

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

4304/83

22/8-83

P4-83-379

В.Е.Бунаков, В.П.Гудков, С.Г.Кадменский,
И.А.Ломаченков, В.И.Фурман

ЭФФЕКТЫ НЕСОХРАНЕНИЯ ЧЕТНОСТИ
В СЕЧЕНИЯХ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные исследования Р-нечетной асимметрии $a_{n\gamma}$ вылета γ -квантов относительно направления спина падающих поляризованных нейтронов начали проводиться^{/1/} с 1964 года. Кроме асимметрии $a_{n\gamma}$ в реакции (n, γ) измерялась также^{/2/} и циркулярная поляризация γ -квантов, возникающая при радиационном захвате неполяризованных нейтронов. Обычно изучался конкретный /между состояниями i и f / жесткий γ -переход после захвата теплового нейтрона / E_{γ}^{if} - порядка энергии связи нейтрона B_n /. Величины $a_{n\gamma}^{if}$ и a_{γ}^{if} были измерены на ядрах ^{117}Sn , ^{113}Cd и ^{35}Cl /см. /1-5/ /, и их значения лежат в интервале $10^{-3} - 10^{-4}$.

Согласно работе^{/6/} величины P_{γ}^{if} и $a_{n\gamma}^{if}$ определяются как

$$P_{\gamma}^{if} = (W_R - W_L) / (W_R + W_L), \quad /1/$$

$$a_{n\gamma}^{if} = \left(\frac{d\sigma_{n\gamma}^{if}}{d\Omega} \uparrow - \frac{d\sigma_{n\gamma}^{if}}{d\Omega} \downarrow \right) / \left(\frac{d\sigma_{n\gamma}^{if}}{d\Omega} \uparrow + \frac{d\sigma_{n\gamma}^{if}}{d\Omega} \downarrow \right), \quad /2/$$

где $W_{R(L)}$ - вероятность вылета право/лево-/поляризованного γ -кванта, а

$\frac{d\sigma_{n\gamma}^{if}}{d\Omega} \uparrow (\downarrow)$ - дифференциальное сечение (n, γ) -реакции,

измеренное в /против/ направлении поляризации нейтрона. В случае, когда можно ограничиться учетом только двух соседних резонансов, имеем, например, для циркулярной поляризации^{/7/}

$$P_{\gamma}^{if} = 2\nu(i) (\Gamma_{\gamma s}^{if} \Gamma_{\gamma p}^{if})^{1/2} \frac{\Gamma_{ns}(E - E_p) - \Gamma_{np}(E - E_s)}{\Gamma_{ns} \Gamma_{\gamma s}^{if} [p] + \Gamma_{np} \Gamma_{\gamma p}^{if} [s]}. \quad /7/$$

Здесь $\Gamma_{\gamma s(p)}^{if}$ - парциальная ширина γ -перехода из $s(p)$ -резонанса i в состояние f ; Γ_{ns} и Γ_{np} - соответствующие нейтронные ширины. Символы $[s]$ и $[p]$ означают величины $[s(p)] = (E - E_{s(p)})^2 + \Gamma_{s(p)}^2 / 4$, причем E - энергия нейтрона, $E_{s(p)}$ и $\Gamma_{s(p)}$ - энергия и полная ширина компаунд-резонанса $s(p)$. $\nu(i) \equiv \langle s | V_{cd} | p \rangle$ - матричный элемент слабого взаимодействия, смешивающего состояние i с соседними состояниями противоположной четности. Учитывая, что в жесткие радиационные переходы основной вклад вносит мультипольность единица, получим в аналогии с^{/6/} для тепловых нейтронов

$$P_{\gamma}^{if} = 2 \frac{v(i)}{E_p} \frac{(\Gamma_{\gamma_s}^{if} \Gamma_{\gamma_p}^{if})^{1/2}}{\Gamma_{\gamma_s}^{if}} \quad /4/$$

Здесь учтено, что в тепловой точке $\Gamma_{ns} \gg \Gamma_{np}$ и $E_p \gg E, \Gamma_p$. В случае, когда вклад дают более чем два резонанса, обобщение формул /3/ и /4/ не вызывает затруднений.

Выражение для асимметрии a_{ny}^{if} отличается от /4/ только спиновым фактором:

$$A_{if} = \left[\frac{3}{4} + J_i (J_i + 1) - I(I + 1) \right] [2 + J_i (J_i + 1) - J_f (J_f + 1)] / 4J_i (J_i + 1),$$

где I - спин ядра-мишени, а J_i и J_f - спины начального и конечного состояний.

Недавно были получены /8/ экспериментальные данные по асимметрии a_{ny}^{Σ} и циркулярной поляризации P_{γ}^{Σ} для полного спектра реакции (n, γ) на тепловых нейтронах. Измерения были проведены на ядрах Cl, Br, Cd, Sn и La . Оказалось, что факторы ослабления

величины a_{ny}^{Σ} (P_{γ}^{Σ}) по сравнению с a_{ny}^{if} (P_{γ}^{if}) составляют около 10^{-2} для ядер Sn и Cd и около 0,2 для более легкого ядра Cl . Очевидно, что существенная доля полученных факторов ослабления определяется самой сутью примененной в работе /8/ методики, а именно, тем, что изучаемые эффекты взвешиваются по отношению к полному числу испущенных γ -квантов. Таким образом, для количественной интерпретации полученных a_{ny}^{Σ} величин и P_{γ}^{Σ} необходимо корректно описать интегральные γ -спектры и парциальные интенсивности γ -переходов, а также учесть динамическое усиление эффектов несохранения четности в компаунд-состояниях.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ

Результат эксперимента /8/ по измерению циркулярной поляризации P_{γ}^{Σ} интегрального тока фотонов I_{γ} , испущенных после захвата тепловых нейтронов образцом, содержащим смесь изотопов, запишем в виде

$$P_{\gamma}^{\Sigma} = \frac{2(I_{\gamma}^R - I_{\gamma}^L)}{\epsilon(I_{\gamma}^R + I_{\gamma}^L)} = \frac{\sum_N n(Z, N) \sigma_{ny}(Z, N) \int_0^{B_n(Z, N+1)} JP(E_{\gamma}) \epsilon(E_{\gamma}) F(E_{\gamma}) E_{\gamma} dE_{\gamma}}{\epsilon \sum_N n(Z, N) \sigma_{ny}(Z, N) \int_0^{B_n(Z, N+1)} J(E_{\gamma}) F(E_{\gamma}) E_{\gamma} dE_{\gamma}} \quad /6/$$

где $n(Z, N)$ и $\sigma_{ny}(Z, N)$ - относительное содержание и полное сечение радиационного захвата для ядра-мишени (Z, N) . В формуле /6/ интегрирование проводится до энергии связи $B_n(Z, N+1)$ соответ-

ствующего компаунд-ядра с весом E_{γ} , учитываемым токовый метод регистрации фотонов. Функции $\epsilon(E_{\gamma})$ и $F(E_{\gamma})$ определяются экспериментальной методикой работы /8/.

Входящая в соотношение /6/ интенсивность γ -спектра $J(E_{\gamma})$ определяется формулой

$$J(E_{\gamma}) = \sum_{f, f'} POP_f(E_f) \frac{\Gamma_{\gamma}^{ff'} (E_{\gamma}^{ff'} - E_f - E_{f'})}{\Gamma_{\gamma}^f} \equiv \sum_{f, f'} POP_f(E_f) I_{ff'}(E_{\gamma}) \quad /7/$$

Здесь POP_f означает заселенность распадного состояния f с энергией E_f и полной радиационной шириной $\Gamma_{\gamma}^f = \sum_f \Gamma_{\gamma}^{ff'}$, причем для захватного состояния i - $POP_i \equiv 1$.

Величину $JP(E_{\gamma})$ запишем в виде

$$JP(E_{\gamma}) = JP^{(1)}(E_{\gamma}) + JP^{(2)}(E_{\gamma}) = P_{\gamma}^{if''}(E_{\gamma}) I_{if''}(E_{\gamma}) + \sum_{f'; f' \neq i} POP_{f'} I_{ff'}(E_{\gamma}) P_{\gamma}^{ff'}(E_{\gamma}) \quad /8/$$

где явно выделен вклад от первичных γ -квантов $JP^{(1)}(E_{\gamma})$. Член $JP^{(2)}(E_{\gamma})$ в формуле /8/ связан с вкладом вторичных γ -квантов и включает в себя циркулярную поляризацию $P_{\gamma}^{ff'}(E_{\gamma})$, определяемую выражением типа /4/, в котором в соответствии с работами /7,9,10/ отношение $v(i)/E_p$ должно быть заменено на величину

$$v(f) / \bar{D}_f = C / \sqrt{\bar{D}_f} \quad /9/$$

Здесь \bar{D}_f - среднее расстояние между компаунд-уровнями при энергии возбуждения E_f . Значение C фиксируется феноменологически /9,7/ или вычисляется теоретически /10,11/.

Заметим, что, как следует из определений /7/ и /8/, в формуле /6/ интегрирование по E_{γ} подразумевает суммирование по дискретным энергиям γ -переходов $E_{\gamma}^{ff'}$.

Исследуем подробнее свойства величины P_{γ}^{Σ} , определяемой формулой /6/. Знаменатель отношения /6/ пропорционален усредненной по изотопам площади полного γ -спектра. В отсутствие искажающих факторов $F(E_{\gamma}) \cdot E_{\gamma}$ эта площадь просто равна средней множественности γ -каскада μ . Числитель выражения /6/ представляет собой сумму членов типа

$$P_{\gamma}^{ff'} I_{ff'} \approx \frac{2v(f)}{\bar{D}_f} \frac{(\Gamma_{\gamma_s}^{ff'} \Gamma_{\gamma_p}^{ff'})^{1/2}}{\Gamma_{\gamma_s}^f} \quad /10/$$

являющихся для достаточно сложных состояний f случайными величинами, поскольку значения парциальных ширин индивидуальных γ -переходов Γ_{γ}^{if} сильно флуктуируют^{/12/} в соответствии с распределением Портера-Томаса. Полные ширины Γ_{γ}^f , входящие в /10/, имеют значительно меньшую дисперсию и плавно уменьшаются с понижением энергии возбуждения E_f . Кроме того, известно^{/12/}, что в пренебрежении вкладом валентного механизма амплитуды ширин $(\Gamma_{\gamma}^{if'})^{1/2}$ имеют случайные знаки для различных комбинаций начальных и конечных состояний (f, f') . Таким образом, независимо от знака матричного элемента слабого взаимодействия $v(f)$ в числитель выражения для величины $P_{\gamma}^{\sum}/6/$ входит сумма большого числа случайных /по знаку и амплитуде/ слагаемых, которую, ограничиваясь для простоты случаем моноизотопной мишени, запишем в виде

$$\int JP(E) F(E) \epsilon(E) dE \equiv \Delta I^{(1)} + \Delta I^{(2)} = \sum_{f''} P_{\gamma}^{if''} I_{if''} (E_{\gamma}^{if''}) \phi(E_{\gamma}^{if''}) E_{\gamma}^{if''} + \sum_{f', f \neq i} POP_f I_{ff'} P_{\gamma}^{ff'} \phi(E_{\gamma}^{ff'}) E_{\gamma}^{ff'}. \quad /11/$$

где $\phi(E) \equiv \epsilon(E) F(E)$.

Поскольку общее число γ -переходов в числителе и знаменателе /6/ одинаково, то отношение последних оценим через отношение их средних значений. Усредняя выражение /11/ по ансамблю компаунд-состояний i и по состояниям f, f', f'' , получим

$$\frac{\Delta I^{(1)} - \Delta I^{(2)}}{\Delta I^{(1)} + \Delta I^{(2)}} = 0, \quad /12/$$

$$D(\Delta I^{(1)}) = \sum_{f''} [P_{\gamma}^{if''} I_{if''} \phi(E_{\gamma}^{if''}) E_{\gamma}^{if''}]^2, \quad /13/$$

$$D(\Delta I^{(2)}) = \sum_{ff'} [P_{\gamma}^{ff'} I_{ff'} POP_f \phi(E_{\gamma}^{ff'}) E_{\gamma}^{ff'}]^2, \quad /13'/$$

где черта означает усреднение, а символом D обозначена дисперсия соответствующей величины.

В конкретных экспериментальных условиях^{/8/} реализуется эффективное усреднение по состояниям f, f' и f'' , в то время как состояние i /ближайший к тепловой точке в-резонанс/ оказывается случайной выборкой из ансамбля уровней компаунд-ядра. Таким образом, если вклад вторичных каскадов $\Delta I^{(2)}$ не равен нулю только в силу конечности дисперсии /13'/, то вклад первичных γ -переходов $\Delta I^{(1)}$ определяется конкретными /не средними/ значениями амплитуд парциальных γ -ширин и может быть вычислен лишь тогда, когда эти амплитуды, включая их знаки, известны из независимых экспериментов. Поскольку в настоящее время проведение таких экспериментов представляется затруднительным, то единственной теоретической величиной, которую можно сопоставить наблюдаемому значению суммы $(\Delta I^{(1)} + \Delta I^{(2)})$, является среднеквад-

ративное отклонение последней $-\sqrt{D(\Delta I^{(1)}) + D(\Delta I^{(2)})}$. Это, конечно, не означает, что на опыте наблюдается величина среднеквадратичного отклонения, а отмечает только тот факт, что извлечение физической информации в "интегральных" экспериментах типа^{/8/} может быть проведено лишь в духе статистического подхода.

Рассмотрим теперь форму спектра, определяющего числитель величины $P_{\gamma}^{\sum}/6/$. Используя выражение для радиационной силовой функции $E1$ и $M1$ γ -переходов в виде

$$S_{\gamma}^{if} = \overline{\Gamma_{\gamma}^{if}} / (E_{\gamma}^{if})^3 \overline{D_i}, \quad /14/$$

получим с учетом /4/ и /10/, например для $D(\Delta I^{(1)})$,

$$D(\Delta I^{(1)}) = \left(\frac{2v(i)}{E_p \Gamma_{\gamma}^i \rho_i} \right)^2 \sum_f S_{\gamma}^{if} (E1) S_{\gamma}^{if} (M1) \phi^2(E_{\gamma}^{if}) (E_{\gamma}^{if})^8. \quad /15/$$

Поскольку силовые функции^{/10,13/} $S_{\gamma}(M1)$ и $S_{\gamma}(E1)$, а также функция^{/8/} $\phi(E_{\gamma})$ слабо зависят от энергии E_{γ} , то максимум спектра $D(\Delta I^{(1)}) - E_{\gamma}^{(1)}$, формируемый убывающей с ростом E_{γ} плотностью конечных состояний $\rho_f (E_f = B_n - E_{\gamma})$ и растущей функцией $(E_{\gamma})^8$, смещен к большим энергиям $E_{\gamma} - E_{\gamma}^{(1)} \leq B_n$ по сравнению с максимумом $(E_{\gamma})_{\max} \approx 3$ МэВ первичного γ -спектра, входящего в знаменатель /6/ и пропорционального $S \left(\frac{E1}{M1} \right) \phi(E_{\gamma}) \rho_f (E_f) E_{\gamma}^4$. Аналогичная ситуация имеет место и для вклада вторичных каскадов $D(\Delta I^{(2)})$. Таким образом, числитель и знаменатель величины $P_{\gamma}^{\sum}/6/$ определяются разными областями полного γ -спектра и оказываются практически независимыми.

Рассмотрим отношение вклада вторичных γ -каскадов $D(\Delta I^{(2)})$ к вкладу первичных γ -квантов $D(\Delta I^{(1)})$. Интерес к изучению роли члена $\Delta I^{(2)}$ определяется тем обстоятельством, что его обнаружение позволило бы получить информацию об усредненном по многим состояниям f матричном элементе $v(f)$ слабого взаимодействия, что практически неосуществимо при изучении величин $P_{\gamma}^{if} (a_{\gamma}^{if})$ или в условиях, когда вклад в P_{γ}^{\sum} дают только первичные γ -переходы. Если для матричного элемента $v(f)$ справедливо соотношение /9/, то форма спектра $D(\Delta I^{(2)})$ определяется только вычисляемыми величинами. Поскольку величина заселенности POP_f , входящая в $\Delta I^{(2)}$, растет с уменьшением энергии E_f , то положение максимума спектра $D(\Delta I^{(2)}) - E_{\gamma}^{(2)}$ смещено по отношению к максимуму спектра $D(\Delta I^{(1)}) - E_{\gamma}^{(1)}$ на величину $\Delta E (E_{\gamma}^{(2)} = E_{\gamma}^{(1)} - \Delta E)$, определяемую конкретным ходом функции $POP_f (E_f)$. Тогда с учетом формул /9/, /10/, /13/ и /15/ отношение $\sqrt{D(\Delta I^{(2)})/D(\Delta I^{(1)})}$ запишем в виде

$$\sqrt{\frac{D(\Delta I^{(2)})}{D(\Delta I^{(1)})}} \approx \left[\left(\frac{B_n - \Delta E}{B_n} \right)^4 \text{POP}_f(B_n - \Delta E) \frac{E_p}{D_i} \sqrt{\rho_i(B_n) \Delta E} \frac{\Gamma_i(B_n)}{\Gamma_f(B_n - \Delta E)} \right]^{1/6} / 16 /$$

где $\Delta E \geq 1$ МэВ - ширина "колокола" спектра $D(\Delta I^{(2)})$.

Анализ формулы /16/ показывает, что без проведения детальных расчетов энергетической зависимости заселенности $\text{POP}_f(E_f)$ нельзя априори пренебречь вкладом вторичных γ -каскадов, поскольку малость факторов, входящих в квадратную скобку в формуле /16/, может компенсироваться величиной $\sqrt{\rho_i(B_n) \Delta E} \frac{\Gamma_i(B_n)}{\Gamma_f(B_n - \Delta E)} \gg 1$.

Прежде чем перейти к обсуждению результатов расчетов, заметим, что измеряемая в эксперименте /8/ "интегральная" асимметрия $a_{\text{пу}}^{\Sigma}$ может быть записана с помощью приведенных выше соотношений для P_{γ}^{Σ} , если в соответствующих формулах положить $\epsilon(E_{\gamma}) = \bar{\epsilon} = F(E_{\gamma}) = 1$ и заменить всюду величины P_{γ}^{if} на $a_{\text{пу}}^{\text{if}} = P_{\gamma}^{\text{if}} A_{\text{if}}$, где фактор A_{if} определен выражением /5/.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ

На основе формул, приведенных выше, были рассчитаны величины P_{γ}^{Σ} и $a_{\text{пу}}^{\Sigma}$ с использованием каскадной методики /14/. Входящие в вычисления силовые функции $S_{\gamma}(E1)$ и $S_{\gamma}(M1)$, с помощью которых удовлетворительно описываются /15/ полные радиационные ширины и γ -спектры теплового захвата ряда сферических ядер, брались из работ /10, 13/. Существенной характеристикой компаунд-ядра, без знания которой невозможно рассчитывать на количественное описание полного γ -спектра и остальных спектроскопических величин, определяющих значения P_{γ}^{Σ} и $a_{\text{пу}}^{\Sigma}$, является зависимость от энергии возбуждения плотности состояний разного спина и четности, включая детальную информацию о дискретных низколежащих состояниях. К счастью, для всех изученных в работе /8/ ядер такая информация имеется. Применяя для интерполяции плотности между известными экспериментальными значениями $\rho_f(E_f)$ при энергии возбуждения E_f вблизи B_n и энергии $E_f \approx 1,5-2,5$ МэВ модифицированную /15/ процедуру работы /16/, удается /без использования свободных параметров/ удовлетворительно описать интегральные характеристики γ -спектров исследуемых ядер. Качество описания демонстрируется для ядра ^{114}Cd на рисунке. Заметим, что для изотопов полумагического $Z = 50$ олова теоретические полные ширины превышают экспериментальные, однако полная множественность γ -спектра μ описывается удовлетворительно.

В таблице 1 рассчитанные величины P_{γ}^{Σ} и $a_{\text{пу}}^{\Sigma}$ сравниваются с соответствующими экспериментальными значениями /8/. В тех случаях, когда эксперимент проводился на естественной смеси изото-

Таблица

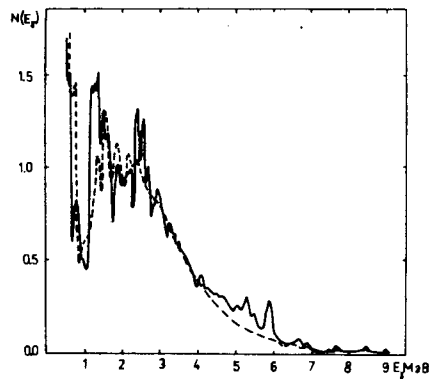
Комп. ядро	$\Gamma_i^{\Sigma} \text{ экс}$ МэВ	$\Gamma_f^{\Sigma} \text{ теор}$ МэВ	E_p эВ	$\sigma_{\gamma} \cdot 10^3$ эВ	$\rho_f^{\Sigma} \text{ теор} \cdot 10^5$	$P_{\gamma}^{\Sigma} \text{ экс} \cdot 10^5$	$N_{\text{exp}}^{\Sigma} / H_F$	$P_{\gamma}^{\Sigma} / P_{\gamma}^{\Sigma}$	$ a_{\text{пу}}^{\Sigma} / \text{теор} \cdot 10^6$	$a_{\text{пу}}^{\Sigma} \text{ экс} \cdot 10^6$	$N_{\text{exp}}^{\alpha} / H_{F\alpha}$	$a_{\text{пу}}^{\Sigma} \text{ (теор)} / a_{\text{пу}}^{\Sigma}$
^{182}Br	300 ± 30	298	0,88	$3 \pm 0,5$	II		$10 / 1,26$	0,77	47,3		$20 / 1,01$	0,73
Br					5,2	$3, \pm 0,2$	$4,5 / 1,3$	0,62	22,5	$-19,5 \pm 1,6$	$2,3 / 1,1$	0,48
^{114}Cd	160 ± 16	144	7xx	$0,6 \pm 0,2^x$	0,26	0,3	$2,0 / 1,3$	0,46	1,53	$-1,3 \pm 1,4$	$1,5 / 1,2$	0,32
^{118}Sn	80 ± 10	167	1,33	$0,4 \pm 0,1$	1,03		$8 / 1,4$	0,42	7,6	$2,4 \pm 1,6$		
Sn					$0,21^{\text{xxx}}$ 0,41	$1, \pm 0,5$						
^{140}La	55 ± 5	66	0,75	$1,3 \pm 0,1$	21,7	$-1,6 \pm 2,5$			74	$-17,6 \pm 2,2$		0,47

x - Значение для ^{112}Cd .

xx - По данным авторов работы /18/.

xxx - Значение получено с использованием величин $\sigma_{\text{пу}}$ для ядра ^{117}Sn из работы /21/.

Экспериментальный /сплошная кривая/ и теоретический /пунктир/ полный спектр γ -лучей теплового захвата нейтронов для компаунд-ядра ^{114}Cd .



пов, в качестве величин $n(Z, N) \sigma_{\text{пн}}(Z, N)$, входящих в формулу /6/, подставлялись их экспериментальные значения из компиляции /17/. При расчетах величин P_{γ}^{Σ} и $a_{\text{пн}}^{\Sigma}$, приведенных в таблице, использовались значения матричных элементов слабого взаимодействия $v(i)$ и энергий E_p из работы /18/ для ядра ^{114}Cd принималось значение $v(i)$, полученное /18/ для ядра ^{112}Cd .

Заметим, что вклад вторичных γ -квантов в числитель формулы /6/ оказался слишком малым, чтобы можно было рассчитывать на его экспериментальное обнаружение при измерении величин P_{γ}^{Σ} .

Этот результат целиком обусловлен недостаточно быстрым ростом заселенности $\text{POP}_f(E_f)$ при уменьшении энергии возбуждения E_f . Таким образом, при вычислении коэффициента асимметрии $a_{\text{пн}}^{\Sigma}$ вторичные γ -переходы не учитывались, поскольку деполаризация промежуточных состояний i , заселяемых при распаде частично поляризованного захватного состояния i , приводит к уменьшению и без того незначительного вклада каскадных γ -квантов.

Для дальнейшего анализа представим рассчитанные величины P_{γ}^{Σ} в следующем наглядном виде:

$$P_{\gamma}^{\Sigma} = P_{\gamma}^{\text{if}_0} I_{\text{if}_0} \sqrt{N_{\text{эф}}^p} \text{HF}_p, \quad /17/$$

где $P_{\gamma}^{\text{if}_0}$ и I_{if_0} - циркулярная поляризация и средняя относительная интенсивность разрешенного по четности γ -перехода в нижайшее состояние f_0 , $N_{\text{эф}}$ - эффективное число γ -переходов, дающее вклад в дисперсию /13/, а фактор HF_p определяется соотношением

$$\text{HF}_p = \frac{F(E_{\gamma}^{\text{if}_0}) E_{\gamma}^{\text{if}_0} \epsilon(E_{\gamma}^{\text{if}_0})}{\bar{\epsilon}_{\mu} F(E_{\gamma}^{\text{max}}) E_{\gamma}^{\text{max}}} \quad /18/$$

Здесь E_{γ}^{max} отвечает максимуму полного γ -спектра с учетом искажающих факторов $F(E_{\gamma}) E_{\gamma}$.

Для интегральной асимметрии $a_{\text{пн}}^{\Sigma}$ можно записать выражение

$$a_{\text{пн}}^{\Sigma} = a_{\text{пн}}^{\text{if}_0} I_{\text{if}_0} \sqrt{N_{\text{эф}}^a} \text{HF}_a, \quad /19/$$

где фактор HF_a определяется формулой типа /18/.

В таблице приведены значения величин $N_{\text{эф}}$ и HF , полученные из точного расчета P_{γ}^{Σ} и $a_{\text{пн}}^{\Sigma}$. Если принятое выше предположение о применимости статистического описания для средних интенсивностей γ -переходов справедливо, то значения $N_{\text{эф}}$ в формулах /17/-/19/ определяются в основном плотностью низколежащих возбужденных состояний, дающих вклад в интегральные величины P_{γ}^{Σ} и $a_{\text{пн}}^{\Sigma}$. Тем не менее малые значения $N_{\text{эф}}$ не означают, что "работает" ограниченное число переходов. Действительно, как видно из таблицы, отношение величин P_{γ}^{Σ} , рассчитанных без учета вклада жестких индивидуальных γ -переходов $P_{\gamma}^{\Sigma}(\text{непр.})$ к полным величинам P_{γ}^{Σ} колеблется в пределах 0,45-0,8.

Необходимо отметить, что для четно-четных ядер ^{114}Cd и ^{118}Sn , где из-за малой плотности низколежащих состояний подчеркнут вклад жестких γ -переходов, точность описания величин P_{γ}^{Σ} и $a_{\text{пн}}^{\Sigma}$ с помощью принятого в данной работе статистического подхода может быть хуже, чем для нечетно-нечетных ядер La и Br . Тем не менее удовлетворительное в целом согласие теоретических и экспериментальных величин P_{γ}^{Σ} и $a_{\text{пн}}^{\Sigma}$ показывает возможность извлечения информации о матричных элементах $v(i)$ в экспериментах интегрального типа.

Используя значения факторов HF_p и HF_a из таблицы, величины P_{γ}^{if} и $a_{\text{пн}}^{\text{if}}$ из работ /1-5/, а также экспериментальные интенсивности разрешенных по четности γ -переходов i if, оценим вклады индивидуальных γ -переходов в величины P_{γ}^{Σ} и $a_{\text{пн}}^{\Sigma}$ по формуле /6/ с соответствующими модификациями для $a_{\text{пн}}^{\text{if}}$. В случае ядра ^{114}Cd имеется информация о значениях P_{γ}^{if} ($a_{\text{пн}}^{\text{if}}$) и интенсивностях I_{if} γ -переходов на основное /0⁺/ и первое возбужденное /2⁺/ состояния. С учетом этой информации вклады в интегральные величины от перехода в основное состояние составляют $a_{\text{пн}}^{\Sigma}(1^+ \rightarrow 0^+) = -/1,63 \pm 0,3/ \cdot 10^{-6}$ и $P_{\gamma}^{\Sigma}(1^+ \rightarrow 0^+) = -/2,1 \pm 0,5/ \cdot 10^{-6}$, а соответствующие вклады от перехода на уровень 2⁺ оценим с помощью данных работы /2/, как $a_{\text{пн}}^{\Sigma}(1^+ \rightarrow 2^+) \approx 1,1 \cdot 10^{-6}$ и $P_{\gamma}^{\Sigma}(1^+ \rightarrow 2^+) \approx -2,4 \cdot 10^{-6}$. Видно, что оценки P_{γ}^{Σ} и $a_{\text{пн}}^{\Sigma}$ с учетом только γ -переходов на два нижних уровня ядра ^{114}Cd не противоречат экспериментальным результатам /8/.

Аналогично для ядра ^{118}Sn можно вычислить вклады

$$P_{\gamma}^{\Sigma}(1^+ \rightarrow 0^+) = \left\{ \begin{array}{l} 3,31 \pm 0,5 \\ 1,64 \pm 0,25 \end{array} \right\} 10^{-5} \quad \text{и} \quad a_{\text{пн}}^{\Sigma}(1^+ \rightarrow 0^+) = \left\{ \begin{array}{l} 2,9 \pm 0,6 \\ 1,4 \pm 0,3 \end{array} \right\} \cdot 10^{-5},$$

где верхние /нижние/ цифры получены с использованием данных /3,4/. Видно, что оценка циркулярной поляризации $P_{\gamma}^{\Sigma}(1^+ \rightarrow 0^+)$ оказывается /с учетом смеси изотопов в образце/ ниже величины

$(P_{\gamma}^{\Sigma})_{\text{экс.}}$ /8/, в то время как $a_{\text{пу}}^{\Sigma} (1^{+} \rightarrow 0^{+})$ существенно превышает экспериментальную величину. Это указывает на наличие деструктивной интерференции вкладов $a_{\text{пу}}^{\Sigma} (i \rightarrow f)$ от переходов на различные состояния f , аналогично случаю ядра ^{114}Cd . Таким образом, на основе соотношений типа /6/, /17/-/19/ удается привести в соответствие экспериментальные данные по величинам $P_{\gamma}^{\text{if}} (a_{\text{пу}}^{\text{if}})$ для индивидуальных γ -переходов и величинам $P_{\gamma}^{\Sigma} (a_{\text{пу}}^{\Sigma})$ для интегральных спектров.

В работе /8/ были также получены значения $a_{\text{пу}}^{\Sigma}$ и P_{γ}^{Σ} для компаунд-ядра ^{36}Cl . Заметим, что экспериментальные данные по полным спектрам /19/ и парциальным γ -переходам /20/ в этом ядре указывают на неправомочность использованного выше статистического описания спектроскопических величин. Однако наличие уникальной экспериментальной информации об интенсивностях парциальных γ -переходов из смешивающихся по четности резонансов позволяет детально проанализировать механизм формирования интегральных величин P_{γ}^{Σ} и $a_{\text{пу}}^{\Sigma}$, используя формулы типа /6/. Матричный элемент $v(i)$ слабого взаимодействия извлечем из данных работы /5/ по формулам /3/-/5/. Используя информацию о парциальных γ -переходах из работы /20/, получим $v(i) = /11,5+5,8/ \cdot 10^{-2}$ эВ. Для ядра ^{36}Cl известны /20/ энергии возбуждения и значения J_{f}^{π} 14 нижних уровней, причем γ -переходы на них исчерпывают около 70% величины полных радиационных ширинок смешивающихся по четности резонансов. Учитывая в формуле /6/ только вклады указанных уровней, получим максимальную оценку циркулярной поляризации Γ_{γ}^{Σ} в предположении об одинаковости знаков всех амплитуд парциальных γ -переходов:

$$(P_{\gamma}^{\Sigma})_{\text{ког.}} = /2,6+1,3/ \cdot 10^{-4}.$$

Принимая во внимание спиновые факторы A_{if} /5/, получим аналогично для интегральной асимметрии:

$$(a_{\text{пу}}^{\Sigma})_{\text{ког.}} = - /37+18/ \cdot 10^{-6}.$$

Заметим, что значение $(P_{\gamma}^{\Sigma})_{\text{ког.}}$ существенно превышает $(P_{\gamma}^{\Sigma})_{\text{экс.}} = /6,4+0,5/ \cdot 10^{-5}$. Это указывает на несправедливость предположения о когерентности слагаемых в числителе формулы /6/. В то же время согласие между $(a_{\text{пу}}^{\Sigma})_{\text{ког.}}$ и $(a_{\text{пу}}^{\Sigma})_{\text{экс.}} = -/27,3+4,9/ \cdot 10^{-6}$ легко объясняется тем обстоятельством, что спиновые факторы A_{if} для пяти конечных уровней f имеют отрицательные знаки, появление которых имитирует случайность знаков амплитуд γ -переходов. Важно подчеркнуть, что ввиду нестатистичности ядра ^{36}Cl в суммах, определяющих значения $(P_{\gamma}^{\Sigma})_{\text{экс.}}$ и $(a_{\text{пу}}^{\Sigma})_{\text{экс.}}$, большинство слагаемых близки по величине. Это усиливает достоверность вывода о случайности знаков этих слагаемых.

Таким образом, в модельном случае ядра ^{36}Cl подтверждается принятый выше механизм формирования интегральных величин P_{γ}^{Σ} и $a_{\text{пу}}^{\Sigma}$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты проведенного анализа указывают на возможность количественной интерпретации экспериментов типа /8/ по измерению циркулярной поляризации и коэффициента асимметрии в полных γ -спектрах после захвата теплового нейтрона для ядер, к которым применимо статистическое описание. Следует отметить, что анализ интегральных величин P_{γ}^{Σ} и $a_{\text{пу}}^{\Sigma}$ для этих ядер позволяет получить информацию о матричном элементе слабого взаимодействия $v(i)$ более простым способом, чем в случае экспериментов по измерению P_{γ}^{if} и $a_{\text{пу}}^{\text{if}}$, где для извлечения величин $v(i)$ необходимо дополнительно иметь данные об амплитудах γ -переходов из смешивающихся s- и p-резонансов.

Для ядер, в которых усилен вклад γ -переходов на дискретные уровни, количественная интерпретация данных по P_{γ}^{Σ} и $a_{\text{пу}}^{\Sigma}$ становится более сложной, причем в пределе, когда "работает" один переход, эти величины по информативности становятся эквивалентными величинам P_{γ}^{if} и $a_{\text{пу}}^{\text{if}}$.

В свете проведенных в данной работе расчетов представляется интересной прямая экспериментальная проверка вклада жесткой части спектра в интегральные величины P_{γ}^{Σ} и $a_{\text{пу}}^{\Sigma}$. Так, например, обрезая энергию регистрируемых γ -квантов на уровне 6 МэВ, для ядра Vg можно ожидать уменьшения эффекта в коэффициенте асимметрии $a_{\text{пу}}^{\Sigma}$ примерно в два раза. Другим следствием нашего рассмотрения, заслуживающим экспериментальной проверки, является предсказание о существовании сильных γ -переходов из p-резонанса 1,33 эВ на возбужденные уровни ядра ^{118}Sn , наличие которых может устранить противоречие в экспериментальных и теоретических величинах $a_{\text{пу}}^{\Sigma}$.

В заключение авторам приятно выразить благодарность Ю.Г.Абову, В.П.Алфименкову, Г.В.Данилян, Э.А.Коломенскому, В.А.Назаренко, Л.Б.Пикельнеру и Э.И.Шарапову за плодотворные обсуждения и помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абов Ю.Г. и др. ЯФ, 1964, 1, с. 479.
2. Alberi J.L. et al. Phys.Rev.Lett., 1972, 29, p. 518.
3. Данилян Г.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1976, 24, с. 380.
4. Bencoula H. et al. Phys.Lett., 1977, 71B, p. 287.
5. Bencoula H. et al. In Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy, Ed. by Chrien R. and Kane W. N.-Y., 1979, p. 371.

6. Блин-Стойл Р. Фундаментальные взаимодействия и атомное ядро, "Мир", М., 1976.
7. Бунаков В.Е., Gudkov V.P. Nucl.Phys., 1983, A401, p. 93.
8. Весна В.А. и др. Письма ЖЭТФ, 1982, 36, с. 169.
9. Шапиро И.С. УФН, 1968, 95, с. 647.
10. Кадменский С.Г., Маркушев В.П., Фурман В.И. ЯФ, 1983, 37, с. 581.
11. Сушков О.П., Фламбаум В.В. Препринт ИЯФ СО АН СССР №83-24, Новосибирск, 1983.
12. Бечварж Ф. В кн.: II Международная школа по нейтронной физике, ДЗ-7991, Дубна, 1974, с. 294.
13. Кадменский С.Г., Маркушев В.П., Фурман В.И. ЯФ, 1980, 31, с. 1175.
14. Pönitz W.P. Z.Phys., 1966, 197, p. 262.
15. Кадменский С.Г. и др. Тезисы XXXIII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, "Наука", М., 1983, с. 404.
16. Dilg W. et al. Nucl.Phys., 1973, A217, p. 269.
17. Neutron Cross Sections, vol.1, Part A. Ed. by Mughabghab S.F. et al. Academic Press, N.-Y., 1981.
18. Алфименков В.П. и др. Препринт ОИЯИ, РЗ-82-411, Дубна, 1982. Nucl.Phys., 1983, A398, p. 93.
19. Грошев Л.В. и др. Атлас спектров γ -лучей радиационного захвата тепловых нейтронов, Атомиздат, М., 1958.
20. Chrien R.E., Koresky J. Phys.Rev.Lett., 1977, 39, p. 911.
21. Kolomoisky E.A. et al. Phys.Lett., 1981, 107B, p. 272.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 июня 1983 года.

Бунаков В.Е. и др. P4-83-379
Эффекты несохранения четности в сечениях радиационного захвата

Без использования свободных параметров проведен теоретический анализ эффектов несохранения четности в сечениях радиационного захвата тепловых нейтронов. На основе полученного удовлетворительного согласия результатов расчетов с экспериментальными данными обсуждаются возможности извлечения количественной информации о матричных элементах слабого взаимодействия. Предложены варианты экспериментальной проверки сделанных теоретических предсказаний.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Bunakov V.E. et al. P4-83-379
Parity Nonconservation Effects in Radiative Capture Cross-Sections

The theoretical analysis of parity nonconservation effects in radiative capture cross-sections for thermal neutrons has been done with no use of free parameters. The satisfactory agreement between the results of calculations and the experimental data enables one to investigate the possibilities of obtaining new information about the matrix element of weak interaction. A possible experimental test of proposed theoretical predictions is discussed.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой