

***P*-нечетные эффекты, наблюдаемые в реакциях с нейтронами, и изоспиновая структура слабого нуклон-нуклонного взаимодействия**

Л. М. Смотрицкий¹⁾

Петербургский институт ядерной физики РАН, 188350 Гатчина, Ленинградская обл., Россия

Поступила в редакцию 16 мая 2001 г.

Показано, что введение резонансной фазы для двух квазистационарных состояний с одинаковым спином и противоположной четностью позволяет согласовать с теорией экспериментально наблюдаемую знаковую зависимость *P*-нечетных эффектов в реакциях с нейтронами. Развитый подход позволяет получить информацию о изоспиновой структуре слабого нуклон-нуклонного взаимодействия.

PACS: 11.30.-j

Эффекты нарушения пространственной четности (*P*-четности), наблюдаемые при взаимодействии нейтронов с ядрами, относятся к так называемым интерференционным эффектам. Такие эффекты зависят в конечном счете от произведения амплитуд реакции, а не от их квадратов. Поэтому знаковая зависимость эффектов весьма важна, поскольку открывает новые возможности как при интерпретации экспериментальных данных, так и в поисках возможного теоретического описания явления.

P-нечетные эффекты возникают за счет смешивания слабым взаимодействием *s*- и *p*-резонансов – ядерных уровней в непрерывном спектре (компаунд-резонансов), расположенных выше энергии связи нейтрона с ядром. Учитывая сложность (многочастичность) структуры *s*- и *p*-резонансов, общепринятым является статистический подход, приводящий к случайному знаку для *P*-нечетных эффектов.

В последнее время, однако, получен ряд экспериментальных данных, свидетельствующих о регулярном механизме формирования знаков *P*-нечетных эффектов [1–3]. В работе [4], основываясь на этих результатах, проведен анализ всех имеющихся в настоящее время экспериментальных данных. В результате обнаружено, что знак *P*-нечетного эффекта можно описать, принимая во внимание такие характеристики ядерной системы, обусловленные сильным взаимодействием, как взаимное положение резонансов и энергии нейтрона, спин-фактор, четность *p*-резонанса и т.д. В частности, для ядер-мишеней с положительной четностью основного состояния знак *P*-нечетного эффекта (*PV*) можно описать следующей простой формулой:

$$\text{sgn}(PV) = \text{sgn}[(E_n - E_s)(E_n - E_p)(E_s - E_p)], \quad (1)$$

¹⁾e-mail: smotrits@mail.pnpi.spb.ru

где E_n – энергия нейтрона, а E_s и E_p – энергии *s*- и *p*-резонансов. Следует отметить, что формула (1) справедлива для более общего случая – в тепловой точке (вдали от *p*-резонанса). В случае резонансных измерений, когда энергия нейтрона совпадает с энергией *p*-резонанса, мы имеем неполную картину.

Казалось бы, такое регулярное поведение знаков *P*-нечетных эффектов, наблюдаемое в эксперименте, должно противоречить общепринятой в настоящее время статистической модели динамического усиления [5, 6]. Ниже мы покажем, что учет резонансной фазы позволяет согласовать теоретические предсказания с данными эксперимента [7] и на основе экспериментальных данных получить информацию о изоспиновой структуре слабого нуклон-нуклонного взаимодействия.

В эксперименте обычно исследуются два типа *P*-нечетных эффектов. Используя терминологию работы [8], к первому типу относят *P*-нечетные эффекты, которые возникают при интерференции амплитуд в выходном канале реакции. В этом случае наблюдается *P*-нечетная (псевдоскалярная) корреляция типа $\sigma_n \cdot \mathbf{k}$. Здесь σ_n – спин нейтрона; \mathbf{k} – импульс вылетающей частицы. В дальнейшем для простоты мы будем подразумевать под \mathbf{k} импульс вылетающего γ -кванта \mathbf{k}_γ в реакции (n, γ) . Наблюдение *P*-нечетного эффекта в этом случае соответствует определению коэффициента асимметрии a_γ в угловом распределении типа $W(\theta) \sim 1 + a_\gamma \sigma_n \cdot \mathbf{k}_\gamma$. Сюда же относится и *P*-нечетная циркулярная поляризация P_γ , отличающаяся от a_γ отсутствием спин-фактора A_s .

Ко второму типу относят так называемые *P*-нечетные эффекты в нейтронной оптике [5, 6]. В этом случае наблюдается корреляция вида $\sigma_n \cdot \mathbf{k}_n$, где \mathbf{k}_n – импульс нейтрона. Сюда относят *P*-нечетный

эффект в полном сечении P_{tot} , возникающий при прохождении продольно поляризованных нейтронов с противоположной спиральностью через образец, либо вращение плоскости поляризации поперечно поляризованных нейтронов при прохождении образца (Φ_{pv}). P -нечетный эффект в полном сечении определяется как $P_{tot} = (\sigma^+ - \sigma^-)/(\sigma^+ + \sigma^-)$, где σ^+ и σ^- – сечения взаимодействия продольно поляризованных нейтронов со спином по и против импульса нейтрона, соответственно.

Величины P -нечетных эффектов можно выразить через три основные амплитуды [9]. Амплитуда f_1 описывает захват нейтрона в s -компаунд-состояние ядра A и распад его на ядро $A + 1$ с вылетом γ -кванта, например, мультипольностью $M1$. Амплитуда f_2 описывает захват нейтрона в p -состояние с вылетом γ -кванта мультипольностью $E1$. Амплитуда f_3 описывает захват нейтрона в s -состояние, заселение за счет слабого взаимодействия p -состояния и его распад с вылетом γ -кванта $E1$. Тогда для P -нечетных эффектов можно получить следующие выражения ²⁾:

$$a_\gamma \sim \frac{\text{Re}(f_1 f_3^*)}{|f_1|^2}, \quad (2)$$

$$P_{tot} \sim \frac{\text{Re}(f_2 f_3^*)}{|f_2|^2}. \quad (3)$$

Подставляя явные выражения для амплитуд из [9] в (2), (3), получим формулы для P -нечетных эффектов, которыми обычно пользуются для сравнения экспериментальных данных с теорией:

$$a_\gamma = \frac{2W_{sp}}{E - E_p} A_s \sqrt{\frac{\Gamma_p^\gamma}{\Gamma_s^\gamma}}, \quad (4)$$

$$P_{tot} = P_{tot}^\gamma = -\frac{2W_{sp}}{E - E_s} x \sqrt{\frac{\Gamma_s^n}{\Gamma_p^n}}. \quad (5)$$

Здесь $W_{sp} \equiv \langle p|V_{sp}|s \rangle$ – матричный элемент слабого взаимодействия между s - и p -состояниями, $\Gamma_{s,p}^\gamma$ и $\Gamma_{s,p}^n$ – γ -нейтронные ширины s -, p -состояний и $x = \sqrt{\Gamma_{p1/2}^n/\Gamma_p^n}$, где $\Gamma_{p1/2}^n$ – парциальная нейтронная ширина p -резонанса по каналу полного момента нейтрона $j = 1/2$. При выводе формул (4), (5) потенциальными фазами пренебрегали ввиду их малости для медленных нейтронов ($kR \ll 1$). Тем не менее, по смыслу вывода амплитуды и W_{sp} имеют каждая свой знак.

²⁾ Амплитуда f_4 не учитывалась ввиду ее малости по сравнению с f_3 .

Обратим внимание на ряд особенностей формул (2), (4) и (3), (5). Для P -нечетных эффектов первого типа входной канал реакции общий – захват нейтрона в s -состояние, а эффект возникает в выходном канале реакции за счет интерференции амплитуд распада s - и p -состояний. Для второго типа мы имеем обратную картину. Интерференция амплитуд (захват нейтрона в s -состояние и p -состояние) имеет место во входном канале реакции, а выходной канал реакции – общий (распад p -состояния).

Самое интересное, что в обеих формулах информация об общем канале реакции пропадает (сокращается). Поэтому формулу (5) можно получить и другим путем, используя упругий канал реакции (амплитуду f_3 с вылетом нейтрона) и оптическую теорему, как, например, это сделано в работе [10]. Так исторически рассматривались такие эффекты. Однако вопрос, где возникают P -нечетные эффекты – в упругом или неупругом каналах реакции, являлся принципиальным. В работе [11] было экспериментально показано, что P -нечетные эффекты в нейтронной оптике обусловлены радиационным захватом.

Следуя выводу формул (3), (5), согласно [9], можно увидеть единую (захватную) природу обоих типов P -нечетных эффектов: амплитуда со слабым взаимодействием (f_3^*) у них одна и та же и оба эффекта зависят от реальной части произведения амплитуд. Не случайным является и то, что обе формулы, (4) и (5), не зависят от общего канала реакции. С физической точки зрения такого не должно быть. Для P -нечетных эффектов первого типа общим каналом является захват нейтрона в s -резонанс. Очевидно, что ситуации, когда резонанс находится слева либо справа от энергии нейтрона, должны различаться. Введение резонансной фазы для квазистационарного состояния [12], какими являются нейтронные резонансы, решает задачу. Учет резонансной фазы с асимптотической ноль – до резонанса и π – после резонанса добавит знаковую зависимость от $(E_n - E_s)$ в формулу (4).

Остается вопрос, как ввести в теоретическое рассмотрение зависимость $(E_s - E_p)$. Она возникает при вычислении по теории возмущения матричного элемента слабого взаимодействия и коэффициента смешивания α [13]:

$$\alpha = \frac{\langle p|V_{sp}|s \rangle}{E_s - E_p}. \quad (6)$$

Для случая квазистационарного состояния мы должны заменить знаменатель в формуле (6) на $E - E_p + i\Gamma_p/2$ [5], где Γ_p – полная ширина p -резонанса. Таким образом переход к квазистационарной задаче как бы убирает зависимость от E_s . Однако введение ре-

зонансной фазы (ϕ_{res}) для двух связанных слабым взаимодействием резонансов (*s*- и *p*-) восстанавливает эту зависимость. Из эксперимента следует, что такая фаза должна быть одинаковой между резонансами и равняться π , если $E_s < E_p$, и ноль, если $E_s > E_p$. Введенная таким образом резонансная фаза согласует теорию с эмпирической формулой (1) для *P*-нечетных эффектов первого типа.

Несколько сложнее ситуация для *P*-нечетных эффектов второго типа. Они обычно исследуются вблизи *p*-резонанса, где имеют энергетические особенности. P_{tot} достигает максимума, а Φ_{pv} проходит через ноль при энергии E_p . Анализ формулы (3) показывает, что амплитуда f_3^* содержит фазу свободного движения *p*-волны, равную $\pi/2$ ($e^{i\pi/2} = i$) относительно *s*-волны [5], которая компенсируется мнимостью матричного элемента слабого взаимодействия. Формула (3), таким образом, содержит в сравнении с (2) дополнительную *p*-волну, связанную с f_2 . Возникает дополнительная фаза $\phi(f_2) = \pi/2$, которая, исходя из эксперимента, должна вычитаться из резонансной фазы. В результате суммарная фаза при энергии *p*-резонанса станет равной нулю и знак P_{tot} будет определяться энергетическим знаменателем в формуле (5). Вне резонанса суммарная фаза будет принимать значения $+\pi/2$ и $-\pi/2$, приводя к более быстрому падению эффекта ³⁾.

Для знака P_{tot} можно сформулировать простое правило. Если *s*-резонанс расположен справа (слева) от данного *p*-резонанса, то знак эффекта будет положительный (отрицательный). Этот факт позволяет найти объяснение широко обсуждаемой в литературе знаковой корреляции в ²³²Th [3]. В работе [3] исследовался P_{tot} для ряда *p*-резонансов в ²³²Th. Удивительным было то, что для десяти *p*-резонансов, где наблюдался *P*-нечетный эффект, знак эффекта оказался положительным. Анализ, выполненный в работе [4], показал, что для всех десяти *p*-резонансов вклад от всех *s*-резонансов, расположенных справа от данного, больше, чем слева. Это и дает положительный знак эффекта. В работе [14] вся необходимая информация для расчета приведена для *p*-резонанса с $E_p = 8.35$ эВ. Однако там приведен результат в предположении случайного вклада от всех *s*-резонансов.

Введение резонансной фазы позволяет согласовать имеющееся расхождение в знаках при совместном описании *P*-четных эффектов в *p*-резонансах ядер ¹¹³Cd и ¹¹⁷Sn [15, 16].

³⁾ Отметим, что резонансная фаза точно не равна нулю либо π из-за ненулевой полной ширины резонанса. Этот факт следует учитывать в суммарной фазе.

Исходя из [5, 12], для резонансной фазы можно получить следующее выражение через параметры *s*- и *p*-резонансов:

$$\phi_{res}(E) = \text{arccotg} \left[\frac{(E - E_s)(E - E_p) + \Gamma_s \Gamma_p / 4}{(E - E_s) \Gamma_p / 2 - (E - E_p) \Gamma_s / 2} \right]. \quad (7)$$

Таким образом, введение резонансной фазы в теоретическое рассмотрение позволяет восстановить информацию об общем канале реакции и в сочетании с энергетическими знаменателями в (4) и (5) описать наблюдаемую в эксперименте знаковую зависимость *P*-нечетных эффектов (1).

Из всего вышеизложенного мы можем сделать следующее заключение. Исследуя процесс, определяемый слабым взаимодействием (наблюдаем *P*-нечетную корреляцию), мы можем описать знак *P*-нечетного эффекта, принимая во внимание только сильное и электромагнитное взаимодействия. Отсюда следует вывод, что во всех этих случаях знак, связанный со слабым взаимодействием, постоянен [17]. Этот, на первый взгляд парадоксальный, результат может найти объяснение с точки зрения физики слабых взаимодействий.

При низких энергиях *P*-нечетные ядерные силы описываются набором шести констант, определяющих обмен π -, ρ -, ω -мезонами между нуклонами [18, 19]. Такой обмен соответствует слабым заряженным и нейтральным токам со следующими правилами отбора по изоспину:

$$|\Delta T| = 0, 1, 2. \quad (8)$$

Хорошо известно [20, 21], что вклад нейтральных токов с $|\Delta T| = 1$ в *P*-нечетные ядерные силы сильно подавлен. Оценки [22] дают малый вклад изотензорного взаимодействия ($|\Delta T| = 2$), которое пропадает при суммировании по координатам нуклонов [23]. Отсюда следует, что в реакциях с нейтронами мы с большой вероятностью имеем дело с изоскалярной компонентой слабого нуклон-нуклонного взаимодействия [17]. Другими словами, если изоспин нейтронных резонансов равен нулю, то в формировании эффекта будет участвовать всегда одинаковый набор констант, давая одинаковый знак слабого взаимодействия, в согласии с экспериментом.

Прогресс в экспериментальных исследованиях *P*-нечетных эффектов ставит перед теорией ядра ряд вопросов, положительный ответ на которые должен быть получен в ближайшем будущем:

- полная скоррелированность знаков амплитуд и W_{sp} в формулах (4) и (5), амплитуд *P*-четных и *P*-нечетных эффектов в делении [24, 25];

- изоспин в средних и тяжелых ядрах как хорошее квантовое число;
- возможность создания эффективного одночастичного слабого ядерного потенциала.

В заключение автор хотел бы выразить признательность сотрудникам Отдела нейтронных исследований ПИЯФ РАН за многочисленные и полезные обсуждения.

Работа поддерживается Государственной программой “Фундаментальная ядерная физика” (грант # 134-08).

1. В. А. Весна, Э. А. Коломенский, В. М. Лобашев и др., Письма в ЖЭТФ **36**, 169 (1982).
2. Л. М. Смотрицкий, В. Н. Добрынин, Препринт ПИЯФ-2041, Гатчина, 1995.
3. S. L. Stephenson, J. D. Bowman, B. E. Crawford et al., Phys. Rev. **C58**, 1236 (1998).
4. Л. М. Смотрицкий, Препринт ПИЯФ-2307, Гатчина, 1999; Л. М. Смотрицкий, ЯФ **64**, 1 (2001) (в печати).
5. О. П. Сушков, В. В. Фламбаум, УФН **136**, 3 (1982).
6. V. E. Bunakov, V. P. Gudkov, Nucl. Phys. **A401**, 93 (1983).
7. Л. М. Смотрицкий, Препринт ПИЯФ-2418, Гатчина, 2001.
8. Yu. G. Abov, O. N. Ermakov, I. L. Karpikhin et al., Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. **A284**, 80 (1989).
9. V. V. Flambaum and O. P. Sushkov, Nucl. Phys. **A435**, 352 (1985).
10. В. П. Алфименков, УФН **144**, 361 (1984).
11. E. A. Kolomensky, V. M. Lobashev, A. N. Pirozhkov et al., Phys. Lett. **107B**, 272 (1981).
12. Л. Д. Ландау и Е. М. Лившиц, *Квантовая механика*, М.: Физматгиз, 1963, с. 594; Л. Валантэн, *Субатомная физика: ядра и частицы*, М.: Мир, 1986, т. 1, с. 74.
13. И. С. Шапиро, УФН **95**, 647 (1968).
14. C. M. Frankle, J. D. Bowman, J. E. Bush et al., Phys. Rev. **C46**, 778 (1992).
15. В. П. Алфименков, С. Б. Борзаков, Ю. Д. Мареев и др., ЯФ **52**, 927 (1990).
16. В. П. Алфименков, С. Б. Борзаков, Ю. Д. Мареев и др., Краткие сообщения ОИЯИ # 10-85, 19 (1985), Дубна.
17. L. M. Smotrisky, *Proc. of the 12th Int. Symp. on High-Energy Spin Physics (SPIN 96)*, Eds. C. W. de Jager et al., World Scientific, 1997, p. 657; L. M. Smotrisky, Yu. E. Loginov, and P. A. Sushkov, *Proc. of the 9th Int. Symp. on Capture Gamma-Ray Spectr. and Related Topics*, Eds. G. L. Molnar et al., Springer 1997, p. 628; L. M. Smotrisky, *Abstract of contributed Papers INPC-98*, Paris, Aug. 24–28, 1998, p. 733; L. M. Smotrisky, *Int. Workshop on Parity Violation in Atomic, Nuclear and Hadronic Systems*, ECT* Trento, Jun. 5–16, 2000 (unpublished).
18. E. G. Adelberger and W. C. Haxton, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **35**, 501 (1985).
19. G. A. Lobov, Nucl. Phys. **A577**, 449 (1994).
20. S. A. Page, H. C. Evans, G. T. Ewan et al., Phys. Rev. **C35**, 1119 (1987).
21. M. Bini, T. F. Fazzini, G. Poggi et al., Phys. Rev. **C38**, 1195 (1988).
22. M. Horoi, G. Clausnitzer, B. A. Brown et al., Phys. Rev. **C50**, 775 (1994).
23. W. C. Haxton, *Invited talk, Workshop on Parity Violation in Hadronic System*, TRIUMF, May 1987.
24. В. А. Весна, В. А. Князьков, Э. А. Коломенский и др., Письма в ЖЭТФ **31**, 704 (1980).
25. А. Я. Александрович, Т. К. Звездкина, Д. В. Николаев и др., ЯФ **39**, 805 (1984).