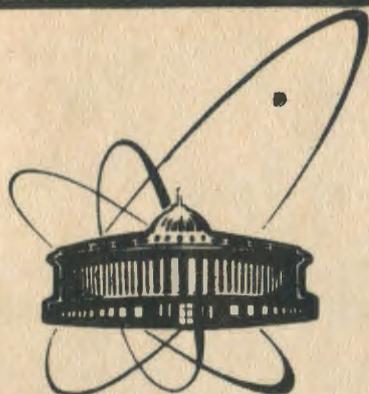


90-125



сообщения
Объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

Л-975

P3-90-125

Д.И.Ляпин, И.М.Саламатин, А.П.Сиротин,
В.Р.Ской, В.Г.Тишин, Э.И.Шарапов

АСИММЕТРИЯ "ВПЕРЕД-НАЗАД"

ВЫХОДА γ -КВАНТОВ С $E_{\gamma} = 9325$ кэВ

В РЕАКЦИИ $^{117}\text{Sn}(n, \gamma)$

В ЭПИТЕПЛОВОЙ ОБЛАСТИ

1990

ВВЕДЕНИЕ

В этой работе мы продолжаем исследования ^{1/} асимметрии "вперед-назад" вылета γ -квантов прямого перехода в реакции $^{117}\text{Sn}(n, \gamma)$ на неполяризованном нейтронном пучке в связи с их несоответствием измерениям "лево-правой" асимметрии на поляризованном пучке ^{1, 2/} вблизи р-резонанса с $E = 1,33$ эВ.

Комплексное рассмотрение угловых корреляций в (n, γ) реакциях включает как эффекты нарушения пространственной четности слабым взаимодействием, так и Р-четные эффекты, возникающие за счет интерференции E1 и M1 γ -переходов при захвате s- и p-волновых нейтронов ^{3/}. Такой подход позволяет практически определять амплитуды ширины $\Gamma_{jn}^{1/2}$ ($j = 1/2, 3/2$ в представлении полного момента нейтрона) или $\Gamma_{sn}^{1/2}$ ($s = 0, 1$ в представлении спина канала для ядер с $I = 1/2$), необходимых для получения матричных элементов слабого взаимодействия. Для слабых р-резонансов, как известно, определение этих амплитуд стандартными методами затруднено из-за их малости ($\Gamma_n \sim 10^{-6}$ эВ).

Р-четные эффекты недавно были вновь рассмотрены в работах ^{4, 5/} на базе R-матричной теории в представлении спина канала. Полученные в них формулы после перевода в j-представление совпали с соответствующими формулами работы ^{3/}. Таким образом, есть надежная теоретическая база для интерпретации экспериментов.

Р-ЧЕТНЫЕ ЭФФЕКТЫ ДЛЯ ^{117}Sn

В реакции $^{117}\text{Sn}(n, \gamma)$ захват нейтрона приводит к образованию компаунд-состояний с $J^\pi = 1^-$ для p-волновых нейтронов и с $J^\pi = 1^+$ для s-волновых. При распаде компаунд-состояния происходят соответственно E1- и M1 γ -переходы на основное состояние ^{118}Sn с $J^\pi = 0^+$. Асимметрия вперед-назад относительно плоскости, перпендикулярной пучку, и поляризационная асимметрия появляются при интерференции этих γ -переходов.

По определению лево-правая асимметрия на поляризованном пучке, измеряемая детектором под углом 90° налево от пучка в плоскости, перпендикулярной вектору поляризации, есть

$$\epsilon^{n-n} = (N^+(E) - N^-(E)) / (N^+(E) + N^-(E)) f_n,$$

где $N^{\pm}(E)$ — отсчеты детектора для двух знаков поляризации. Изменение знака поляризации на минус эквивалентно перестановке детектора направо от пучка, f_n — поляризация нейтронного пучка.

На неполяризованном пучке асимметрии вперед-назад для детекторов под углами θ и $180^\circ - \theta$ есть

$$\epsilon^{v-n} = [N(\theta, E) - N(180^\circ - \theta, E)] / [N(\theta, E) + N(180^\circ - \theta, E)].$$

Отсчеты детектора пропорциональны дифференциальному сечению $\sigma(\theta, \phi, E)$:

$$\sigma(\theta, \phi, E) = A_0 + A_1 \cos \theta + A_2 (\cos^2 \theta - 1/3) + B_1 \cos \phi \sin \theta,$$

здесь θ — угол между импульсами нейтрона \vec{p}_n и γ -кванта \vec{p}_γ , ϕ — угол между направлением нейтронной поляризации и вектором $[\vec{p}_n \times \vec{p}_\gamma]$. Коэффициенты A_i и B_i зависят от параметров s- и p-резонансов и энергии нейтронов. Они выписаны, например, в [3].

В соответствии с [1] асимметрии ϵ^{n-n} и ϵ^{v-n} можно выразить через параметры p-резонанса и сечение s-захвата:

$$\epsilon^{n-n} = \frac{x + y/2^{3/2}}{(1 + xy/2^{1/2} + y^2/4)^{1/2}} \frac{2t_{90} (E/E_0)^{1/2}}{4(E-E_0)^2/l^2 + 1 + t_{90}^2 E/E_0}, \quad (1)$$

$$\epsilon^{v-n} = \frac{(-x + y/2^{1/2}) \cos \theta}{[1 - P_2(\cos \theta)(xy/2^{1/2} + y^2/4)]^{1/2}} \frac{4t_0 (E/E_0)^{1/2} (E-E_0)'}{4(E-E_0)^2/l^2 + 1 + t_{45}^2 E/E_0}, \quad (2)$$

$$x^2 + y^2 = 1. \quad (3)$$

Здесь и далее используются следующие обозначения: Γ — полная ширина p-резонанса, Γ^n — полная нейтронная ширина, E_0 — энергия p-резонанса, $y = (\Gamma_{3/2}^n / \Gamma^n)^{1/2}$, $x = (\Gamma_{1/2}^n / \Gamma^n)^{1/2}$, причем уравнение (3) есть по существу определение полной нейтронной ширины, $t_{ij}^2 = \sigma_p(\theta, E_0) / \sigma_s(\theta, E_0)$, $P_2(\cos \theta)$ — второй полином Лежандра.

Величину x можно получить, измерив ϵ^{n-p} и ϵ^{v-n} и зная параметры сечений. Соответствующие измерения в области резонанса описаны в [1-2]. Решением системы двух уравнений, одно из которых есть $x^2 + y^2 = 1$, являются два набора значений (x, y) . Ожидалось, что оставшееся третье уравнение системы будет иметь решение при одном из наборов. Однако, как показано в [1], оба набора (x, y) , определенные, например, из уравнений (2) и (3), оказались непригодными для описания ϵ^{n-p} . Один из наборов дал для ϵ^{n-p} кривую, превышающую экспериментальные значения примерно в два раза, а другой дает противоположный знак эффекта. Причиной такого расхождения могло быть неправильное определение поляризации нейтронов при измерении ϵ^{n-p} или грубые ошибки в определении фона при измерении ϵ^{v-n} . Контрольные эксперименты, однако, не выявили ошибок в измерениях и обработке данных для ϵ^{n-p} .

ЭКСПЕРИМЕНТЫ

В этой связи мы поставили серию экспериментов, в которых измеряли асимметрию ϵ^{v-n} в области энергий нейтронов ниже энергии p -резонанса, где фоновые условия значительно лучше. Если полученный ранее результат для ϵ^{v-n} вблизи резонанса правильный, то расхождение между экспериментом и теорией должно сохраняться и здесь. Однако из-за меньшей величины ожидаемого эффекта возрастает роль систематической ошибки из-за нестабильности аппаратуры и асимметрии детекторов. Кроме того, нужно было обеспечить достаточно малую статистическую ошибку (не хуже $\Delta\epsilon^{v-n} \sim 0,005$ в тепловой области).

Эксперименты были выполнены на трех пучках реактора ИБР-2. Каждый из пучков имел характерный энергетический спектр нейтронов. Это позволило провести измерения в эпитепловом диапазоне энергий нейтронов и ниже вплоть до энергии 5 мэВ. Образец — металлическое олово (91% ^{117}Sn) — имел площадь 7,5x5 см и толщину 2 мм. γ -кванты регистрировались двумя детекторами NaJ(Tl) диаметром 200 мм и толщиной 200 мм. Детекторы располагались под углами 45° и 135° к оси пучка. Третьим детектором служил пропорциональный счетчик BF₃. Измерения проводились по методу времени пролета. Амплитудные спектры детекторов одновременно накапливались в 16 временных окнах с помощью блока цифровых окон [6] и амплитудных кодировщиков [7] АК1024. Вся аппаратура входила в состав измерительного модуля угловых корреляций — УКОР на базе ЭВМ СМ-1300. On-line сортировка данных производилась с помощью специальной оригинальной программы CPN. Для тепловых нейтронов пример измеренного амплитудного спектра дан на рис. 1.

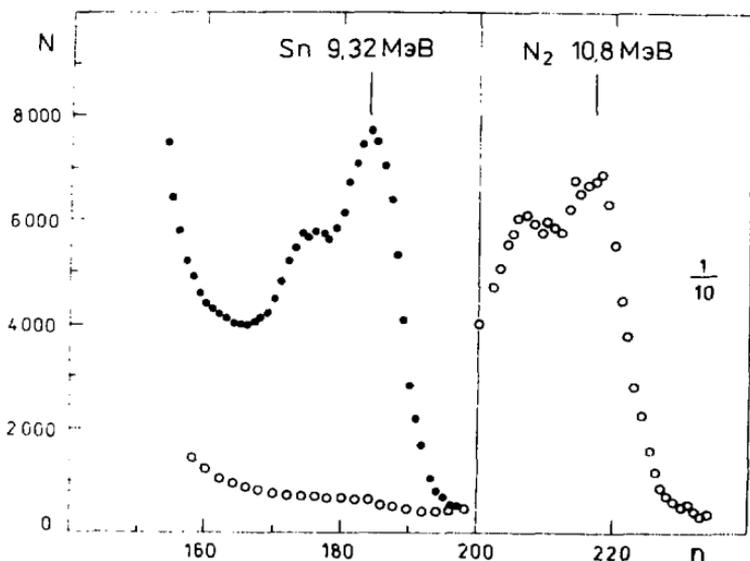


Рис. 1. Участки амплитудного спектра детектора NaJ(Tl), полученного за 20 часов измерений в окне тепловых нейтронов. Черные точки — спектр образца ^{118}Sn , кружки — фон с образцом углерода, N_2 — линия от азота в воздухе.

Для защиты детекторов от рассеянных нейтронов и γ -квантов от захвата нейтронов окружающими конструкциями использовались V_4C , $^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ и свинец. Постоянный фон измерялся между вспышками реактора и вычитался. Переменный фон измерялся при установке на место образца эквивалентного рассеивателя из графита. В данных измерениях фон был значительно ниже, чем в предыдущих. Типичный участок спектра по времени пролета для резонансной области показан на рис. 2. Нормировка отдельных рабочих и фоновых измерений производилась с помощью монитора. Аппаратурная асимметрия контролировалась по γ -переходу с $E = 1, 2$ МэВ на основное состояние ^{118}Sn , в котором эффекта нет, и по γ -линии $E = 9,3$ МэВ образца из железа.

Постоянный, не зависящий от энергии нейтронов эффект возникал из-за нестабильности детекторов NaJ(Tl) и связанной с ней неточности энергетической калибровки амплитудных спектров. Так, например, сдвиг интервала суммирования для одного детектора относительно другого на 1 канал (~ 43 кэВ) приводил при рабочем пороге 8,5 МэВ к ложному эффекту $\epsilon = 0,01$. Реальная ошибка при усреднении незави-

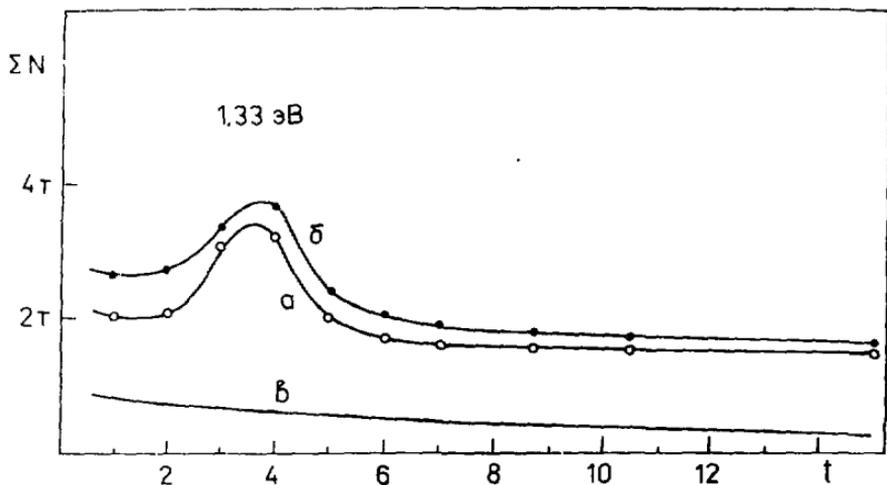


Рис. 2. Времяпролетный спектр образца ^{117}Sn в резонансной области. ΣN — число отсчетов амплитудного кодировщика в интервале $E_\gamma = 8,5 \div 9,5$ МэВ, приведенных к одинаковой ширине временного окна 192 мкс. Время пролета t дано в относительных единицах. Кривые: а — угол 90° , б — $(45^\circ + 135^\circ)/2$, в — фон для угла 90° .

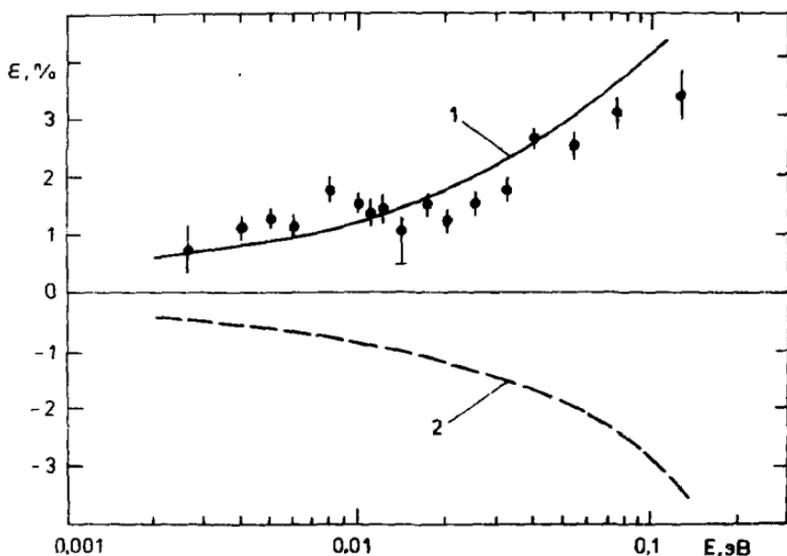


Рис. 3. Эффект ϵ^{B-N} для ^{117}Sn в области энергий нейтронов ниже 0,1 эВ. Кривые 1, 2 — расчетные (см. текст).

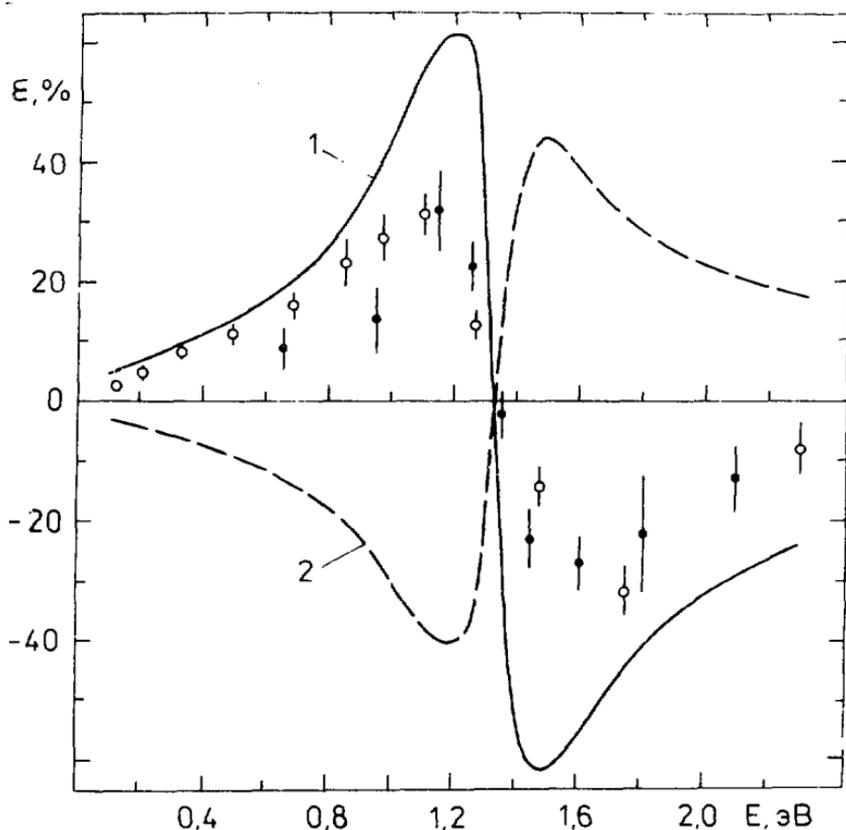


Рис. 1. Эффект $\epsilon^{\bar{\nu}-\nu}$ для ^{117}Sn в области нейтронных энергий $0,1 \div 2,5$ эВ. Кривые 1,2 — расчетные. Черные точки — из работы [1], кружки — настоящая работа.

симых измерений могла быть и меньше. Для экспериментальной оценки этой ошибки мы провели дополнительное измерение с более стабильным детектором $\text{Ge}(\text{Li})$ с временным окном, охватывающим весь тепловой спектр. Однако, из-за недостаточной статистической точности, оно лишь указало на возможное завышение результата $\epsilon^{\bar{\nu}-\nu}$ с $\text{NaJ}(\text{Tl})$ на величину $\Delta\epsilon \sim 0,01$. Измеренный энергетический ход $\epsilon^{\bar{\nu}-\nu}$ для двух областей энергий E_n и теоретические кривые показаны на рис. 3 и рис. 4. Ошибки точек — статистические. У одной из точек на рис. 3 длинным штрихом с "упором" показана систематическая ошибка, оцениваемая

в сторону уменьшения эффекта на основании измерения с Ge(Li)-детектором и вычисленная из дисперсии 4 независимых измерений с NaJ(Tl).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 2 представлены данные по угловой зависимости выхода γ -квантов под углами 90° и $(45^\circ + 135^\circ)/2$. Они нормированы на одинаковое число отсчетов в гепловой области, где угловое распределение считалось изотропным. Были сосчитаны площади p -резонанса над плавным уровнем s -подложки для двух углов. Для отношения площадей p -резонанса под углами N (90°) и $[N(45^\circ) + N(135^\circ)]/2$ найдена величина $\epsilon^a = 1,18 \pm 0,12$. Неопределенность обусловлена неоднозначным проведением уровня подложки. Таким образом, угловое распределение γ -квантов в резонансе 1,33 эВ с исключенным F -четным эффектом ближе к изотропному, чем в работе ¹. При этом остается в силе результат для параметра $t^2[(45^\circ + 135^\circ)/2]$, т.е. отношения p -волновой части сечения к s -волновой при $E = E_p$. Он был получен при хорошем энергетическом разрешении по методу времени пролет. с источником нейтронов от ускорителя ЛУЭ-40. В нашем случае плохое временное разрешение спектрометра на ИБР-2 подсаживает наблюдаемый пиковый выход γ -квантов в резонансе примерно в два раза.

Теоретические кривые на рисунках получены решением системы уравнений (1) и (3) для экспериментального значения $\epsilon^{p-n}(E_0) = 0,3 \pm 0,05$. Использовалось значение параметра $t_{45}^2 = 1,86$ и $\epsilon^a = 1,18$. Были получены два решения:

$$x = 0,582 \pm 0,037 \quad y = -0,813 \pm 0,027, \quad (4)$$

$$x = 0,009 \pm 0,009 \quad y = 0,999 \pm 0,021. \quad (5)$$

Затем полученные значения x и y подставлялись в уравнение (2) с параметрами $\Gamma = 0,18$ эВ и $t_{45}^2 = 1,86$. Видно, что для решения (4) (кривая 1) теоретические значения по-прежнему превышают экспериментальные значения. Решение (5) (кривая 2) дает другой знак эффекта, но, будучи взятым (вопреки теории) в формулу для ϵ^{p-n} с обратным знаком, удовлетворительно описывает энергетический ход эффекта ϵ^{p-n} во всей области. При сравнении с данными работы ¹ (черные точки) нужно иметь в виду, что их систематическая ошибка (из-за фона) примерно в 1,5 раза превышает указанную статистическую. Четыре точки настоящей работы в интервале энергий $1 \div 1,8$ эВ требуют

примерно 15% (относительной) поправки к своей величине из-за неучета функции разрешения.

Заметим, что система уравнений (1), (2) вместе с $x^2 + y^2 = 1$ и уравнением для асимметрии р-волновой части сечения σ^a , которое приведено в '1', переопределена относительно x и y . Очевидно, что включение еще одного неизвестного параметра позволило бы описать имеющиеся данные для σ^{p-p} и σ^{v-n} . Физически этот параметр может соответствовать вкладу фоновой амплитуды d-захвата в подложку р-резонанса. Однако для описания результатов величина этой амплитуды по оценкам в работе '8' составляет ~ 100 мкб/ср при $E = E_p$. Для низких энергий нейтронов это очень большое сечение и поэтому появление амплитуды d-захвата такой величины сомнительно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты первого измерения энергетической зависимости Р-четного эффекта выхода γ -квантов с $E = 9325$ кэВ вперед-назад в $^{117}\text{Sn}(n, \gamma)$ -реакции в диапазоне энергий нейтронов $0,005 \leq E \leq 1$ эВ. Показано, что результаты согласуются с более ранними измерениями эффекта вблизи р-резонанса ^{117}Sn $E_p = 1,33$ эВ и по-прежнему не согласуются с теоретической моделью. Нынешние измерения были выполнены при более низком фоне, чем предыдущие, кроме того, была точнее учтена систематическая ошибка. Обнаруженные особенности энергетического хода эффекта σ^{v-n} делают желательными более прецизионные измерения эффектов угловой анизотропии σ^a и лево-правой асимметрии σ^{p-p} в возможно более широком энергетическом интервале около резонанса 1,33 эВ.

Мы благодарим Л.Б.Пикельнера за полезное обсуждение результатов и постоянный интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алфименков В.П. и др. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ № 10 85, Дубна, 1985.
2. Алфименков В.П. и др. -- Письма в ЖЭТФ, 1984, т.39, с.346.
3. Sushkov O.P., Flambaum V.V. -- Nucl.Phys., 1985, A135, p.352
4. Vanhoy J.R. et al. -- Z.Phys.A-Atomic Nuclei, 1988, v.331, p.1
5. Ефимов В.Н. -- ОИЯИ Р4-88-528, Р4-88-848, Дубна, 1988.
6. Вагов В.А. и др. -- ОИЯИ Р10-86-562, Дубна, 1986.
7. Богдзель А.А. и др. -- ОИЯИ 10-8641, Дубна, 1975.
8. Шарипов Э.И. -- В сб.: V Международная школа по нейтронной физике, Дубна, ОИЯИ, 1987, с.113.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 февраля 1990 года.