элементы, определяющие смешивание ядерных уровней по четности, имеют один порядок величины.

Для дальнейшего уточнения наших представлений об этом явлении нужно расширять круг исследованных p -резонансов. Желательно также повысить экспериментальную точность.

В заключение авторы считают своим долгом поблагодарить И.М.Франка и В.И.Луцкова за интерес к работе, Г.Г.Бунатяна, Д.Ф.Зарецкого, В.К.Игнатовича, С.Г.Кадменского, О.П.Сушкова, В.В.Фламбаума, В.И.Фурмана и И.С.Шапиро за полезные обсуждения, а также М.Б.Бунина, С.И.Неговелова и Б.А.Родионова за помощь в проведении измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Michel F.C. Phys.Rev., 1964, 329B, p. 133.
2. Stodolsky L. Phys.Lett., 1974, 50B, p. 352.
3. Forte M. Inst.Phys.Conf.Ser., 1978, No.42, ch.2, p. 86.
4. Karl G., Tadic D. Phys.Rev., 1977, 16C, p. 172.
5. Barroso A., Tadic D. Nucl.Phys, 1978, 294A, p. 376.
6. Barroso A., Margaca F. J.Phys.Nucl.Phys., 1980, 6G, p. 657.
7. Абов Ю.Г., Крупчицкий П.А. УФН, 1976, 118, с. 141.
8. Сушков О.П., Фламбаум В.В. Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, с.377.
9. Forte M. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, 45, p. 2088.
10. Kolomensky E.A. et al. Phys.Lett., 1981, 107B, p. 272.
11. Stodolsky L. Phys.Lett., 1980, 96B, p. 127.
12. Сушков О.П., Фламбаум В.В. УФН, 1982, 136, с. 2.
13. Bunakov V.E., Gudkov V.P. Z.Phys., 1981, 303, p. 285.
14. Лобов Г.А. Препринт ИТЭФ, М., 1980, №30, Препринт ИТЭФ, М., 1981, №45.
15. Шапиро И.С. Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, с.275.
16. Алфименков В.П. и др. Письма в ЖЭТФ, 1981, 34, с. 308.
17. Алфименков В.П. и др. Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, с. 42.

18. Алфименков В.П. и др. ОИЯИ, РЗ-82-86, Дубна, 1982.
19. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика, М., 1963.
20. Франк И.М. ЭЧАЯ, 1972, 2, вып.4, с. 805.
21. Джеффрис К. Динамическая ориентация ядер, "Мир", М., 1965.
22. Таран Ю.В., Шапиро Ф.Л. ЖЭТФ, 1963, 44, с. 2185.
23. Луциков В.И. и др. ЯФ, 1969, 10, с. 1178.
24. Малэцки Х. и др. ОИЯИ, 13-6609, Дубна, 1972.
25. Вагов В.А. и др. ОИЯИ, Д13-7616, Дубна, 1974.
26. Lamb W. Phys.Rev., 1939, 55, p. 190.
27. Mughabghab S.F., Garber D.I. Neutron Cross Sections, BNL-325, Third Edition, 1973, v. 1.
28. Mughabghab S.F. et al. Neutron Cross Section, 1981, v.1, Part A.
29. Весна В.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1982, т.35, вып.8, с.351.

Алфименков В.П. и др. Несохранение пространственной РЗ-82-411 четности в нейтронных резонансах

Описаны эксперименты по обнаружению эффекта несохранения пространственной четности в р-волновых нейтронных резонансах ^{81}Br , ^{111}Cd , ^{117}Sn , ^{127}I , ^{139}La , ^{238}U . Измерения проводились на пучке поляризованных резонансных нейтронов импульсного реактора ИБР-30 в Дубне. Для резонансов 0,88 эВ ^{81}Br , 4,53 эВ ^{111}Cd , 1,33 эВ ^{117}Sn и 0,75 эВ ^{139}La обнаружена зависимость полного сечения от спиральности нейтронов. Эффект имеет резонансный характер и согласуется с теоретическими предсказаниями в рамках модели смешивающихся компаунд-состояний. Приводятся экспериментальные оценки коэффициентов смешивания и матричных элементов.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Alfimenkov V.P. et al. Parity Nonconservation PЗ-82-411
in Neutron Resonances

The experiments are described on observation of the parity nonconserving effect in p-resonances of ^{81}Br , ^{111}Cd , ^{117}Sn , ^{127}I , ^{139}La , ^{238}U . The measurements were performed on the beam of polarized neutrons from the pulsed reactor IBR-30 at Dubna. The dependence of total cross sections on neutron helicity was discovered in the following resonances: 0.88 eV ^{81}Br , 4.53 eV ^{111}Cd , 1.33 eV ^{117}Sn and 0.75 eV ^{139}La . The effect has a resonance character and is in agreement with theoretical predictions made in the frame of the model of mixing compound states. The paper contains the experimental estimates for the mixing coefficients and matrix elements.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 июня 1982 года.