

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

У623/2-81

14/9-81

ДЗ-81-480

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

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

Направлено в "Письма в ЖЭТФ"

1981

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 измерен 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 р-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 не сохраняющих пространственную четность сил, значительно превышающих слабые силы. В сложившейся ситуации стало весьма актуальным проведение эксперимента в области р-резонанса. Ниже описано исследование различия полных сечений ядер ^{117}Sn в области р-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}Sn / площадью $4,0 \times 4,9 \text{ см}^2$ и толщиной по пучку $n = 1,3 \cdot 10^{23}$ ядер $^{117}\text{Sn}/\text{см}^2$. Накопление времяпролетных спектров, контроль поляризации и управление экспериментом велись с помощью системы на базе малой ЭВМ. Реверс поляризации проводился через 40 с. 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.

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 отсутствие образца, привязанный к измерению с образцом по участкам, далеким от ре-

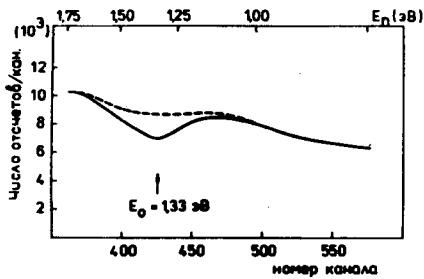


Рис.1. Аппаратурный спектр нейтронов по времени пролета, прошедших мишень ^{117}Sn толщиной 4 см, полученный за 2 часа измерений.

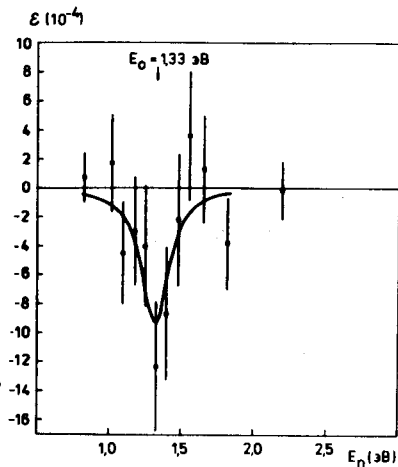


Рис.2. Зависимость величины ϵ от энергии нейтронов в области р-волнового резонанса 1,33 эВ.

зонанса. На рис.2 представлены экспериментальные 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} - число отсчетов детектора при поляризации нейтронов по и против импульса; f_n - поляризация пучка ($f_n = 0,6$). Каждая точка в области резонанса получена в результате суммирования отсчетов по интервалу 0,08 эВ, что несколько больше ширины функции разрешения, составляющей в нашем случае около 0,06 эВ. На участке вне резонанса /0,05 - 0,7 и 2,2 - 8 эВ/ усредненная величина ϵ не выходит за границы статистической ошибки $0,9 \cdot 10^{-4}$.

Были измерены параметры р-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 р-волнового резонанса ^{117}Sn в 3 раза больше, чем s-волнового $/\Gamma_s = 0,08$ 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:

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

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

уровней. Исследуемый эффект в нашем случае есть

$$\epsilon(E) = -n\sigma(E)P(E_p). \quad /3/$$

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 $P(E_p) = /4,5 \pm 1,3/ \cdot 10^{-3}$. Кривая на рис.2 соответствует энергетическому ходу эффекта с данным значением параметра 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 работы^{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 можно провести с помощью энергетической зависимости эффекта несохранения четности, рассмотренной в^{4/}. Следуя результатам этой работы, можно получить следующее, достаточно строгое соотношение, связывающее значения $P(E)$ при $E \ll E_p$ и $P(E_p)$ при энергии р-резонанса с сечениями захвата при тех же энергиях:

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

Подставляя в /4/ значения $P(E) = 1,6 \cdot 10^{-5}$ и $\sigma(E) = 1,1\delta$, полученные в работе^{2/}, и найденные нами $P(E_p)$, $\sigma(E_p) = 1,61 \pm 0,16 \delta$ 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 приводится ошибка сечения и значение энергии. В качестве гипотезы, объясняющей отклонение энергетического хода эффекта от ожидаемого, можно назвать существование в отрицательной области энергии р-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, p.2088.
2. Kolomensky E.A. et al. Nucl.Phys.Inst. Prepr., No.662, Leningrad, 1981.
3. Sushkov O.P., Flambaum V.V. Nucl.Phys.Inst.Prepr., No.81-37, Novosibirsk, 1981; Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, с.377.
4. Бунаков В.Е., Гудков В.П. Препринт ЛИЯФ, №661, Л., 1981.
5. Stodolsky L. Phys.Lett., 1980, 96B, p.127.
6. Mughabghab S.F., Garber D.I. Neutron Cross Sections, BNL-325, Third Edition, 1973, v.1.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 июля 1981 года.