

КОРРЕЛЯЦИИ В УГЛОВОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ГАММА-КВАНТОВ
ПРИ ЗАХВАТЕ НЕЙТРОНОВ В ОБЛАСТИ p -РЕЗОНАНСА ^{117}Sn

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

Исследованы угловое распределение и поляризационная право-левая асимметрия для прямого перехода $E_\gamma = 9,3$ МэВ/ в реакции $^{117}\text{Sn}(n, \gamma)$ вблизи p -волнового резонанса с $E_p = 1,33$ эВ, нарушающего четность, с целью получения парциальных нейтронных ширин Γ_{nj} с различными значениями полного момента нейтрона $j = 1/2$ или $j = 3/2$. Измерения проводились методом времени пролета на реакторе ИБР-30 с использованием детектора NaI(Tl). Показано, что полученные результаты нельзя описать единым образом в рамках существующих теорий.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Correlations in Gamma-Quanta Angular Distribution
at Neutron Capture in ^{117}Sn p -Resonance Region

V.P.Alfimenkov et al.

An angular distribution and the experimental analysing power were investigated for the direct transition ($E_\gamma = 9.3$ MeV) in the $^{117}\text{Sn}(n, \gamma)$ reaction near the parity violating p -wave 1.33 eV resonance in order to obtain partial neutron widths with the total neutron momentum $j = 1/2$ or $j = 3/2$. The experiments were performed by the time-of-flight method at the IBR-30 reactor with the NaI(Tl) spectrometer. The results appeared to be inconsistent with any available at present theory.

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

Изучение свойств p -волновых нейтронных резонансов в области низких энергий значительно сложнее, чем s -волновых, из-за центробежного барьера, существенно снижающего вероятность захвата нейтрона с $\ell > 1$. Между тем, p -волновые резонансы обладают специфическими свойствами, не присущими s -резонансам. К числу таких свойств относится двухкомпонентный характер нейтронных ширин Γ_p^n при возбуждении компаунд-состояний со спинами $J = I \pm 1/2$. В представ-

лении полного момента нейтрона $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ / $j = 1/2$ или $3/2$ /
 $\Gamma_p^n = \Gamma_{p, \frac{1}{2}}^n + \Gamma_{p, \frac{3}{2}}^n$. Соответственно, для представления спина
канала $S = I + \frac{1}{2}$ ($S = I \pm 1/2$) имеем $\Gamma_p^n = \Gamma_{p, I \pm \frac{1}{2}}^n + \Gamma_{p, I - \frac{1}{2}}^n$.

Экспериментальные данные о компонентах Γ_p^n очень бедны. Для нескольких резонансов ядер фтора и иттрия Γ_p^n определены из угловых распределений рассеянных нейтронов^{/1,2/}, а для хлора и ниобия - из угловых распределений γ -квантов прямых переходов в радиационном захвате резонансных нейтронов^{/3,4/}. В последние годы в связи с обнаружением эффектов неохоранения пространственной четности в p -волновых резонансах^{/5/} появился дополнительный стимул к изучению структуры Γ_p^n , поскольку для теоретической интерпретации этих эффектов требуется знать величины $x = (\Gamma_{p, \frac{1}{2}}^n / \Gamma_p^n)^{1/2}$. Следует отметить, что эксперименты по определению величин x для этих резонансов представляют значительные трудности из-за малости их нейтронных ширин $/\Gamma_p^n \leq 10^{-6}$ эВ/, что делает практически невозможным наблюдение резонансного рассеяния и усложняет измерения с γ -квантами.

Ниже описываются исследования углового распределения γ -квантов прямого перехода $/E_\gamma = 9,3$ МэВ/ после захвата ядром ^{117}Sn нейтронов с энергиями, близкими к энергии p -волнового резонанса этого ядра с $E_p = 1,33$ эВ. Исследования проводились как с неполяризованными, так и с поляризованными нейтронами и имели целью получение информации о параметрах указанного резонанса, в первую очередь, о величине x .

Следуя^{/6/} дифференциальное сечение выхода γ -квантов прямого перехода с учетом s - и p -захвата можно записать в следующем виде:

$$\frac{d\sigma(\theta, \phi, E)}{d\Omega} \equiv \sigma(\theta, \phi, E) = a_0 + a_1 \cos \theta + a_2 f_n \sin \theta \cdot \cos \phi + a_3 (\cos^2 \theta - \frac{1}{3}). \quad /1/$$

Здесь f_n - поляризация нейтронного пучка, θ - угол между направлениями импульсов нейтрона (\vec{n}_n) и γ -кванта (\vec{n}_γ), ϕ - угол между направлением нейтронной поляризации и направлением вектора $[\vec{n}_n, \vec{n}_\gamma]$. Коэффициенты a_i зависят от энергии нейтрона E и от параметров s - и p -резонансов, в частности, $a_0 = [\sigma_s(E) + \sigma_p(E)] / 4\pi$, где $\sigma_{s(p)}(E)$ - проинтегрированное по телесному углу сечение радиационного $s(p)$ -захвата для исследуемого парциального перехода.

В настоящей работе были продолжены исследования правой и левой поляризационной асимметрии /см. /7/ /,

$$\epsilon^{\text{п.л.}}(E) = \frac{\sigma(90^\circ, 0^\circ, E) - \sigma(90^\circ, 180^\circ, E)}{\sigma(90^\circ, 0^\circ, E) + \sigma(90^\circ, 180^\circ, E)} \quad /2/$$

Кроме этого, на неполяризованном пучке ($f_n = 0$) исследовалась асимметрия "вперед-назад",

$$\epsilon^{\text{в.н.}}(E, \theta) = \frac{\sigma(\theta, E) - \sigma(180 - \theta, E)}{\sigma(\theta, E) + \sigma(180 - \theta, E)} \quad /3/$$

а также угловая асимметрия для р-волновой части сечения /1/,

$$\epsilon^a(\theta) = \frac{2[\sigma(90^\circ, E_p) - \sigma_s(E_p)]/4\pi}{\sigma(\theta, E_p) + \sigma(180 - \theta, E_p) - \sigma_s(E_p)/2\pi} = \frac{\sigma_p(90^\circ, E_p)}{\sigma_p(\theta, E_p)} \quad /4/$$

Р-резонанс в ^{117}Sn имеет $J^\pi = 1^-$, а основное состояние ядра ^{118}Sn имеет $J^\pi = 0^+$, т.е. осуществляется $E1$ γ -переход из резонанса в основное состояние, а при s-захвате с $J^\pi = 1^+$ - M1-переход. С учетом этого, используя результаты работы /6/, экспериментально измеряемые асимметрии /2/-/4/ можно связать с параметрами р-резонансов и сечением s-захвата. Для конкретных условий наших измерений /для определенного значения угла θ и энергий нейтронов, близких к энергии Р-резонанса/ такую связь можно с достаточной точностью представить в виде

$$\epsilon^{\text{п.л.}}(E) = + \frac{x + y/2\sqrt{2}}{\left(1 + \frac{xy}{\sqrt{2}} + \frac{y^2}{4}\right)^{1/2}} \frac{2t_{90^\circ}\sqrt{E/E_p}}{4(E - E_p)^2/\Gamma_p^2 + 1 + t_{90}^2 \frac{E}{E_p}} \quad /5/$$

$$\epsilon^{\text{в.н.}}(E, 45^\circ) = \frac{-x + y/\sqrt{2}}{\left(1 - \frac{xy}{2\sqrt{2}} - \frac{y^2}{8}\right)^{1/2}} \frac{2\sqrt{2}t_{45^\circ}\sqrt{E/E_p}(E - E_p)/\Gamma_p}{4(E - E_p)^2/\Gamma_p^2 + 1 + t_{45}^2 \frac{E}{E_p}} \quad /6/$$

$$\epsilon^a(45^\circ) = \frac{1 + xy/\sqrt{2} + y^2/4}{1 - \frac{xy}{2\sqrt{2}} - \frac{y^2}{8}} \quad /7/$$

Здесь Γ_p - полная ширина р-резонанса, $y = (\Gamma_p^n / \Gamma_p^n)^{1/2}$, причем $x^2 + y^2 = 1$. Соотношение /5/ записано в предположении $f_n = 1$. Параметр $t_\theta^2 = \frac{\sigma_p(\theta, E_p) \cdot 4\pi}{\sigma_s(E_p)}$ может быть получен из эксперимента.

Легко показать, что в выражениях для исследуемых асимметрий /2/-/4/ сечения можно заменить скоростями счета, полученными из соответствующих времяпролетных спектров. При этом во всех спектрах нужно вычесть фон, внести поправки на захват нейтронов после их рассеяния в образце,

а в выражении для асимметрии /2/ необходимо учесть реальную поляризацию f_n .

Соотношения /5/-/7/ при известных значениях ϵ и параметров резонанса дают уравнения, позволяющие найти величины x и y .

Измерения всех асимметрий проводились методом времени пролета на импульсном реакторе ИБР-30^{/8/}. Длительность вспышки нейтронов составляла 70 мкс, а длина пролетной базы в разных сериях - 35 или 58 м. γ -кванты прямого перехода в ^{118}Sn регистрировались кристаллом NaI(Tl) диаметром 200 мм и толщиной 200 мм. Измерялись спектры по времени пролета нейтронов при пороге регистрации γ -квантов 8,5 МэВ и одновременно - амплитудные спектры в 8 временных окнах. Фон определялся при перекрывании пучка нейтронов борным фильтром - "черным" для нейтронов с энергиями вблизи исследуемого резонанса, а также при установке в пучок эквивалентного рассеивателя. В качестве образцов использовалось металлическое олово с обогащением ~90% по изотопу ^{117}Sn . Вес образцов составлял от 80 до 400 г, а площадь - 20-60 см². При измерении право-левой асимметрии /2/ резонансные нейтроны поляризовались путем пропускания через поляризованную протонную мишень^{/9/}. Быстрый реверс поляризации осуществлялся соответствующим изменением конфигурации ведущего магнитного поля. При измерении углового распределения выхода γ -квантов с неполяризованными нейтронами угол θ составлял 45° , 90° и 135° . Была также получена энергетическая зависимость величины пропускания нейтронов образцом ^{117}Sn . Совместная обработка позволила уточнить приведенные в^{/10/} параметры резонанса с энергией 1,33 эВ: $g_1^n = 1,66 \pm 0,21 \cdot 10^{-7}$ эВ; $\Gamma_p = 0,180 \pm 0,018$ эВ; $\sigma_0 = 1,8 \pm 0,2$ б.

На рис.1 в относительных единицах представлены энергетические зависимости дифференциальных сечений $\sigma(90^\circ, E)$ и $[\sigma(45^\circ, E) + \sigma(135^\circ, E)]/2$, полученные из экспериментальных спектров для неполяризованных нейтронов. На основании этих данных были найдены величина $\epsilon^a / 45^\circ = 1,63 \pm 0,14$ и значения $t_{90}^2 = 3,0 \pm 0,3$; $t_{45}^2 = 1,83 \pm 0,18$.

Экспериментальные данные для асимметрии $\epsilon^{в.н.}$ приведены на рис.2, а на рис.3 показаны результаты измерений $\epsilon^{п.п.}$ с поляризованными нейтронами, включающие результаты наших предварительных исследований^{/7/} и новых измерений в настоящей работе. Сплошные кривые на рис.2 и 3 получены при подгонке по методу наименьших квадратов выражений /6/ и /5/ при независимом варьировании значений x для каждого эффекта. При этом использовались приведенные выше значения параметров резонанса и t_{θ}^2 . Однако найденные при этом значения x оказались несовместимыми в пределах точности экспериментов. Остановимся подробнее на этом результате. Харак-

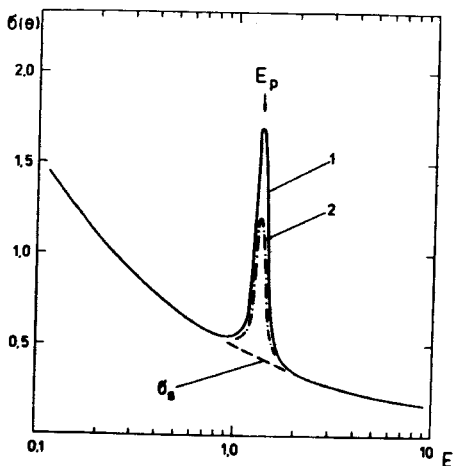


Рис.1. Дифференциальные сечения в относительных единицах реакции $^{117}\text{Sn}(n, \gamma_0)$: 1 - $\sigma(90^\circ, E)$, 2 - $[\sigma(45^\circ, E) + \sigma(135^\circ, E)]/2$, E - энергия нейтронов в эВ.

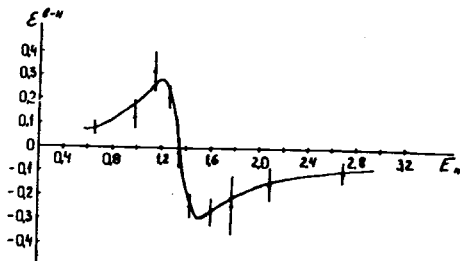


Рис.2. Экспериментальные значения $\epsilon^{B.H.}$. Кривая - расчет по формуле /6/ с подгонкой по МНК.

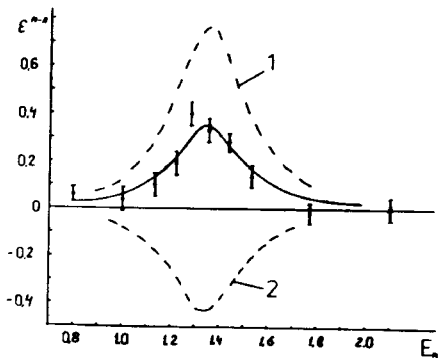


Рис.3. Экспериментальные значения $\epsilon^{n.n.}$. Описание кривых см. в тексте.

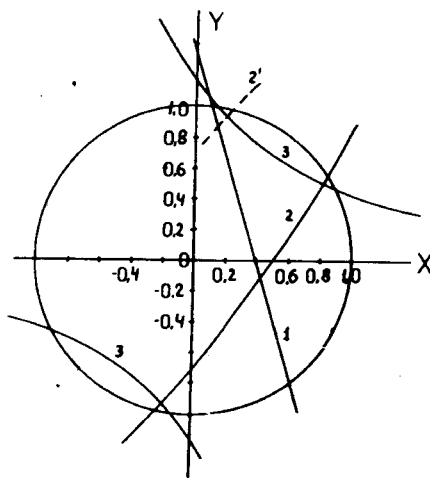


Рис.4. Зависимость $y(x)$ из уравнений /5/-/7/ /кривые 1-3 соответственно/. Пояснения в тексте.

тер уравнений /5/-/7/ таков, что каждое из них /с учетом неопределенности знака t_θ / дает четыре набора решений (x, y) . Уравнения /6/ и /7/, описывающие измерения с неполяризованными нейтронами, эквивалентны, однако их целесообразно использовать независимо, поскольку величины ϵ^a и $\epsilon^{B.H.}$ извлекаются из различных экспериментальных результа-

тов, что позволяет избежать возможных систематических ошибок. На рис. 4 представлены кривые $y(x)$, полученные из уравнений /5/-/7/, и окружность $x^2 + y^2 = 1$, иллюстрирующие совместное решение уравнений /5/-/7/ при $t_\theta > 0$. Для отрицательных t_θ кривые 1 и 2 получают поворотом относительно точки 0 на 180° . Неопределенность в знаке t_θ связана с тем, что парциальное сечение радиационного захвата нейтронов пропорционально произведению нейтронной и парциальной радиационной ширин. Корень из этих ширин, в свою очередь, пропорционален соответствующим амплитудам, знаки которых неизвестны, но должны быть одинаковыми в выражениях /5/ и /6/. Из рис. 4 и расчетов по МНК видно, что нет точки, лежащей на окружности, в которой пересекались бы все три кривые. Основное противоречие отражено в кривых 1 и 2, тогда как каждая из них дает совместимое в пределах ошибки эксперимента пересечение с кривой 3 на окружности. Другой иллюстрацией такой несовместимости являются пунктирные кривые на рис. 3, описывающие $\epsilon^{п.п.}$ при значениях x , найденных при подгонке $\epsilon^{п.п.}$ /рис. 2/. Кривая 1, соответствующая набору $x = 0,84$, $y = 0,54$, лежит значительно выше экспериментальных точек, а кривая 2 $/x = -0,24$; $y = -0,97/$ подходит для количественного описания $\epsilon^{п.п.}$, но дает другой знак эффекта. Полученные противоречивые результаты заставили провести тщательную проверку экспериментальных данных. Были сделаны дополнительные измерения с поляризованными и неполяризованными нейтронами в измененных геометрических условиях, тем не менее ситуация не прояснилась. Теоретические выражения для описания дифференциальных сечений, приведенные в работе /6/, согласуются с результатами ряда других работ, например, /11,12/, где рассмотрены аналогичные явления. Таким образом, маловероятно, что причиной наблюдаемого противоречия является ошибка при выводе довольно громоздких соотношений. Заметим, что изменение общего знака одного из выражений /5/ или /6/ приводит к согласующимся с экспериментом результатам. Это видно из рис. 4, где пунктирная кривая 2 соответствует выражению /6/, но с измененным знаком. В этом случае получается удовлетворительное пересечение всех кривых на окружности в точке с $x \approx 0,2$.

Необходимо отметить, что в данной работе впервые наблюдались для одного и того же p -резонанса различные четные корреляции при испускании u -квантов радиационного захвата нейтронов, которые позволили проследить за совместимостью результатов. Обнаруженное противоречие между предсказанием теории и экспериментальными результатами требует тщательного анализа применимости данного описания явления и дальнейшего экспериментального исследования аналогичных эффектов для других ядер и резонансов.

В заключение считаем своим приятным долгом выразить благодарность И.М.Франку за постоянную поддержку и интерес к работе, а также В.И.Фурману, В.Н.Ефимову, И.А.Ломаченкову за полезные дискуссии.

Литература

1. Николенко В.Г., Самосват Г.С. В кн.: Нейтронная физика. Материалы 5-й Всесоюзной конф. по нейтронной физике. Киев, 15-19 сент. 1980 г. Цнииатоминформ, М., 1980, ч.2, с.178.
2. Nikolenko V.G., Samosvat G.S. Neutron Induced Reac. Proc. of Eur.Topical Conf. June 21-25, 1982, Smolenice, p.373.
3. McCullagh C.M. et al. Phys.Rev., 1979, vol.C19, p.539.
4. Chrien R.E. et al. Phys.Rev., 1973, vol.C8, p.336.
5. Alfimenkov V.P. et al. Nucl.Phys., 1983, vol.398, p.93.
6. Sushkov O.P., Flambaum V.V. Nucl.Phys., 1985, A435, p.352.
7. Алфименков В.П. и др. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, с.346.
8. Франк И.М. ЭЧАЯ, 1972, т.2, вып.4, с.807.
9. Алфименков В.П. и др. ЭЧАЯ, 1980, т.11, вып.2, с.411.
10. Алфименков В.П. и др. Письма в ЖЭТФ, 1981, т.34, с.308.
11. Huby R. Proc.Phys.Soc.(London), 1958, vol.72, p.97.
12. Laszewski R.M., Holt R.J. At.Data and Nucl.Data Sheets, 1977, vol.19, p.305; 1979, vol.23, p.97.