

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСОХРАНЕНИЯ P-ЧЕТНОСТИ В НЕЙТРОННОМ РЕЗОНАНСЕ ^{117}Sn

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

Обнаружен эффект несохранения пространственной четности в p -резонансе ^{117}Sn с энергией 1,33 эВ. Для отношения разности сечений с противоположными спиральностями ($\sigma_+ - \sigma_-$) к сумме ($\sigma_+ + \sigma_-$) в резонансе получено значение $\mathcal{P}(E_p) = (4,5 \pm 1,3) \cdot 10^{-3}$.

Нарушение пространственной четности при взаимодействии нейтронов с ядрами исследовалось в ряде работ. Совсем недавно обнаружено различие полных сечений неполяризованных ядер ^{117}Sn и ^{139}La для тепловых нейтронов, поляризованных по и против импульса [1, 2], и изменен имеющий ту же природу поворот поляризации пучка нейтронов при прохождении через неполяризованный образец ^{117}Sn . В теоретических работах [3 – 5] исследована связь этих эффектов несохранения четности с p -волновыми резонансами и получены выражения для энергетической зависимости эффектов. В работе [5] отмечено, что если эффекты

при подходе к резонансу не увеличатся, то их объяснение может потребовать введения новых несохраняющих пространственную четность сил, значительно превышающих слабые силы. В сложившейся ситуации стало весьма актуальным проведение эксперимента в области p -резонанса. Ниже описано измерение различия полных сечений ядер ^{117}Sn вблизи p -резонанса 1,33 эВ для нейтронов, поляризованных по и против направления их импульса.

Эксперимент осуществлен с применением метода времени пролета на импульсном реакторе ИБР-30 в ОИЯИ при пролетной базе 58 м. Резонансные нейтроны поляризовались по методу пропускания через поляризованную протонную мишень. Продольная поляризация нейтронов и ее реверс обеспечивались соответствующими конфигурациями ведущего магнитного поля. Измерялось пропускание образца металлического олова ($88\% \ ^{117}\text{Sn}$) площадью $4,0 \times 4,9 \text{ см}^2$ и толщиной по пучку ядер ^{117}Sn $n = 1,3 \times 10^{23} \text{ см}^{-2}$. Накопление времяпролетных спектров, контроль поляризации и управление экспериментом велись с помощью системы на базе малой ЭВМ. Реверс поляризации проводился через 40 сек. Через каждые двое суток измерений менялось направление поляризации протонной мишени с целью изменения знака исследуемого эффекта без изменений аппаратурных и геометрических условий измерений. Общее время набора статистики составило 12 суток.

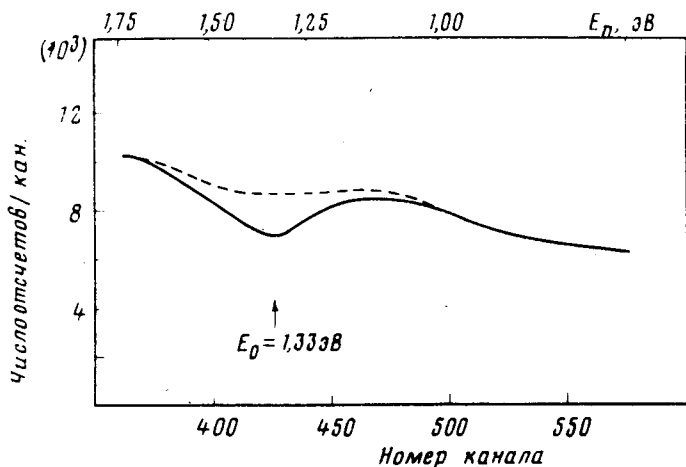


Рис.1. Аппаратурный спектр нейтронов по времени пролета, прошедших мишень ^{117}Sn толщиной 4 см, полученный за 2 часа измерений

Одним из важных преимуществ метода времени пролета для данного эксперимента явилась возможность наблюдения энергетического хода эффекта в резонансе и одновременного контроля по участкам вне резонанса. На рис.1 показан участок спектра с резонансом 1,33 эВ для одного из направлений поляризации пучка. Пунктиром дан относительный ход спектра в отсутствии образца, привязанный к измерениям с образцом по участкам, далеким от резонанса. На рис.2 представлены эксле-

риментальные результаты в области резонанса 1,33 эВ в виде энергетической зависимости величины

$$\epsilon = \frac{N_+ - N_-}{f_n (N_+ + N_-)}, \quad (1)$$

где N_{\pm} — числа отсчетов детектора при поляризации нейтронов по и против импульса, f_n — поляризация пучка ($f_n = 0,6$). Каждая точка в области резонанса получена суммированием отсчетов по интервалу 0,08 эВ, что несколько больше ширины функции разрешения, составлявшей в нашем случае около 0,06 эВ. На участках вне резонанса (0,05 — 0,7 и 2,2 — 8 эВ) усредненная величина ϵ не выходит за границы статистической ошибки $0,9 \cdot 10^{-4}$.

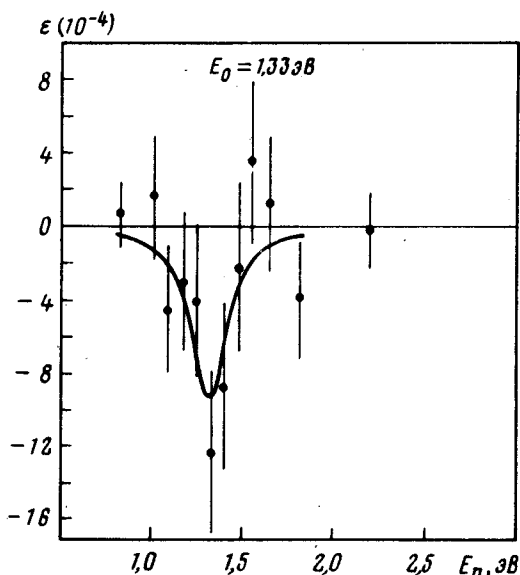


Рис.2. Зависимость величины ϵ от энергии нейтронов в области p -волнового резонанса 1,33 эВ

Были измерены параметры p -резонанса, необходимые для дальнейшего анализа: $E_p = (1,33 \pm 0,01)$ эВ, $g\Gamma_p^n = (1,90 \pm 0,15) \cdot 10^{-7}$ эВ, $\Gamma_p = (0,23 \pm 0,02)$ эВ. Тот факт, что радиационная ширина p -волнового резонанса ^{117}Sn в три раза больше, чем для s -волновых ($\Gamma_s \approx 0,08$ эВ), представляет самостоятельный интерес для нейтронной спектроскопии.

Как было показано в [3], резонансное сечение для нейтронов с разными спиральностями σ_{\pm} связано с обычным резонансным сечением σ следующими соотношениями:

$$\sigma_{\pm} = \sigma(E) [1 \pm \mathcal{P}(E)]; \quad \mathcal{P}(E) = 2\alpha (\Gamma_s^n / \Gamma_p^n)^{1/2}, \quad (2)$$

где α — коэффициент смешивания уровней по четности и Γ_s^n , Γ_p^n — зависящие от энергии нейтронные ширины смешивающихся s - и p -уров-

ней. Исследуемый эффект в нашем случае есть

$$\epsilon(E) = -n\sigma(E)\mathcal{P}(E_p). \quad (3)$$

Отсутствие заметного эффекта вне резонанса позволяет считать, что наблюдаемый эффект обусловлен резонансной частью сечения.

В таком предположении методом наименьших квадратов с использованием формулы (3) было получено $\mathcal{P}(E_p) = (4,5 \pm 1,3) \cdot 10^{-3}$. Кривая на рис.2 соответствует ходу эффекта с данным значением параметра \mathcal{P} .

Так как измеренное тепловое сечение захвата для ^{117}Sn значительно превышает рассчитанное по вкладу резонансов с положительной энергией, можно ожидать, что поблизости имеется отрицательный s -уровень с энергией E_s , примесь которого и приводит к наблюдаемому эффекту.

Для определения коэффициента смешивания α согласно (2), необходимо знать нейтронную ширину s -уровня Γ_s^n . Точная величина ее не может быть получена, поэтому ограничимся оценкой α с использованием среднего значения приведенной нейтронной ширины $2g\Gamma_s^n = 1,0$ мэВ, полученной по данным [6]. Это дает оценку $\alpha = 4 \cdot 10^{-5}$, характеризующую лишь порядок величины, так как нейтронная ширина Γ_s^n может в несколько раз отличаться от средней.

Представляется существенным сопоставление данных работы [2] с нашими результатами. Его позволяет провести энергетическая зависимость эффекта несохранения четности, рассмотренная в [4]. Следуя результатам этой работы можно получить следующее, достаточно строгое соотношение, связывающее значения $\mathcal{P}(E)$ при $E \ll E_p$ и $\mathcal{P}(E_p)$ при энергии p -резонанса с сечениями захвата при тех же энергиях

$$\frac{\mathcal{P}(E)}{\mathcal{P}(E_p)} = \frac{\sigma(E_p)}{\sigma(E)} \left(\frac{\Gamma_p}{2E_p} \right)^2 \left(1 + \frac{E_p}{|E_s|} \right). \quad (4)$$

Подставляя в (4) значения $\mathcal{P}(E) = 1,6 \cdot 10^{-5}$ и $\sigma(E) = 1,1$ бн, полученные в работе [2], и найденные нами $\mathcal{P}(E_p)$, $\sigma(E_p) = 1,61 \pm 0,16$ бн и Γ_p , можно видеть, что отношение в левой части (4), примерно, в три раза меньше правой части. Следует отметить, что приведенное в [6] тепловое сечение $\sigma_T = 2,6 \pm 1,0$ сводит на нет указанное различие. К сожалению, в [2] не описана процедура измерения $\sigma(E)$, не приводятся ошибка сечения и значение энергии. В качестве гипотезы, объясняющей отклонение энергетического хода эффекта от ожидаемого, можно назвать существование в отрицательной области энергии p -резонанса, дающего эффект обратного знака.

Авторы благодарны И.М.Франку и В.И.Лушикову за внимание к работе, Ю.Г.Абову, О.П.Сушкову и В.В.Фламбауму за полезные дискуссии, М.Б.Бунину, С.И.Неговелову и Б.А.Родионову за помощь в измерениях.

Литература

- [1] *Forte M.* et al. Phys. Rev. Lett., 1980, 45, 2088.
- [2] *Kolomensky E.A.* et al. Nucl. Phys. Institute Preprint No 662, Leningrad, 1981.
- [3] *Sushkov O.P., Flambaum V.V.* Nucl. Phys. Institute Preprint No 81-37, Novosibirsk, 1981; Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, 377.
- [4] *Бунаков В.Е., Гудков В.П.* ЛИЯФ №661, Ленинград, 1981.
- [5] *Stodolsky L.* Phys. Lett., 1980, 96 B, 127.
- [6] *Mughabghab S.F., Garber D.I.* Neutron Cross Sections, BNL-325, Third Edition, v.1, 1973.
-