

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P4-88-362

**В.Е.Бунаков,¹ В.П.Гудков,¹ С.Г.Кадменский,²
И.А.Ломаченков, В.И.Фурман**

**О МЕХАНИЗМЕ НАРУШЕНИЯ
ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ЧЕТНОСТИ
В РЕАКЦИЯХ С НЕЙТРОНАМИ**

Направлено в журнал "Ядерная физика"

¹ Ленинградский институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова АН СССР

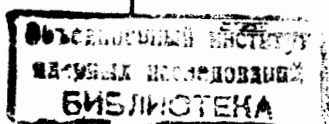
² Воронежский государственный университет

1988

I. Выполненные к настоящему времени экспериментальные исследования эффектов несохранения пространственной четности в нейтронной оптике ^{/1-3/} и (n, γ) -реакциях ^{/4-8/} позволяют получить феноменологические оценки матричных элементов слабого нуклон-ядерного взаимодействия для ряда нуклидов от ³⁶Cl до ¹⁶⁶Ho. Анализ экспериментальных данных проводился с использованием теоретических подходов ^{/9-II/}, описывающих энергетическую зависимость наблюдаемых эффектов на основе различных гипотез о механизме смешивания по четности амплитуд реакции. Если для экспериментов дифференциального типа ^{/1-6/}, в которых четко фиксируется выходной канал реакции, необходимая для анализа информация, по крайней мере в принципе, может быть получена из дополнительных экспериментов (о трудностях, встречаемых на этом пути, см. в ^{/12/}), то для измерений интегрального типа ^{/7,8/}, когда, например, изучаются P -нечетные эффекты в полном спектре γ -квантов радиационного захвата медленных нейтронов, прямое получение такой информации затруднительно. Поэтому требования к надежности теоретического описания P -четных характеристик исследуемого процесса существенно возрастают.

Имеющийся опыт ^{/13/} изучения P -нечетных эффектов в нуклон-нуклонных системах и легчайших ядрах показывает, что даже в этих случаях возникают большие неопределенности при извлечении из эксперимента весов различных компонент слабого нуклон-нуклонного взаимодействия ^{/14,15/} W_{CA}^{NN} . Эффекты несохранения четности в более тяжелых ядрах, изучаемых в данной работе, принято описывать в терминах слабого нуклон-ядерного взаимодействия ^{/16,17/}

W_{CA}^{NA} , параметры которого определяются усреднением взаимодействия W_{CA}^{NN} по ядерным волновым функциям. Заметим, что в отличие от ситуации в легких и малонуклонных ядрах ^{/13/} P -нечетные эффекты, наблюдающиеся в реакциях с медленными нейтронами, формируются при достаточно высокой (порядка энергии связи нейтрона B_n) энергии возбуждения компаунд-ядра (нейтрон + ядро-мишень). Отдельные состояния такой системы (нейтронные резонансы) имеют чрезвычайно сложную структуру, и эксперимент дает сведения лишь о малоквазичастичных компонентах волновых функций этих состояний.



Теоретическая интерпретация извлекаемых из эксперимента матричных элементов взаимодействия W_{CA}^{NA} зависит от принятого механизма смешивания по четности. Для так называемого валентного механизма /11,18/ теория позволяет достаточно надежно связать величину и знак наблюдаемого эффекта (во всяком случае, для экспериментов дифференциального типа) со значением матричного элемента взаимодействия W_{CA}^{NA} , смешивающего одночастичные амплитуды реакции. Таким образом, появляется принципиальная возможность однозначных теоретических предсказаний и тестирования силовых констант взаимодействия W_{CA}^{NA} .

Для альтернативного варианта P -нечетного смешивания, так называемого смешивания на стадии компаунд-ядра /19-21/, теория рассматривает обсуждаемые матричные элементы на основе статистического подхода. При этом их средние значения оказываются равными нулю, и вычисляются только соответствующие дисперсии. Следовательно, прямое сравнение теории с экспериментом требует большой статистики феноменологических матричных элементов для данного ядра, что едва ли достижимо в обозримом будущем. Величины P -нечетных эффектов в рассматриваемом механизме смешивания определяются не только значениями одночастичных матричных элементов, но также (в отличие от валентного механизма) и так называемым динамическим усилением /15-23/, связанным с вкладом многочастичных компонент волновых функций нейтронных резонансов. В итоге извлеченные из опытных данных величины матричных элементов слабого взаимодействия оказываются скорее дополнительными характеристиками нейтронных резонансов, нежели величинами, которые могут быть использованы для тестирования параметров слабого нуклон-ядерного взаимодействия.

Таким образом, для анализа экспериментальных данных и надежных теоретических предсказаний актуальным оказывается вопрос об относительном вкладе двух возможных механизмов P -нечетного смешивания в величины наблюдаемых эффектов. В литературе на этот счет нет однозначного мнения (см., например, /23/ и /24/).

В данной работе на основе анализа экспериментов по реакции (n, γ) интегрального типа /7,8/, а также с привлечением всей имеющейся для средних и тяжелых ядер информации о матричных эле-

ментах слабого нуклон-ядерного взаимодействия делается попытка найти ответ на сформулированный выше вопрос.

2. Измеряемая экспериментально /17/ циркулярная поляризация γ -квантов интегрального спектра (n, γ) -реакции с учетом только двух ближайших к тепловой точке S - и p -резонансов может быть записана в виде /23/

$$P_{\gamma} = \frac{2V}{E_p} A_{\gamma} \quad (I)$$

Здесь $V \equiv \langle S | W_{CA}^{NA} | p \rangle$ - матричный элемент слабого взаимодействия, E_p - положение ближайшего p -резонанса, A_{γ} - фактор усреднения, определяемый соотношением /25/

$$A_{\gamma} = \frac{A1_{\gamma}}{A2_{\gamma}} = \frac{\sqrt{\Gamma_p/\Gamma_s} \sum_f \sqrt{I_{pf'} I_{sf'}} F(E_{\gamma}^{sf'}) \xi(E_{\gamma}^{sf'}) E_{\gamma}^{sf'}}{\bar{\xi} \sum_{f,f'} POP_f I_{ff'} F(E_{\gamma}^{ff'}) E_{\gamma}^{ff'}} \quad (2)$$

где $I_{ff'}(E_{\gamma}^{ff'})$ - интенсивность γ -перехода $f \rightarrow f'$ с энергией $E_{\gamma}^{ff'}$, POP_f - заселенность распадающего состояния f с полной радиационной шириной $\Gamma_f = \sum_{f'} \Gamma_f^{ff'}$, причем для захватного состояния i принимается $POP_i = 1$. Наличие факторов $\xi(E_{\gamma})$, $F(E_{\gamma})$ и E_{γ} в (2) связано с экспериментальной методикой работы /17/. Заметим, что для описания интегральной асимметрии $a_{n\gamma}$ /17/ выхода γ -квантов по и против ориентации спина налетающего нейтрона можно использовать формулы (I) и (2), положив $\xi(E_{\gamma}) = F(E_{\gamma}) \equiv 1$ и домножив каждое слагаемое в числителе (2) на соответствующий спиновый фактор /20/.

Если неизвестны амплитуды парциальных γ -ширин, то числитель A_{γ} можно оценить только через его дисперсию /26,23/. Рассчитанный таким методом фактор A_{γ}^D ниже обозначаемый A_{γ}^D , отличается от введенного в работе /23/ фактора усреднения A_{γ}^D учетом вклада вторичных γ -квантов в знаменателе (2) и энергетической зависимости экспериментальных функций разрешения $\xi(E_{\gamma})$ и $F(E_{\gamma})$. В работах /25,26/ и ниже факторы A_{γ}^D вычислялись при условии совместного описания полных радиационных ширин и γ -спектров реакции (n, γ) с учетом феноменологической параметризации энергетической зависимости плотности возбужденных

состояний и положения дискретных низколежащих уровней.

Как следует из результатов теоретического анализа /26/ экспериментальных данных /17/, на основе формул (1) и (2) можно получить феноменологические оценки матричных элементов $U_{\text{жс}}$. Ниже в данном разделе такие оценки получены из данных /17,8/. Соответствующие результаты представлены в таблице.

Для всех исследованных ядер, кроме ^{36}Cl и ^{57}Fe , при получении феноменологических значений $U_{\text{жс}}$ использовались факторы усреднения A_{γ}^D . Что касается ядер ^{36}Cl и ^{57}Fe , то для них факторы A_{γ} могут быть рассчитаны более точно, поскольку для этих ядер известны /27,28/ интенсивности γ -линий разрядки рассматриваемых S - и P -резонансов, причем

$$\sum_{\gamma} (I_{\gamma}^{S'})_{\text{жс}} \approx \sum_{\gamma} (I_{\gamma}^{P'})_{\text{жс}} \approx 0,7.$$

Приведенное в таблице значение A_{γ}^D для компаунд-ядра ^{36}Cl рассчитано с использованием указанных интенсивностей /27/ для 14 конечных состояний f' .

В случае реакции $^{56}\text{Fe}(n, \gamma)^{57}\text{Fe}$ есть редкая возможность получить фактор $A_{\gamma}(2)$, не обращаясь к статистическому подходу. Верхнюю оценку числителя $A_{\gamma}(2)$ - величину $(A1_{\gamma})_{\text{кор}}$ получим, принимая, что амплитуды парциальных γ -переходов из S - и P -резонансов имеют попарно совпадающие знаки для каждого состояния f' . При этом оговаривается, что более 80% величину /28/

$(A1_{\gamma})_{\text{кор}}$ набирается за счет двух интенсивных γ -переходов на основное и первое возбужденное состояние. Таким образом, если знаки произведений $\sqrt{I_{S,f}} I_{P,f}$ для указанных состояний f одинаковы, то числитель $A1_{\gamma}$ формулы (2) совпадает со значением $(A1_{\gamma})_{\text{кор}}$ с точностью лучше 20%, поскольку остальные члены в сумме $A1_{\gamma}$ могут входить с произвольными знаками и компенсировать друг друга. Когерентность первых двух членов в $A1_{\gamma}$ автоматически приводит к компенсации /25/ вклада этих слагаемых в величине интегральной асимметрии $a_{\text{н}\gamma}$, поскольку спиновые факторы для переходов в основное ($1/2^-$) и первое возбужденное ($3/2^-$) состояния имеют противоположные знаки. Отношение $a_{\text{н}\gamma}/P_{\gamma}$ оказывается при этом равным 0,1. Если же знаки $\sqrt{I_{S,f}} I_{P,f}$ противоположны для γ -переходов в основное и первое возбужденное состояние, то $a_{\text{н}\gamma}/P_{\gamma} \approx 3,6$. Экспериментальные данные /8/ для реакции $^{56}\text{Fe}(n, \gamma)^{57}\text{Fe}$ указывают, что $|a_{\text{н}\gamma}/P_{\gamma}|_{\text{жс}} \approx 0,46$,

Таблица

Сравнение матричных элементов $U_{\text{жс}}$, $\tilde{U}_{\text{жс}}$ и $U_{\text{стат}}$

Комп.- ядро	E_{γ} , эВ	A_{γ}^D	$(A_{\gamma})_{\text{кор}}$ A_{γ}^D	$U_{\text{жс}}$, мэВ	$\tilde{U}_{\text{жс}}$, мэВ	/Работа/	$U_{\text{стат}}$, мэВ
^{36}Cl	398	0,163	2,4	78^{+22}_{-15}	(120 ± 60) (60 ± 18)	/26/ /30/	25
^{57}Fe	1147	0,22	1,66	55 ± 15	32 ± 8	/8/	30
^{60}Co	$1380^{\#}$	$0,2+0,3$	-	30	-		12
^{82}Br	0,88	0,016	29,1	$4,6 \pm 0,4$	$(3,0 \pm 0,5)$	/3/	3,2
^{114}Cd	7,0	0,011	38	0,8	$(0,4 \pm 0,1)$ $(1,4 \pm 0,5)$ $(0,1 \pm 0,2)$	/32,4/ /32,33/ /32/	1,3
^{118}Sn	1,33	0,017	23,3	3,7	$(0,4 \pm 0,1)$ $(0,4 \pm 0,1)$ $(0,8 \pm 0,2)$	/3/ /29,5/ /29,6/	2
^{128}J	$7,6^{\#}$	0,01	50	2	$(0,5 \pm 0,4)$	/3/	0,8
^{134}Cs	$9,5^{\#}$	0,012	39	$0,9 \pm 0,3$	-		1,7
^{140}La	0,75	0,043	10,4	0,96	$(1,3 \pm 0,1)$	/3/	4
^{166}Ho	$10,3^{\#}$	0,007	72,7	2,4	-		0,73

$\#$ Принятые значения E_{γ} /31/.

т.е. реализуется ситуация одинаковых знаков. Поэтому с точностью примерно 20% для оценки $A1_{\gamma}$ можно использовать значение $(A1_{\gamma})_{\text{кор}}$.

Для величины знаменателя $A2_{\gamma}$ формулы (2) используем оценку $A2_{\gamma} = 0,065$, полученную в /25/. Тогда фактор $A_{\gamma} = 0,4 \pm 0,1$, где ошибка суммирует погрешности оценок числителя и знаменателя формулы (2). С помощью этого значения A_{γ} для ядра ^{57}Fe получим $U_{\text{жс}} = (32 \pm 8) \cdot 10^{-3}$ эВ. Для сравнения в таблице также приведены величины A_{γ}^D и $U_{\text{жс}}$, рассчитанные по аналогии со случаем ^{36}Cl .

Кроме величин $U_{жс}$ в таблице представлены значения $\tilde{U}_{жс}$, полученные /3,29,30/ из экспериментов дифференциального типа. В эту же графу включен матричный элемент $\tilde{U}_{жс}$ для ^{57}Fe , который хотя и извлечен из интегрального эксперимента /8/, но по методике своего получения, как показано выше, аналогичен $U_{жс}$.

Необходимо заметить, что для ядер ^{128}J , ^{60}Co , ^{134}Cs и ^{166}Ho положение ρ -уровней надежно не установлено. Поэтому использованные для них значения E_{ρ} (помеченные в таблице звездочкой) соответствуют принятым /31/ ρ -резонансам, ближайшим к тепловой точке.

При сопоставлении $U_{жс}$ и $\tilde{U}_{жс}$ обращает на себя внимание расхождение этих величин для ядра ^{118}Sn даже с учетом разброса значений $\tilde{U}_{жс} = (0,4 \pm 0,1)$ мэВ и $U_{жс} = (0,8 \pm 0,2)$ мэВ, полученных из обработки данных /4/ и /6/ соответственно. Указанным значениям $\tilde{U}_{жс}$ не противоречит нижняя оценка $\tilde{U}_{жс} = (0,4 \pm 0,1)$ мэВ, извлеченная из независимого эксперимента /3/ по пропусканью продольно поляризованных резонансных нейтронов через мишень ^{117}Sn .

Как уже отмечалось в работе /26/, картина радиационного распада в компаунд-ядре ^{118}Sn не описывается на основе статистического подхода. Кроме того, отношение величин ρ_f и a_{nf} указывает на существование корреляции знаков амплитуд жестких γ -переходов, определяющих в этом случае значения ρ_f и a_{nf} .

Исходя из сказанного, в работе /26/ было сделано предсказание о существовании сильных жестких $E1$ -переходов из ρ -резонанса с энергией $E_{\rho} = 1,33$ эВ. Обнаружение этих переходов в работе /29/ подтверждает нестатистическую природу обсуждаемого расхождения $U_{жс}$ и $\tilde{U}_{жс}$ для ^{118}Sn .

Для остальных ядер, приведенных в таблице, наблюдается удовлетворительное согласие $U_{жс}$ и $\tilde{U}_{жс}$, что указывает на адекватность статистического описания характеристик радиационного распада.

Дополнительной иллюстрацией справедливости предположения о хаотичности знаков амплитуд парциальных γ -переходов, обуславливающей близость A_{ρ}^D и A_{γ} , служат приведенные в таблице значения отношений $(A_{\gamma})_{\text{кор}} / A_{\rho}^D$. Если бы имела место когерентность знаков амплитуд, то значения матричных элементов $U_{жс}$

оказались бы меньше величины $\tilde{U}_{жс}$ в $(A_{\gamma})_{\text{кор}} / A_{\rho}^D$ раз.

В последней колонке таблицы приведена статистическая оценка матричного элемента слабого взаимодействия /22/

$$U_{\text{стат}} = 1,3 \cdot 10^{-5} V_0 \sqrt{AB_n \bar{D}}, \quad (3)$$

где энергия связи нейтрона B_n измеряется в мэВ, A - атомный номер, \bar{D} - среднее расстояние между уровнями компаунд-ядра (в эВ) и $V_0 = 1$ эВ - одночастичный матричный элемент слабого взаимодействия.

Как видно из таблицы, значения $U_{\text{стат}}$, вычисленные в рамках модели смешивания на стадии компаунд-ядра /22/, качественно воспроизводят зависимость матричных элементов от массового числа. Уровень согласия абсолютных значений $U_{\text{стат}}$ с $U_{жс}$ и $\tilde{U}_{жс}$ в целом можно считать удовлетворительным, принимая во внимание недостаточную статистику экспериментальных значений матричных элементов.

3. Рассмотрим подробнее валентный механизм нарушения четности, наиболее разработанный вариант которого предложен в работах /11,18,24/. Основной особенностью этого механизма, обусловленного смешиванием одночастичных компонент состояний с противоположной четностью в ядре, является его регулярная (по знаку и величине) зависимость от характеристик уровней компаунд-ядра и ближайших (по энергии) одночастичных s - и ρ -уровней. Это приводит к тому, что при усреднении по энергетическому интервалу, содержащему много уровней, ρ -нечетный эффект не исчезает в отличие от случая смешивания на стадии компаунд-ядра.

Согласно /18/, оценка для циркулярной поляризации (1)-(2) в тепловой точке может быть представлена в виде

$$P_{\gamma}^V \sim \frac{2V_0^V}{E_{\rho}} \left[\frac{\Gamma_{ns} \Gamma_{np}}{\Gamma_{as} \Gamma_{ap}} \right]^{1/2} \frac{\Gamma_{fs}^V}{\Gamma_{fs}} \left[\frac{\Gamma_{\gamma}^{pd}}{\Gamma_{\gamma}^{sd}} \right]^{1/2}, \quad (4)$$

где $\Gamma_{as(\rho)}$ и $\Gamma_{ns(\rho)}$ - нейтронные ширины одночастичного и компаунд-резонансов, Γ_{fs}^V - валентная ширина s -резонанса, $\Gamma_{\gamma}^{s(pd)}$ - парциальные ширины γ -переходов, осуществляемых за счет одночастичной компоненты $|d\rangle$ конечных состояний,

U_0^V - одночастичный матричный элемент слабого взаимодействия в валентной модели /II,18/:

$$U_0^V = \frac{FK}{m\tau_0} \approx 20 \text{ эВ.} \quad (5)$$

Здесь $F = 5 \cdot 10^{-7}$, m - масса нуклона, τ_0 - расстояние между нуклонами ядра; K - импульс нейтрона внутри ядра.

Заметим, что в рамках валентной модели все величины, входящие в (4), могут быть либо рассчитаны, либо взяты из других экспериментов (включая Γ_{rs}^V). Хотя по своему физическому смыслу параметр $\Gamma_{rs}^V / \Gamma_{rs}$ является мерой вклада валентных γ -переходов в полную радиационную ширину, последовательного расчета величин Γ_{rs}^V в /18/ не производилось. Подогнанные /18/ по P -нечетным интегральным эффектам /17/ значения этого параметра оказались максимальными ($\Gamma_{rs}^V / \Gamma_{rs} \sim 0,2+0,5$) для ядер, у которых полные γ -ширины и γ -спектры формируются за счет большого числа слабых γ -переходов (La и Bz). С другой стороны, отношение $\Gamma_{rs}^V / \Gamma_{rs}$ оказалось минимальным ($\sim 0,01$) в тех случаях, когда большая часть интенсивности переходов сосредоточена на небольшом числе самых жестких γ -линий (^{118}Sn). Это указывает на несогласованность использованной модели /18/ и показывает, что необходимым предварительным условием количественного анализа P -нечетных эффектов в канале γ -распада является корректное описание обычных спектроскопических характеристик.

Заметим, что все теоретические оценки наблюдаемых P -нечетных эффектов в работах /II,18,24/ были получены с использованием одночастичного матричного элемента U_0^V (5), существенно превосходящего общепринятое значения $U_0 \sim 0,1+1$ эВ, извлекаемые из анализа P -нечетных эффектов в легких ядрах (см., например, /34,35/).

Обсудим вопрос о величине матричного элемента U_0 более подробно. Как было показано в /36/, оператор одночастичного взаимодействия нуклонов с остовом записывается в виде (см. также /13/)

$$W_{cn}^{NA} = \frac{\pi}{2m^3} \left\{ [(\vec{\sigma}\vec{p})(1+\tau_3), \rho(\tau)\chi_N^P] + [(\vec{\sigma}\vec{p})(1-\tau_3), \rho(\tau)\chi_N^N] \right\}, \quad (6)$$

где \vec{p} и τ_3 - импульс и изоспин (3) валентного нуклона, $\rho(\tau)$ - плотность нуклонов остова, $\chi_N^{n(p)}$ - константы слабого взаимодействия нуклона с остовом. В работе /37/ на основе анализа большой

совокупности экспериментальных данных по P -нечетным эффектам были получены следующие значения величин:

$$\begin{aligned} \chi_N^P &= (3,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-6}, \\ \chi_N^N &= (-0,7 \pm 0,3) \cdot 10^{-6}. \end{aligned} \quad (7)$$

Исходя из (6) и полагая $\rho_n(\tau) \approx \rho_p(\tau) \approx \rho(\tau)$, можно записать выражение для одночастичного оператора в виде /16/

$$W_{cn}^{NA} \approx G'_{n(p)} [\vec{\sigma}\vec{p}, \rho(\tau)]_+, \quad (8)$$

где $G'_{n(p)} = \frac{\pi}{m^3} \chi_N^{n(p)}$.

Сопоставим (6) с одночастичным оператором из работ /II,18/:

$$(W_{cn}^{NA})^V = \frac{F}{m\tau_0\rho} \rho(\vec{\sigma}\vec{p}). \quad (9)$$

Легко видеть, что выражение (9) в отличие от формулы (6) не является эрмитовым, так как не содержит градиентного члена. Поэтому использование (9) вместо (8) требует дополнительного обоснования. Тем не менее, считая, что отношение \mathcal{X} констант взаимодействий (9) и (8) пропорционально отношению соответствующих одночастичных матричных элементов, получим

$$\mathcal{X} = \left(\frac{F}{m\tau_0\rho} \right) / G'_n \approx 25, \quad (10)$$

при $F = 5 \cdot 10^{-7}$.

Таким образом, силовая константа взаимодействия (9) оказывается завышенной примерно в 25 раз. Кроме того, входящий в (8) градиентный член является отрицательным, что приводит к эффективному уменьшению соответствующего одночастичного матричного элемента по отношению к матричному элементу взаимодействия (9). Другими словами, учет градиентного члена в (9) привел бы к необходимости дополнительного увеличения силовой константы в работах /II,18,24/. Таким образом, для получения наблюдаемых экспериментальных значений P -нечетных эффектов в валентной модели придется брать величины силовых констант (7) слабого нуклон-ядерного взаимодействия, примерно на 1-2 порядка превышающие общепринятые.

В работе /24/ была также получена оценка отношения матричных элементов взаимодействия (6), рассчитанных в рамках валентного механизма и механизма смешивания на стадии компаунд-ядра

$$q \approx \sqrt{\frac{\Gamma_{ns} \Gamma_{np}}{\Gamma_{as} \Gamma_{ap}}} \frac{U_0^v}{V} \quad (II)$$

Используя для V теоретическую оценку $U_{\text{стат}}$ (3), нетрудно получить $q \sim 10^{-2}$, что на два порядка меньше численного значения q , приведенного в /24/. Это согласуется с результатами работы /38/, в которой P -нечетные эффекты, рассчитанные на основе смешивания слабым взаимодействием с феноменологическими константами $\chi_N^{n(p)}$ только одночастичных амплитуд реакции, оказались примерно на два порядка ниже соответствующих экспериментальных значений.

Таким образом, проведенный выше анализ не дает оснований сделать заключение об обнаружении заметного вклада валентного механизма в наблюдаемые P -нечетные эффекты, и позволяет сделать вывод о доминировании смешивания по четности на стадии компаунд-ядра для рассмотренных выше нуклидов. В этой связи представляется актуальным поиск эффектов несохранения четности в экспериментах, в которых реализуется усреднение по многим компаунд-состояниям.

Авторы благодарят В.П.Алфименкова, В.А.Назаренко и Л.Б.Пикельнера за предоставление необходимой экспериментальной информации и полезные обсуждения.

Литература

1. Forte M., Heckel B.K., Ramsey N.F., et al. - Phys. Rev. Lett., 1980, v.45, p.2088-2092.
2. Kolomensky E.A., Lobashov V.M., Piorozhkov A.N. et al. - Phys. Lett., 1981, v.107B, p.272-274.
3. Alfimenkov V.P., Borzakov S.V., Vo Van Thuan, et al. - Nucl. Phys., 1983, v.A398, p.93-106.
4. Абов Ю.Г., Крупчицкий П.А., Оратовский Ю.А.-ЯФ, 1964, т.1, с.479.
- Абов Ю.Г. и др.-ЭТФ, 1973, т.65, с.1738.
5. Vencoula H. et al. - Phys. Lett., 1977, 71B, p.287.

6. Данилян Г.В. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1976, т.24, с.380.
7. Весна В.А. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1982, т.36, с.169.
8. Егоров А.И. и др. - Препринт ЛИНФ-1067, Л., 1985, 19 с.
9. Bunakov V.E., Gudkov V.P. - Z.Phys.A., 1981, v.303, p.285.
10. Сушков О.П., Фламбаум В.В. - УФН, 1982, т.136, с.3-24.
11. Зарецкий Д.Ф., Сироткин В.К. - ЯФ, 1983, т.37, с.607.
12. Шарапов Э.И. У Международная школа по нейтронной физике, ОИЯИ ДЗ,4,17-86-747, Дубна, 1987, с.113-122.
13. Adelberger E.G., Haxton W.C.-Ann. Rev. Nucl. Part. Sei., 1985, 35, p.501.
14. Desplanques B., Donoghue J.F., Holstein B.R.-Ann. Phys., 1980, v.124, p.449.
15. Dubovik V.M., Zenkin S.V.-Ann. Phys., 1985, v.172, p.100-135.
16. Michel F.G. - Phys. Rev., 1964, v.113, p.329.
17. McKellar B.H.J. - Phys. Lett., 1967, v.26B, p.107.
18. Зарецкий Д.Ф., Сироткин В.К. - ЯФ, 1984, т.39, с.585.
19. Haas R. et al.-Phys. Rev., 1959, v.116, p. 1221.
20. Блин-Стойл Р. Фундаментальные взаимодействия и атомное ядро. М.: Мир, 1979, 359 с.
21. Шапиро И.С. - УФН, 1968, т.95, с.647.
22. Кадменский С.Г., Маркушев В.П., Фурман В.И. - ЯФ, 1983, т.37, с.581.
23. Flambaum V.V., Sushkov O.P.-Nucl. Phys., 1985, v.435, p.352-380.
24. Зарецкий Д.Ф., Сироткин В.К. - ЯФ, 1985, т.42, с.885.
25. Бунаков В.Е. и др. - Препринт ЛИНФ-1101, Л., 1985, 19 с.
26. Бунаков В.Е. и др. - ЯФ, 1984, т.40, с.188.
27. Chrien R.E., Koresky J. - Phys. Rev. Lett., 1977, v.39, p.911.
28. Chrien R.E. et al.-Phys. Rev., 1970, v.C1, p.973-975.
29. Алфименков В.П. и др. - ЯФ, 1984, т.39, с.1057.
30. Антонов А., Весна В.А., Гледенов Ю.М. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1984, т.40, с.209.
31. Neutron Cross Sections. v.1, A,B/Ed. by Mughabghab S.F. et. al., N.Y.: Acad. Press, 1981.
32. Алфименков В.П. и др. Сообщение ОИЯИ РЗ-87-117, Дубна, 1987.
- Алфименков В.П. и др. Сообщение ОИЯИ РЗ-87-43, Дубна, 1987.
33. Alberi G.L., Wilson R.W.-Phys. Rev. Lett., 1972, v.29, p.518.

34. Adelberger E.G. et. al. - Phys. Rev. C, 1984, v.30, p.456.
35. Kurath D., Teeters W. - Phys. Lett., 1981, v.101B, p.5.
36. Desplanques B. - Nucl. Phys., A 316, 1979, p.244.
37. Desplanques B., Missimer J. - Phys. Lett, 1979, v.84B, p.363.
38. Boguera S., Desplanques B. - Preprint IPNO/TH 86-2, Orsay, 1986, 59p.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 мая 1988 года.

Бунаков В.Е. и др.

P4-88-362

О механизме нарушения пространственной четности в реакциях с нейтронами

Проведено сравнение феноменологических значений матричных элементов нарушающего пространственную четность слабого нейтронно-ядерного взаимодействия, полученных из анализа экспериментов интегрального и дифференциального типа. Исследован относительный вклад в величины наблюдаемых P-нечетных эффектов различных механизмов смешивания по четности. Подтвержден вывод о доминировании P-нечетного смешивания на стадии компаунд-ядра по сравнению с валентным механизмом.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод авторов

Bunakov V.E. et al.

P4-88-362

About the Mechanism of Parity-Violation in Neutron Induced Reactions

A comparison of the phenomenological matrix elements of the neutron-nucleus weak interaction obtained from the analysis of experiments of integral and differential types is performed. The relative contribution of different parity-mixing mechanisms into observed P-violation effects is investigated. The conclusion about leading role of the parity-mixing at the stage of compound nucleus as compared with the valency mechanism of the mixing is confirmed.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988