

О ПРОВЕРКЕ Т-ИНВАРИАНТНОСТИ В ПОЛНОМ СЕЧЕНИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С НЕПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ЯДРАМИ С ПРИМЕНЕНИЕМ ТЕОРЕМЫ ПОЛЯРИЗАЦИЯ–АСИММЕТРИЯ

В. Р. Ской*

Лаборатория нейтронной физики им. И. М. Франка,
Объединенный институт ядерных исследований
141980, Дубна, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 28 ноября 2023 г.,
после переработки 24 апреля 2023 г.
Принята к публикации 30 апреля 2023 г.

К настоящему времени нарушение Т-инвариантности (ТИ) экспериментально установлено для распадов [J.H. Christenson et al., Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964)] и осцилляций [A. Angelopoulos et al., Phys. Lett. B **444**, 43 (1998)] нейтральных каонов. Феноменологически, нарушение ТИ в системе нейтральных каонов связано с отличием от нуля (или π) фазы Кобаяши–Маскавы в Стандартной модели электрослабого взаимодействия. Для нуклон-ядерных взаимодействий эта фаза оказывается очень малой [P. Herszeg, in *Symmetries and Fundamental Interactions in Nuclei*, World Scientific, Singapore (1995), p.89]. Оценки величины нуклон-нуклонного матричного элемента, соответствующего нарушению ТИ в рамках различных моделей, приведены в работе [V. Gudkov, in *Fundamental Physics with Pulsed Neutron Beams*, World Scientific, Singapore (2001), p.117]. Все они малы и имеют большой разброс. Поэтому проверка ТИ в ядерных процессах является по существу поиском иных механизмов ее нарушения. Ниже приводится описание методики эксперимента по проверке ТИ в полных сечениях взаимодействия резонансных нейтронов низких энергий с неполяризованными ядрами с применением теоремы Поляризация–Асимметрия.

DOI: 10.31857/S0044451023090067
EDN: KCJRGY

взаимодействия нейтрона, движущегося вдоль оси z с ядром мишени имеет вид

$$H = \frac{2\pi\hbar}{m} n_t (a s_0 + b \sigma_z) = \frac{2\pi\hbar}{m} n_t a s_0 + b' \sigma_z. \quad (1)$$

1. ПА-ТЕОРЕМА В ТРАНСМИССИИ НЕЙТРОНОВ

Теорема Поляризация–Асимметрия (ПА-теорема) сформулирована в работах [1, 2]: если имеет место Т-инвариантность (ТИ), то для неполяризованного падающего пучка частиц со спином 1/2 поляризация P рассеянных частиц равна асимметрии A при рассеянии полностью поляризованного пучка.

Рассмотрим трансмиссию нейтронов через неполяризованную мишень с учетом нарушения Р-четности. Феноменологический гамильтониан

Здесь m — масса нейтрона, a — амплитуда сильного, b — слабого Р-нечетного взаимодействия, n_t — плотность ядер мишени, s_0 — единичная матрица, σ_z — матрица Паули. Амплитуда b имеет размерность длины, b' — частоты. Включение слабого Р-нечетного взаимодействия связано с выполнением условий ПА-теоремы поскольку должно быть взаимодействие, обеспечивающее появление асимметрии и поляризации. Сильное взаимодействие эти условия не обеспечивает, поскольку ядра мишени не поляризованы.

Эволюция спиновой матрицы плотности нейтронного пучка при прохождении мишени за время t определяется оператором

$$U = e^{iHt} = \eta [\cos(b't) s_0 + i \sin(b't) \sigma_z], \quad (2)$$

* E-mail: skoy@nf.jinr.ru

где

$$\eta = \exp(-2\pi i \lambda a n_t d),$$

$d = vt$ — толщина мишени, $\lambda = \hbar/mv$ — длина волны и v — скорость нейтрона.

Теперь добавим спиновый фильтр, селекционирующий спины нейтронов вдоль направления пучка с эффективностью p . Рассмотрим две схемы измерения. В первой мишень расположена после спинового фильтра (поляризатора). В этом случае спиновая матрица плотности нейтронов на входе мишени имеет вид

$$\rho_{p\pm} = \frac{1}{2}(s_0 \pm p\sigma_z). \quad (3)$$

Во второй схеме мишень находится перед спиновым фильтром, который теперь выполняет роль анализатора поляризации нейтронов, после их прохождения через мишень. Теперь спиновая матрица на входе мишени соответствует неполяризованному пучку:

$$\rho_{p\pm} = \frac{1}{2}s_0. \quad (4)$$

С помощью первой схемы измеряется разность (асимметрия) A величин трансмиссии нейтронов через мишень $T_{p\pm}$ при изменении направления поляризации нейтронов на входе:

$$T_{p\pm} = \text{Tr}(U\rho_{p\pm}U^+),$$

$$A = \frac{T_{p+} - T_{p-}}{T_{p+} + T_{p-}}. \quad (5)$$

С помощью второй схемы измеряется поляризация P , которая возникает в нейтронном пучке при его прохождении через мишень:

$$\rho'_0 = U\rho_0U^+,$$

$$P = \frac{\text{Tr}(\rho'_0 p\sigma_z)}{\text{Tr}(\rho'_0)}. \quad (6)$$

Асимметрия A и поляризация P возникают за счет Р-нечетного слабого взаимодействия. Непосредственные вычисления приводят к выражениям

$$A = P = \frac{2p \text{Im} [\sin(b't)^* \cos(b't)]}{|\sin(b't)|^2 + |\cos(b't)|^2} =$$

$$= -p \text{th}(2 \text{Im} b't). \quad (7)$$

Или, с учетом оптической теоремы и связи между b' и b , получаем

$$A = P = p \text{th}(4\pi\lambda \text{Im} b n_t d)$$

$$= p \text{th}(\sigma_P n_t d), \quad (8)$$

где σ_P — часть полного сечения, связанная с Р-нечетным взаимодействием. Таким образом из (7) следует, что в трансмиссии нейтронов при наличии Р-нечетного эффекта ПА-теорема выполняется. Если в (7) величины $\text{Im} b'$ для A и P , как для взаимно обратных во времени процессов будут разными, то это означает нарушение ТИ. Ниже такое нарушение ТИ будет рассмотрено на примере модели двухуровневого приближения.

2. НАРУШЕНИЕ Т-ИНВАРИАНТНОСТИ

Взаимодействие нейтронов с ядрами рассматривается в рамках S-матричного подхода:

$$S = 1 + iT,$$

где T — матрица перехода, элементы которой определяются между начальным и конечным состояниями реакции. В нашем случае $T \sim v_P$ соответствует Р-нечетному слабому взаимодействию. При обращении времени в первом порядке по v_P ее элементы преобразуются как [3]

$$\langle f|T|i\rangle \rightarrow \langle f|T|i\rangle^+ = \langle i|T|f\rangle^* = \langle f|T^+|i\rangle. \quad (9)$$

Если слабое взаимодействие нарушает только Р-четность и v_P — вещественно, то ТИ имеет место, т.е. T является эрмитовой. Вещественность v_P следует из энергетической зависимости Р-нечетных эффектов, например в полных сечениях взаимодействия нейтронов с ядрами [4, 5]. С учетом (9) и положив $v_P \rightarrow v_P + iv_T$, представим амплитуды b в виде

$$b_+ = \langle f|v_P + iv_T|i\rangle = (v_P + iv_T)\varphi_f\varphi_i,$$

$$b_+ \rightarrow b_- = \langle f|v_P - iv_T|i\rangle = (v_P - iv_T)\varphi_f\varphi_i, \quad (10)$$

где φ_i, φ_f — скалярные функции состояний ядра, явный вид которых будет рассмотрен в следующем разделе. Приняв указанные допущения, получим

$$\text{Im} b_+ = v_P \text{Im}(\varphi_i\varphi_f) + v_T \text{Re}(\varphi_i\varphi_f),$$

$$\text{Im} b_- = v_P \text{Im}(\varphi_i\varphi_f) - v_T \text{Re}(\varphi_i\varphi_f). \quad (11)$$

Видно, что мнимые части b_{\pm} отличаются по величине, если $v_T \neq 0$. Поскольку эксперименты по измерению A и P являются взаимно обратными во времени, то подставив в выражение для одной из этих величин (любой) $b \rightarrow b_+$, а для другой $b \rightarrow b_-$, получим с учетом (10)

$$A - P = -p \text{th}(2\lambda \text{Im} b_+ n_t d) +$$

$$+p \operatorname{th}(2\lambda \operatorname{Im} b_{-n_t} d). \quad (12)$$

Учитывая малость эффекта как для v_P так и для v_T , а значит и аргумента тангенса:

$$\begin{aligned} A - P &\approx -2p\lambda n_t d (\operatorname{Im} b_+ - \operatorname{Im} b_-) = \\ &= -4p\lambda n_t d v_T \operatorname{Re}(\varphi_i \varphi_f). \end{aligned} \quad (13)$$

Значит, мнимую часть v_T можно интерпретировать как величину матричного элемента взаимодействия, нарушающего ТИ. Таким образом, в рамках ПА-теоремы найдено достаточное условие нарушения ТИ для трансмиссии нейтронов: различие амплитуд слабого Р-нечетного взаимодействия для прямого и обратного процессов. Поляризация ядер мишени не потребовалось.

3. S-МАТРИЧНАЯ СТРУКТУРА АМПЛИТУДЫ b

Нарушение Р-четности в трансмиссии в рамках двухуровневого приближения описывается элементами S-матрицы $S(l_1, j_1, l_2, j_2)$, где l — орбитальный и j — полный момент нейтрона в начальном и конечном состояниях. Для трансмиссии нейтронов низких энергий эти элементы соответствуют смешиванию слабым взаимодействием уровней составного ядра с противоположными четностями (s - и p -резонансов) [3, 6]. Диаграммы, соответствующие этим процессам показаны на рис.1. Здесь v_P — матричный элемент Р-нечетного взаимодействия, индексы s и p относятся к резонансам составного ядра со спином J , с энергиями и полными ширинами $E_{s,p}$, и $\Gamma_{s,p}$, соответственно, g_J — спиновый коэффициент. Величины γ_s и $\gamma_{p\frac{1}{2}}$ — амплитуды нейтронных ширин s -резонанса и p -резонанса с полным моментом $j = 1/2$. Поскольку вклад этих процессов в нарушение Р-четности равновероятен, то

$$b_P \sim S\left(0, \frac{1}{2}, 1, \frac{1}{2}\right) + S\left(1, \frac{1}{2}, 0, \frac{1}{2}\right). \quad (14)$$

С другой стороны, эти диаграммы можно рассматривать как взаимно обращенные во времени. Значит амплитуда, связанная с нарушением ТИ должна иметь структуру

$$b_T \sim S\left(0, \frac{1}{2}, 1, \frac{1}{2}\right) - S\left(1, \frac{1}{2}, 0, \frac{1}{2}\right). \quad (15)$$

Что означает различие вероятностей прямого и обратного во времени процессов. Перемножение слева направо величин, указанных на рис.1 с заменой

в первой диаграмме $v_P \rightarrow v_P + iv_T$, а во второй $v_P \rightarrow v_P - iv_T$ (или наоборот) приводит к явным выражениям для амплитуд (14) и (15):

$$\begin{aligned} S\left(0, \frac{1}{2}, 1, \frac{1}{2}\right) &= -i\frac{\lambda}{2} g_J \frac{\gamma_s \gamma_{p\frac{1}{2}}}{\Delta E_s \Delta E_p} (v_P + iv_T), \\ S\left(1, \frac{1}{2}, 0, \frac{1}{2}\right) &= -i\frac{\lambda}{2} g_J \frac{\gamma_s \gamma_{p\frac{1}{2}}}{\Delta E_s \Delta E_p} (v_P - iv_T), \\ b_P &= i \left[S\left(0, \frac{1}{2}, 1, \frac{1}{2}\right) + S\left(1, \frac{1}{2}, 0, \frac{1}{2}\right) \right], \\ b_T &= S\left(0, \frac{1}{2}, 1, \frac{1}{2}\right) - S\left(1, \frac{1}{2}, 0, \frac{1}{2}\right), \end{aligned} \quad (16)$$

где v_T — матричный элемент взаимодействия, нарушающего ТИ и $\Delta E_{s,p}$ — знаменатели, приведенные на рис.1. Отсутствие мнимой единицы в выражении для b_T связано с тем, что сам матричный элемент мнимый. Поскольку для рассмотренных S-матричных структур было доказано существование факторов динамического и резонансного усиления эффектов нарушения Р-четности и ТИ [7, 8], то эти факторы действуют и в рассматриваемом случае проверки ПА-теоремы.

Модельное приближение, описанное в предыдущем разделе означает, что функциям состояний φ_i и φ_f отвечают выражения слева и справа от кружка, который на диаграммах соответствует слабому взаимодействию. По условию модели, нарушение ТИ затрагивает только сам кружок, приводя к замене iv_T на $-iv_T$, но не приводит к комплексному сопряжению Брайт-Вигнеровских амплитуд, которые определяются сильным взаимодействием (величины γ_s и $\gamma_{p\frac{1}{2}}$) и являются Т-инвариантными.

Применяя оптическую теорему к амплитудам b_P и b_T можно перейти к полным сечениям и построить необходимый набор величин для определения измеряемых A и P :

$$\begin{aligned} A &= p \operatorname{th}[(\sigma_P + \sigma_T) n_t d], \\ P &= p \operatorname{th}[(\sigma_P - \sigma_T) n_t d]. \end{aligned} \quad (17)$$

В силу малости аргумента тангенса, имеем

$$A - P \sim 2p\sigma_T n_t d. \quad (18)$$

Здесь сечение σ_T соответствует амплитуде b_T в (16):

$$\begin{aligned} \sigma_T &= \frac{\pi \lambda^2 g_J \gamma_s \gamma_{p\frac{1}{2}} v_T}{\left[(E - E_s)^2 + \Gamma_s^2/4 \right] \left[(E - E_p)^2 + \Gamma_p^2/4 \right]} \times \\ &\times \left[(E_s - E) \Gamma_p + (E_p - E) \Gamma_s \right]. \end{aligned} \quad (19)$$

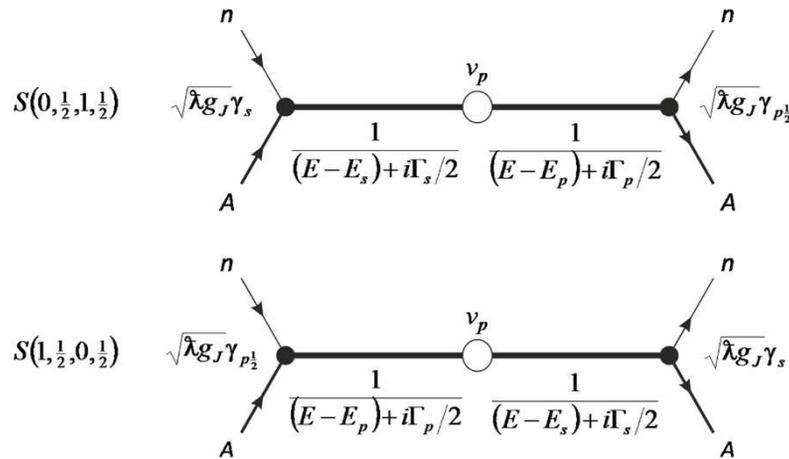


Рис. 1. Диаграммы процессов, соответствующих нарушению Р-четности

На рис.2 показана расчетная зависимость эффекта $|A - P|$ для мишени на основе ^{139}La в p -резонансе 0.734 эВ, где был обнаружен значительный Р-нечетный эффект в трансмиссии [5]. При расчетах полагалось $p = 1$, $v_p = 4.2 \cdot 10^{-3}$ эВ, что соответствует наблюдаемой величине Р-нечетного эффекта. Величина $v_T = 10^{-3}v_p$ была выбрана, поскольку согласно существующим оценкам измерить эффект на меньшем уровне за разумное время 1–2 года даже на самых мощных нейтронных источниках проблематично.

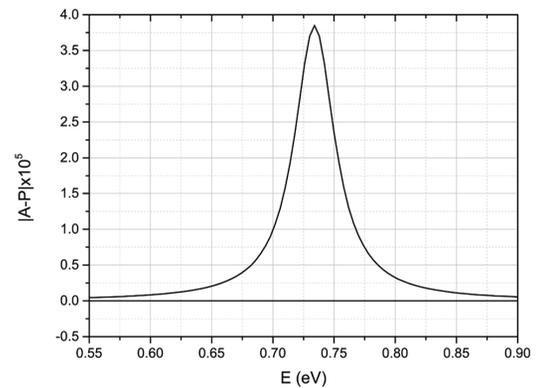


Рис. 2. Расчетный эффект $|A - P|$ для мишени $^{139}\text{LaAlO}_3$ толщиной 3 см в p -резонансе 0.734 эВ. Эффективность спинового фильтра $p = 1$

4. МАТРИЧНЫЙ ЭЛЕМЕНТ ЧИСТО МНИМЫЙ

В этом случае Р-четность сохраняется и $v_p = 0$. Это возможно, если p -резонанс формируется исключительно нейтронами с полным моментом $j = 3/2$ и смешивания с s -резонансом нет. Возникновение поляризации в проходящем неполяризованном пучке и асимметрии в поляризованном, связано только с взаимодействием, нарушающим ТИ, но сохраняющим Р-четность:

$$b_T \sim S\left(l, \frac{1}{2}, l, \frac{3}{2}\right) - S\left(l, \frac{3}{2}, l, \frac{1}{2}\right), \quad (20)$$

где матричные элементы соответствуют переходам между состояниями с одинаковыми орбитальными l , но разными полными моментами j нейтрона. В двухуровневом приближении это соответствует двум p -резонансам. Поляризация и асимметрия в этом слу-

чае равны по величине, но имеют противоположные знаки. При этом в принципе нет необходимости проверять ПА-теорему. Достаточно наблюдения дихроизма (разности полных сечений) для поляризованных нейтронов или появления поляризации в пучке — просто по принципу исключения других причин, поскольку ядра мишени не поляризованы. Однако для этого нужна гарантия полного отсутствия Р-нечетных эффектов в рассматриваемых p -резонансах. Экспериментальная оценка величины нарушения ТИ при $v_p = 0$ была получена в [9].

5. ПОПЕРЕЧНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ НЕЙТРОНОВ

ПА-теорема формулирует минимальные условия для проверки ТИ: частицы должны быть поляризованы. Но она ничего не говорит о направлении поляризации. Это направление определяется физикой процесса. Однако двухуровневое приближение также ничего не говорит о направлении поляризации. Поэтому возможна проверка ПА-теоремы не только для рассмотренной продольной относительно импульса поляризации нейтронов (спиральности), но и для поперечной. При этом P -нечетный эффект отсутствует, но в отличие от рассмотренного случая $v_P = 0$, двухуровневое приближение по-прежнему соответствует смешиванию состояний с противоположными (15), а не одинаковыми (20) четностями. При поперечной поляризации мы «выключаем» P -нечетное взаимодействие, но из двухуровневого приближения не следует, что нарушающее ТИ взаимодействие также выключается.

6. СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ОШИБКИ

Очевидными источниками систематических ошибок являются следующие.

1. Различие условий на детекторе нейтронов до и после перестановки или поворота мишени вокруг спинового фильтра.

2. Наличие магнитного поля, которое может повернуть спин нейтрона на пути между мишенью и спиновым фильтром.

3. При использовании магнитного канала транспортировки (соленоида), на спин может оказывать влияние несоосность пучка и поля в соленоиде.

Первая проблема в принципе решается по результатам измерений вне p -резонанса, поскольку эффект там намного меньше, чем в резонансе, а влияние окружения детектора то же самое. Можно выполнить измерение на неполяризованном пучке (спиновый фильтр присутствует, но его ядра не поляризованы, $p = 0$). Решение второй проблемы, помимо чисто технической стороны требует изучения измеряемых величин при заданных параметрах магнитного поля. Например, если поле M лежит в плоскости YZ и составляет с осью Z угол θ , то в гамильтониан (1) помимо амплитуд a и b нужно включить еще слагаемое

$$c = \sigma_y (\mu_n M / \hbar) \sin \theta, \quad (21)$$

где μ_n — магнитный момент нейтрона.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные в (15), (16) и (20) модели двухуровневого приближения с комплексным матричным элементом обычно применяются для описания нарушения ТИ при взаимодействии поляризованных нейтронов с поляризованными или выстроенными ядрами. Проведенный анализ показывает, что эти же модели приводят и к нарушению ПА-теоремы, проверка которой однако не требует поляризованных или выстроенных мишеней.

Задачу можно было решать и в обратном порядке. Используя двухуровневое приближение с комплексным матричным элементом, получить амплитуду b в виде (16). Затем подставить ее в гамильтониан (1) и рассчитать величины A и P с учетом того, что для одной из них нужно заменить b_+ на b_- , поскольку процессы измерения A и P взаимно обратные во времени. Таким образом снова получим результат в форме (18).

Для экспериментов по проверке ПА-теоремы необходим лишь спиновый фильтр (поляризатор/анализатор). Если нейтронный источник обеспечивает достаточно высокое энергетическое разрешение, то преимущество имеет «всеволновой» фильтр на основе поляризованной протонной мишени, который эффективен для нейтронов с энергий до 20 кэВ. Для p -волновых резонансов с энергией порядка 1–2 эВ возможно применение фильтра на основе поляризованных ядер ${}^3\text{He}$. Систематические ошибки (ложные эффекты) предлагаемой методики преодолимы в значительно большей степени, чем в методиках с поляризованной [10–13] и выстроенной [14] мишенью.

Данная работа является по сути логическим завершением [12], где ПА-теорема предлагалась для устранения ложных эффектов, возникающих из-за поляризации мишени. Однако того, что применение ПА-теоремы делает поляризацию мишени вообще не нужной, тогда никем понято не было, в том числе автором.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. H. Dalitz, Proc. Phys. Soc. A **65**, 175 (1952).
2. Р. Блин-Стойл, *Фундаментальные взаимодействия и атомное ядро*, Мир, Москва (1976).
3. В. Е. Бунаков, ЭЧАЯ **26**, 285 (1995).

4. В. П. Алфименков, УФН **144**, 361 (1984).
5. В. П. Алфименков и др., Письма ЖЭТФ **35**, 42 (1982).
6. V. E. Bunakov, L.V. Pikelner, Prog. Part. Nucl. Phys. **39**, 337 (1997).
7. О. П. Сушков, В. В. Фламбаум, Письма ЖЭТФ **32**, 377 (1980).
8. V. E. Bunakov, V.P. Gudkov, Z. Phys. A **303**, 285 (1981).
9. A. L. Barabanov et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 1216 (1993).
10. L. Stodolsky, Phys. Lett. B **172**, 5 (1986).
11. А. П. Серебров, Письма ЖЭТФ **58**, 15 (1993).
12. V. R. Skoy, Phys. Rev. D **53**, 4070 (1996).
13. Y. Masuda, Nucl. Instr. Meth. A **440**, 632 (2000).
14. А. Г. Беда, В.Р. Ской, ЭЧАЯ **38**, 1477 (2007).