

КРИТИКА Т-НУЛЬ ТЕОРЕМЫ И НОВЫЙ ПОДХОД К ПОИСКУ НАРУШЕНИЙ T -ИНВАРИАНТНОСТИ В КВАНТОВЫХ СИСТЕМАХ

© 2019 г. С. Г. Кадменский^{1)*}, П. В. Кострюков¹⁾

Поступила в редакцию 25.12.2018 г.; после доработки 25.12.2018 г.; принята к публикации 25.12.2018 г.

В ряде работ для бинарных по входным и выходным каналам ядерных реакций с участием поляризованных частиц была доказана T -нуль теорема об отсутствии обращающихся в нуль наблюдаемых в таких реакциях величин при использовании представлений $\mathcal{T}$ -матриц реакции, учитывающих общие законы сохранения вместе с условиями T -инвариантности в “динамически независимом” подходе. Этот подход ориентирован не только на известные, но и на еще неизвестные механизмы протекания указанных реакций. В настоящей работе при использовании условий T -инвариантности проанализированы правила отбора конкретных механизмов, позволяющих описывать наблюдаемые характеристики многочастичных многоступенчатых ядерных реакций $a \rightarrow b$ с участием поляризованных частиц. Показано, что связанные условиями T -инвариантности компоненты с определенными P - и T -четностями в дифференциальных сечениях исходных $a \rightarrow b$ и обращенных к ним по времени $\bar{b} \rightarrow \bar{a}$ ядерных реакций обусловлены едиными механизмами их появления и могут быть выражены через единые скалярные функции, различающиеся для реакций $a \rightarrow b$ и $\bar{b} \rightarrow \bar{a}$ перестановкой каналов и изменением знаков импульсов и спинов, участвующих в реакциях частиц на противоположные. Это позволяет, во-первых, отобрать среди всех возможных T -инвариантных механизмов только один механизм, одновременно описывающий характеристики рассматриваемых компонент для реакций $a \rightarrow b$ и $\bar{b} \rightarrow \bar{a}$, и отбросить все остальные. Во-вторых, получить в ряде случаев нулевые значения для некоторых компонент дифференциальных сечений указанных реакций, что показывает ограниченность области применимости рассмотренной выше T -нуль теоремы и позволяет использовать эти компоненты в сечении исходной реакции $a \rightarrow b$ для исследования природы T -неинвариантных взаимодействий.

DOI: 10.1134/S0044002719030127

1. ВВЕДЕНИЕ

Анализ влияния T -инвариантности и ее нарушения [1–5] на характеристики квантовых систем является одной из актуальных задач современной физики. Особую окраску этот анализ приобретает при исследовании ядерных реакций с участием не только ядер, но и различных элементарных частиц. В этом случае условие T -инвариантности сводится к равенству матричных элементов $\mathcal{T}$ -матрицы $\mathcal{T}_{ba}$ и $\mathcal{T}_{\bar{a}\bar{b}}$ для исходной $a \rightarrow b$ и обращенной к ней по времени $\bar{b} \rightarrow \bar{a}$ реакций и следующей из этого равенства пропорциональности дифференциальных сечений исходной $\frac{d\sigma_{ba}}{d\Omega_b}$ и обращенной к ней по времени $\frac{d\sigma_{\bar{a}\bar{b}}}{d\Omega_{\bar{a}}}$ реакций. В работе [6] при анализе дифференциальных сечений $\frac{d\sigma_{ba}}{d\Omega_b}$ бинарных эксклюзивных ядерных реакций $a \rightarrow b$ с участием поляризованных частиц доказана T -нуль теорема об отсутствии обращающихся в нуль при выполнении условия T -инвариантности наблюдаемых ве-

личин в указанной реакции. В дальнейшем T -нуль теорема была обобщена в работе [7] и для ряда бинарных инклюзивных ядерных реакций. Результаты работ [6, 7] были получены при использовании представлений $\mathcal{T}$ -матриц указанных реакций, учитывающих только общие законы сохранения вместе с условиями T -инвариантности при “динамически независимом” подходе, ориентированном не только на известные, но и на еще неизвестные механизмы протекания указанных реакций.

Указанные результаты [6, 7] вызывают естественную критику. Понимание природы наблюдаемых реакций $a \rightarrow b$ при сохранении T -симметрии возникает тогда, когда экспериментальные характеристики указанных реакций с достаточной точностью удается описать теоретически при использовании одного из известных T -инвариантных механизмов их протекания. При этом все другие возможные T -инвариантные механизмы, не согласующиеся с наблюдаемыми характеристиками исследуемых реакций, должны быть отброшены. Это означает, что условия T -инвариантности в рассматриваемом случае имеют важное прикладное значение, поскольку они позволяют отобрать из

¹⁾Воронежский государственный университет, Россия.

*E-mail: kadmensky@phys.vsu.ru

всех известных T -инвариантных механизмов протекания реакций только некоторые и исключить все остальные. При отсутствии согласия наблюдаемых и построенных теоретически характеристик анализируемых реакций при использовании любого из известных T -инвариантных механизмов приходится предположить, что либо существуют еще неизвестные T -инвариантные механизмы, либо на характеристики реакций влияют T -неинвариантные взаимодействия.

Целью настоящей работы является получение соотношений, связывающих компоненты с определенными P - и T -четностями $\left(\frac{d\sigma_{ba}}{d\Omega_b}\right)_i$ и $\left(\frac{d\sigma_{\bar{a}\bar{b}}}{d\Omega_a}\right)_i$ в дифференциальных сечениях $\frac{d\sigma_{ba}}{d\Omega_b}$ многочастичной ядерной реакции $a \rightarrow b$ и $\frac{d\sigma_{\bar{a}\bar{b}}}{d\Omega_a}$ обращенной к ней по времени реакции $\bar{b} \rightarrow \bar{a}$, базирующихся на исследованных в работах [8–13] условиях T -инвариантности. При этом компоненты обращенной по времени реакции $\bar{b} \rightarrow \bar{a}$ определяются на основе спиновой матрицы плотности $\rho_{\bar{b}}$, однозначно связанной с матрицей плотности ρ_a начального канала реакции $a \rightarrow b$, и единых физических механизмов появления указанных компонент в дифференциальных сечениях реакций $a \rightarrow b$ и $\bar{b} \rightarrow \bar{a}$. Применение полученных условий позволяет проводить отбор механизмов описания экспериментальных характеристик указанных компонент дифференциального сечения исходной реакции $a \rightarrow b$, удовлетворяющих условиям T -инвариантности.

2. УСЛОВИЯ T -ИНВАРИАНТНОСТИ ДЛЯ АМПЛИТУД МНОГОЧАСТИЧНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Рассмотрим многочастичные многоступенчатые ядерные реакции $a \rightarrow b$, где начальный a и конечный b -каналы реакций включают частицы $a_1, a_2, \dots, a_{n_a}$ при $n_a \geq 2$ и $b_1, b_2, \dots, b_{n_b}$ при $n_b \geq 2$ соответственно, среди которых появляются поляризованные частицы. Гамильтониан исследуемой квантовой системы $\mathbf{H}$, зависящий от полного набора ξ пространственных, спиновых и прочих координат указанной системы, представляется как [2]

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_a + \mathbf{V}_a = \mathbf{H}_b + \mathbf{V}_b, \quad (1)$$

где $\mathbf{H}_a$ и $\mathbf{H}_b$ — невозмущенные части гамильтониана $\mathbf{H}$, соответствующие суммам гамильтонианов свободных частиц начального a и конечного b -каналов исследуемой реакции, а $\mathbf{V}_a$ и $\mathbf{V}_b$ — суммы потенциалов взаимодействия частиц указанных каналов реакции. Невозмущенные взаимодействием

волновые функции начального a - и конечного b -каналов реакции Φ_a и Φ_b являются решениями стационарных уравнений Шредингера:

$$(\mathbf{H}_a - E_a) \Phi_a = 0; \quad (\mathbf{H}_b - E_b) \Phi_b = 0, \quad (2)$$

где энергии E_a и E_b начального и конечного каналов лежат на массовой поверхности системы, когда справедливо равенство $E_a = E_b = E$, и в системе центра масс указанной реакции представляются в виде

$$\begin{aligned} \Phi_a &= \varphi_a \chi_{sm} \prod_{1 \leq i \leq n_a - 1} e^{i\mathbf{k}_i \mathbf{r}_i} = |a\mathbf{k}_a sm\rangle; \\ \Phi_b &= \varphi_b \chi_{\sigma\mu} \prod_{1 \leq j \leq n_b - 1} e^{i\mathbf{k}_j \mathbf{r}_j} = |b\mathbf{k}_b \sigma\mu\rangle. \end{aligned} \quad (3)$$

В формуле (3) φ_a (φ_b) — волновые функции внутренних состояний частиц начального a (конечного b) каналов реакции, χ_{sm} ($\chi_{\sigma\mu}$) — спиновые функции каналов a (b) с суммарными спинами $s(\sigma)$ и их проекциями $m(\mu)$, $\mathbf{r}_i$, $\mathbf{k}_i$ ($\mathbf{r}_j$, $\mathbf{k}_j$) — координаты и волновые векторы относительного движения частиц в каналах a (b).

Амплитуды и дифференциальные сечения реакций $a \rightarrow b$ выражаются в рамках S -матричного формализма [2, 14, 15] через матричные элементы $\mathcal{T}_{ba}(a \rightarrow b)$ оператора реакции $\mathcal{T}(a \rightarrow b)$:

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_{ba}(a \rightarrow b) &= \langle \Phi_b | \mathcal{T}(a \rightarrow b) | \Phi_a \rangle = \\ &= \langle b\mathbf{k}_b \sigma\mu | \mathcal{T}(a \rightarrow b) | a\mathbf{k}_a sm \rangle, \end{aligned} \quad (4)$$

где оператор $\mathcal{T}(a \rightarrow b)$ зависит от типа реакции и определяется формулой:

$$\mathcal{T}(a \rightarrow b) = \mathbf{V}_a + \mathbf{V}_b (E - \mathbf{H} + i\eta)^{-1} \mathbf{V}_a. \quad (5)$$

При переходе к обратной реакции $b \rightarrow a$ матричный элемент $\mathcal{T}_{ab}(b \rightarrow a)$ оператора этой реакции $\mathcal{T}(b \rightarrow a)$ определяется выражением

$$\begin{aligned} \mathcal{T}_{ab}(b \rightarrow a) &= \langle \Phi_a | \mathcal{T}(b \rightarrow a) | \Phi_b \rangle = \\ &= \langle a\mathbf{k}_a sm | \mathcal{T}(b \rightarrow a) | b\mathbf{k}_b \sigma\mu \rangle, \end{aligned} \quad (6)$$

где оператор $\mathcal{T}(b \rightarrow a)$:

$$\mathcal{T}(b \rightarrow a) = \mathbf{V}_b + \mathbf{V}_a (E - \mathbf{H} + i\eta)^{-1} \mathbf{V}_b \quad (7)$$

отличается от оператора $\mathcal{T}(a \rightarrow b)$ (5) перестановкой потенциалов $\mathbf{V}_a$ и $\mathbf{V}_b$.

Поскольку энергии E_a и E_b начального и конечного каналов реакции $a \rightarrow b$ лежат на массовой поверхности, когда справедливо равенство $E_a = E_b = E$, то при использовании формул (1) и (2) операторы $\mathcal{T}(a \rightarrow b)$ (5) и $\mathcal{T}(b \rightarrow a)$ (7) для исходной $a \rightarrow b$ и обратной к ней $b \rightarrow a$ реакций выражаются [2, 11] через единый для рассматриваемых реакций обобщенный оператор реакции $\mathcal{T}^0$:

$$\mathcal{T}^0 = (\mathbf{H} - E) + \quad (8)$$

$$+ (\mathbf{H} - E) (E - \mathbf{H} + i\eta)^{-1} (\mathbf{H} - E).$$

В результате матричные элементы для исходной $a \rightarrow b$ и обратной к ней $b \rightarrow a$ реакций можно выразить через соответствующие матричные элементы от оператора $\mathcal{T}^0$:

$$\mathcal{T}_{ba}(a \rightarrow b) = \mathcal{T}_{ba}^0; \quad \mathcal{T}_{ab}(b \rightarrow a) = \mathcal{T}_{ab}^0. \quad (9)$$

Уравнения (2), помимо исходных волновых функций Φ_a и Φ_b , имеют решения, обращенные к ним по времени — волновые функции $\Phi_{\bar{a}}$ и $\Phi_{\bar{b}}$, определяемые [1–4] как

$$\Phi_{\bar{a}} = \overline{|\mathbf{a}\mathbf{k}_a s m\rangle} = \mathbf{T}\Phi_a, \quad (10)$$

$$\Phi_{\bar{b}} = \overline{|\mathbf{b}\mathbf{k}_b \sigma \mu\rangle} = \mathbf{T}\Phi_b,$$

где оператор обращения времени $\mathbf{T}$ имеет вид

$$\mathbf{T} = \mathbf{O}\mathbf{K}. \quad (11)$$

В формуле (11) $\mathbf{K}$ — оператор комплексного сопряжения, а $\mathbf{O}$ — унитарный оператор, удовлетворяющий условию

$$\mathbf{O}\mathbf{H}^*\mathbf{O}^\dagger = \mathbf{H}, \quad (12)$$

где $\mathbf{H}^*$ — комплексно-сопряженный гамильтониан исследуемой системы $\mathbf{H}$, а $\mathbf{O}^\dagger$ — оператор, эрмитово-сопряженный к оператору $\mathbf{O}$, причем $\mathbf{O}^\dagger = \mathbf{O}^{-1}$. Для любого оператора $\mathbf{Q}$ исследуемой системы можно ввести обращенный к нему по времени оператор $\bar{\mathbf{Q}}$, определяемый как [2]

$$\bar{\mathbf{Q}} = \mathbf{T}\mathbf{Q}^\dagger\mathbf{T}^{-1}, \quad (13)$$

где $\mathbf{T}^{-1} = \mathbf{K}\mathbf{O}^\dagger$. Из формул (12) и (13) следует равенство обращенного по времени гамильтониана системы $\bar{\mathbf{H}}$ исходному гамильтониану $\mathbf{H}$:

$$\bar{\mathbf{H}} = \mathbf{H}, \quad (14)$$

которое является условием T -инвариантности для исследуемой системы. Из (13) следует, что при обращении времени операторы $\mathbf{r}$, $\mathbf{p}$, $\mathbf{L}$ и $\mathbf{s}$ частицы меняют знаки

$$\bar{\mathbf{r}} = \mathbf{r}; \quad \bar{\mathbf{p}} = -\mathbf{p}; \quad \bar{\mathbf{L}} = -\mathbf{L}; \quad \bar{\mathbf{s}} = -\mathbf{s}. \quad (15)$$

Используя определение оператора $\bar{\mathbf{Q}}$ (13), матричный элемент $\bar{\mathbf{Q}}_{\bar{a}\bar{b}} = \langle \Phi_{\bar{a}} | \bar{\mathbf{Q}} | \Phi_{\bar{b}} \rangle$ этого оператора можно связать с матричным элементом $\mathbf{Q}_{ba} = \langle \Phi_b | \mathbf{Q} | \Phi_a \rangle$ оператора $\mathbf{Q}$ формулой [2, 3]

$$\mathbf{Q}_{ba} = \bar{\mathbf{Q}}_{\bar{a}\bar{b}}. \quad (16)$$

В качестве оператора $\mathbf{Q}$ используем обобщенный оператор реакции $\mathcal{T}^0$ (8) и учтем, что оператор $\bar{\mathcal{T}}^0$ при использовании соотношения (13) и условия самосопряженности оператора $\mathbf{H}$ (14) удовлетворяет условию [10]

$$\bar{\mathcal{T}}^0 = \mathcal{T}^0. \quad (17)$$

Тогда условие T -инвариантности для матричных элементов (9) можно представить в виде

$$\mathcal{T}_{ba}^0 = \mathcal{T}_{\bar{a}\bar{b}}^0. \quad (18)$$

В общем случае полная амплитуда исследуемой реакции $\mathcal{T}_{ba}^0$ может рассматриваться [9–13] как суперпозиция T -четных (even) и T -нечетных (odd) амплитуд $(\mathcal{T}_{ba}^0)_e$ и $(\mathcal{T}_{ba}^0)_o$

$$\mathcal{T}_{ba}^0 = (\mathcal{T}_{ba}^0)_e + (\mathcal{T}_{ba}^0)_o, \quad (19)$$

удовлетворяющих условиям

$$(\mathcal{T}_{ba}^0)_e = (\mathcal{T}_{\bar{b}\bar{a}}^0)_e; \quad (\mathcal{T}_{ba}^0)_o = -(\mathcal{T}_{\bar{b}\bar{a}}^0)_o. \quad (20)$$

Тогда учет T -инвариантности (18) приводит для амплитуд $(\mathcal{T}_{ba}^0)_e$ и $(\mathcal{T}_{ba}^0)_o$ к соотношениям:

$$(\mathcal{T}_{ba}^0)_e = (\mathcal{T}_{ab}^0)_e; \quad (\mathcal{T}_{ba}^0)_o = -(\mathcal{T}_{ab}^0)_o. \quad (21)$$

3. УСЛОВИЯ T -ИНВАРИАНТНОСТИ ДЛЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ МНОГОЧАСТИЧНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ С УЧЕТОМ СПИНОВОЙ ОРИЕНТАЦИИ ЧАСТИЦ В НАЧАЛЬНОМ КАНАЛЕ

Дифференциальное сечение $\frac{d\sigma_{ba}}{d\Omega_b}$ исследуемой реакции $a \rightarrow b$ с учетом спиновой ориентации частиц в начальном канале реакции a может быть представлено в виде [4]

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{ba}}{d\Omega_b} &= \frac{v_b}{v_a} \left(\frac{M_b}{2\pi\hbar^2} \right)^2 \times \\ &\times \sum_{\sigma\mu} \sum_{s m s' m'} \langle \mathbf{b}\mathbf{k}_b \sigma \mu | \mathcal{T}^0 | \mathbf{a}\mathbf{k}_a s m \rangle \times \\ &\times \rho_a(s m, s' m') \langle \mathbf{b}\mathbf{k}_b \sigma \mu | \mathcal{T}^0 | \mathbf{a}\mathbf{k}_a s' m' \rangle^*, \end{aligned} \quad (22)$$

где v_a (v_b) — относительные скорости частиц в начальном (конечном) каналах, M_b — приведенная масса частиц канала b , $\rho_a(s m, s' m')$ — спиновая матрица плотности начального канала a , выражаемая [8, 16] через произведение спиновых матриц входящих в начальный канал частиц $\rho_{a_i}(s_{a_i} m_{a_i}, s_{a_i}' m_{a_i}')$. В таком случае спиновую матрицу плотности $\rho_b(\sigma\mu, \sigma'\mu')$ конечного канала b реакции можно выразить [4] через спиновую матрицу плотности $\rho_a(s m, s' m')$ начального канала a :

$$\begin{aligned} \rho_b(\sigma\mu, \sigma'\mu') &= \left(\frac{d\tilde{\sigma}_{ba}}{d\Omega_b} \right)^{-1} \times \\ &\times \sum_{s m s' m'} \langle \mathbf{b}\mathbf{k}_b \sigma \mu | \mathcal{T}^0 | \mathbf{a}\mathbf{k}_a s m \rangle \times \\ &\times \rho_a(s m, s' m') \langle \mathbf{b}\mathbf{k}_b \sigma' \mu' | \mathcal{T}^0 | \mathbf{a}\mathbf{k}_a s' m' \rangle, \end{aligned} \quad (23)$$

где

$$\frac{d\tilde{\sigma}_{ba}}{d\Omega_b} = \frac{v_a}{v_b} \left(\frac{M_b}{2\pi\hbar^2} \right)^{-2} \frac{d\sigma_{ba}}{d\Omega_b}.$$

Тогда дифференциальное сечение $\frac{d\tilde{\sigma}_{\bar{a}\bar{b}}}{d\Omega_a}$ реакции $\bar{b} \rightarrow \bar{a}$, обращенной по времени к реакции $a \rightarrow b$, можно связать с амплитудами $\mathcal{T}_{\bar{a}\bar{b}}^0$ обращенной по времени реакции соотношением:

$$\frac{d\tilde{\sigma}_{\bar{a}\bar{b}}}{d\Omega_a} = \sum_{sm} \sum_{\sigma\mu\sigma'\mu'} \langle \overline{a\mathbf{k}_a sm} | \mathcal{T}^0 | \overline{b\mathbf{k}_b \sigma\mu} \rangle \times \quad (24)$$

$$\times \rho_{\bar{b}}(\overline{\sigma\mu}, \overline{\sigma'\mu'}) \langle \overline{a\mathbf{k}_a sm} | \mathcal{T}^0 | \overline{b\mathbf{k}_b \sigma'\mu'} \rangle^*.$$

В (24) $\rho_{\bar{b}}(\overline{\sigma\mu}, \overline{\sigma'\mu'})$ — спиновая матрица плотности канала $\bar{b}$, которая по аналогии с формулой (23) определяется через обратную реакцию $\bar{a} \rightarrow \bar{b}$ как

$$\rho_{\bar{b}}(\overline{\sigma\mu}, \overline{\sigma'\mu'}) = \left(\frac{d\tilde{\sigma}_{\bar{b}\bar{a}}}{d\Omega_b} \right)^{-1} \times \quad (25)$$

$$\times \sum_{s_1 m_1 s_2 m_2} \langle \overline{b\mathbf{k}_b \sigma\mu} | \mathcal{T}^0 | \overline{a\mathbf{k}_a s_1 m_1} \rangle \times$$

$$\times \rho_{\bar{a}}(\overline{s_1 m_1}, \overline{s_2 m_2}) \langle \overline{b\mathbf{k}_b \sigma'\mu'} | \mathcal{T}^0 | \overline{a\mathbf{k}_a s_2 m_2} \rangle^*.$$

Подставляя $\rho_{\bar{b}}(\overline{\sigma\mu}, \overline{\sigma'\mu'})$ в (24), получим:

$$\frac{d\tilde{\sigma}_{\bar{a}\bar{b}}}{d\Omega_a} = \left(\frac{d\tilde{\sigma}_{\bar{b}\bar{a}}}{d\Omega_b} \right)^{-1} \times \quad (26)$$

$$\times \sum_{sm} \sum_{\sigma\mu\sigma'\mu'} \langle \overline{a\mathbf{k}_a sm} | \mathcal{T}^0 | \overline{b\mathbf{k}_b \sigma\mu} \rangle \times$$

$$\times \langle \overline{b\mathbf{k}_b \sigma\mu} | \mathcal{T}^0 | \overline{a\mathbf{k}_a s_1 m_1} \rangle,$$

$$\rho_{\bar{a}}(\overline{s_1 m_1}, \overline{s_2 m_2}) \langle \overline{b\mathbf{k}_b \sigma'\mu'} | \mathcal{T}^0 | \overline{a\mathbf{k}_a s_2 m_2} \rangle^* \times$$

$$\times \langle \overline{a\mathbf{k}_a sm} | \mathcal{T}^0 | \overline{b\mathbf{k}_b \sigma'\mu'} \rangle^*.$$

Учитывая для спиновых матриц плотностей $\rho_a(sm, sm')$ и $\rho_{\bar{a}}(\overline{sm}, \overline{sm'})$ соотношение $\rho_{\bar{a}}(\overline{sm}, \overline{sm'}) = \rho_a(sm, sm')$ и условие T -инвариантности матричных элементов (18), сечение (26) можно преобразовать к виду

$$\frac{d\tilde{\sigma}_{\bar{a}\bar{b}}}{d\Omega_a} = \left(\frac{d\tilde{\sigma}_{\bar{b}\bar{a}}}{d\Omega_b} \right)^{-1} \times \quad (27)$$

$$\times \sum_{sm} \sum_{\sigma\mu\sigma'\mu'} \langle b\mathbf{k}_b \sigma\mu | \mathcal{T}^0 | a\mathbf{k}_a sm \rangle \times$$

$$\times \langle a\mathbf{k}_a s_1 m_1 | \mathcal{T}^0 | b\mathbf{k}_b \sigma\mu \rangle \rho_a(s_1 m_1, s_2 m_2) \times$$

$$\times \langle a\mathbf{k}_a s_2 m_2 | \mathcal{T}^0 | b\mathbf{k}_b \sigma'\mu' \rangle^* \langle b\mathbf{k}_b \sigma_1 \mu_1 | \mathcal{T}^0 | a\mathbf{k}_a sm \rangle^*,$$

которое при использовании (20) и условий (21), связывающих амплитуды исходных $a \rightarrow b$ и обратных к ним $b \rightarrow a$ реакций, преобразуется к виду

$$\frac{d\tilde{\sigma}_{\bar{a}\bar{b}}}{d\Omega_a} = \left(\frac{d\tilde{\sigma}_{\bar{b}\bar{a}}}{d\Omega_b} \right)^{-1} \times \quad (28)$$

$$\times \sum_{sm} \sum_{\sigma\mu\sigma'\mu'} \langle a\mathbf{k}_a sm | \mathcal{T}^0 | b\mathbf{k}_b \sigma\mu \rangle \times$$

$$\times \langle b\mathbf{k}_b \sigma\mu | \mathcal{T}^0 | a\mathbf{k}_a s_1 m_1 \rangle \rho_a(s_1 m_1, s_2 m_2) \times$$

$$\times \langle b\mathbf{k}_b \sigma'\mu' | \mathcal{T}^0 | a\mathbf{k}_a s_2 m_2 \rangle^* \langle a\mathbf{k}_a sm | \mathcal{T}^0 | b\mathbf{k}_b \sigma'\mu' \rangle^*.$$

Просуммировав в (28) по индексам s_1, m_1, s_2, m_2 с учетом (23), для $\frac{d\tilde{\sigma}_{\bar{a}\bar{b}}}{d\Omega_a}$ получаем

$$\frac{d\tilde{\sigma}_{\bar{a}\bar{b}}}{d\Omega_a} = \left(\frac{d\tilde{\sigma}_{\bar{b}\bar{a}}}{d\Omega_b} \right)^{-1} \frac{d\tilde{\sigma}_{ba}}{d\Omega_b} \times \quad (29)$$

$$\times \sum_{sm} \sum_{\sigma\mu\sigma'\mu'} \langle a\mathbf{k}_a sm | \mathcal{T}^0 | b\mathbf{k}_b \sigma\mu \rangle \times$$

$$\times \rho_b(\sigma\mu, \sigma'\mu') \langle a\mathbf{k}_a sm | \mathcal{T}^0 | b\mathbf{k}_b \sigma'\mu' \rangle^*.$$

Тогда, учитывая определение дифференциального сечения $\frac{d\tilde{\sigma}_{ab}}{d\Omega_a}$ обратной реакции $b \rightarrow a$

$$\frac{d\tilde{\sigma}_{ab}}{d\Omega_a} = \sum_{sm} \sum_{\sigma\mu\sigma'\mu'} \langle a\mathbf{k}_a sm | \mathcal{T}^0 | b\mathbf{k}_b \sigma\mu \rangle \times \quad (30)$$

$$\times \rho_b(\sigma\mu, \sigma'\mu') \langle a\mathbf{k}_a sm | \mathcal{T}^0 | b\mathbf{k}_b \sigma'\mu' \rangle^*,$$

преобразуем (29) к виду

$$\frac{d\tilde{\sigma}_{\bar{a}\bar{b}}}{d\Omega_a} \frac{d\tilde{\sigma}_{\bar{b}\bar{a}}}{d\Omega_b} = \frac{d\tilde{\sigma}_{ba}}{d\Omega_b} \frac{d\tilde{\sigma}_{ab}}{d\Omega_a}, \quad (31)$$

соответствующему условиям T -инвариантности для исходной $a \rightarrow b$ и обратной к ней $b \rightarrow a$ реакций:

$$\frac{d\tilde{\sigma}_{ba}}{d\Omega_b} = \frac{d\tilde{\sigma}_{\bar{a}\bar{b}}}{d\Omega_a}, \quad \frac{d\tilde{\sigma}_{ab}}{d\Omega_a} = \frac{d\tilde{\sigma}_{\bar{b}\bar{a}}}{d\Omega_b}. \quad (32)$$

Поскольку сечения реакций выражаются формулами типа (20) через квадраты матричных элементов вида $\langle b\mathbf{k}_b \sigma\mu | \mathcal{T}^0 | a\mathbf{k}_a sm \rangle$ (9), а указанные матричные элементы — суммами (20) четных и нечетных матричных элементов (19), сечение $\frac{d\tilde{\sigma}_{ba}}{d\Omega_b}$ (21) можно разделить на T -четную $\left(\frac{d\tilde{\sigma}_{ba}}{d\Omega_b} \right)_e$ и

T -нечетную $\left(\frac{d\tilde{\sigma}_{ba}}{d\Omega_b} \right)_o$ компоненты:

$$\left(\frac{d\tilde{\sigma}_{ba}}{d\Omega_b} \right)_e = \left(\frac{d\tilde{\sigma}_{\bar{b}\bar{a}}}{d\Omega_b} \right)_e, \quad (33)$$

$$\left(\frac{d\tilde{\sigma}_{ba}}{d\Omega_b} \right)_o = - \left(\frac{d\tilde{\sigma}_{\bar{b}\bar{a}}}{d\Omega_b} \right)_o,$$

причем указанные компоненты выражаются через произведения матричных элементов одинаковых и противоположных четностей соответственно. Из (31) следуют условия T -инвариантности для T -четных и T -нечетных компонент сечения:

$$\left(\frac{d\tilde{\sigma}_{ba}}{d\Omega_b} \right)_e = \left(\frac{d\tilde{\sigma}_{ab}}{d\Omega_a} \right)_e, \quad (34)$$

$$\left(\frac{d\tilde{\sigma}_{ba}}{d\Omega_b}\right)_o = -\left(\frac{d\tilde{\sigma}_{ab}}{d\Omega_a}\right)_o.$$

При учете [2–4] пространственно-временных свойств симметрии ядерных систем и условия T -инвариантности (31) введенные выше компоненты $\left(\frac{d\sigma_{ba}}{d\Omega_b}\right)_i$ и $\left(\frac{d\sigma_{\bar{a}\bar{b}}}{d\Omega_a}\right)_i$ сечений реакций можно выразить через скалярные (псевдоскалярные при нарушении P -четности) функции φ_i и $\bar{\varphi}_i$:

$$\begin{aligned}\left(\frac{d\tilde{\sigma}_{ba}}{d\Omega_b}\right)_i &= \varphi_i(\mathbf{k}_b, \mathbf{s}_b; \mathbf{k}_a, \mathbf{s}_a), \\ \left(\frac{d\tilde{\sigma}_{\bar{a}\bar{b}}}{d\Omega_a}\right)_i &= \bar{\varphi}_i(-\mathbf{k}_a, -\mathbf{s}_a; -\mathbf{k}_b, -\mathbf{s}_b).\end{aligned}\quad (35)$$

При учете единых механизмов возникновения указанных функции φ_i и $\bar{\varphi}_i$ и условия T -инвариантности (31) функции φ_i и $\bar{\varphi}_i$ совпадают и выражаются через единую функцию φ_i . Тогда условия T -инвариантности для T -четных и T -нечетных компонент указанных реакций приобретают вид

$$\begin{aligned}\varphi_{ie}(\mathbf{k}_b, \mathbf{s}_b; \mathbf{k}_a, \mathbf{s}_a) &= \varphi_{ie}(\mathbf{k}_a, \mathbf{s}_a; \mathbf{k}_b, \mathbf{s}_b), \\ \varphi_{io}(\mathbf{k}_b, \mathbf{s}_b; \mathbf{k}_a, \mathbf{s}_a) &= -\varphi_{io}(\mathbf{k}_a, \mathbf{s}_a; \mathbf{k}_b, \mathbf{s}_b).\end{aligned}\quad (36)$$

Отличные от нуля значения рассматриваемых компонент сечения для конкретного T -инвариантного механизма реакций получаются в силу формулы (36) только в том случае, если при перестановке волновых векторов $\mathbf{k}_a$, $\mathbf{k}_b$ и спинов $\mathbf{s}_a$, $\mathbf{s}_b$ начального a - и конечного b -каналов реакции величины φ_{ie} не меняют знака, а величины φ_{io} меняют знак. Этот результат позволяет выделить определенный механизм, который может описать характеристики отличных от нуля анализируемых компонент. В то же время при невыполнении указанных условий для всех T -инвариантных механизмов реакции $a \rightarrow b$ исследуемые компоненты обращаются в нуль, что позволяет использовать их экспериментальные исследования для оценки роли T -неинвариантных взаимодействий.

Заметим, что полученный в данной работе результат находится в некотором противоречии с результатами работ [6, 7], авторы которых утверждают об отсутствии обращающихся в нуль компонент дифференциальных сечений при сохранении системой T -инвариантности. Однако никакого противоречия нет, поскольку T -нуль теорема [6] опирается на “динамически независимый” подход, который оставляет только T -инвариантные механизмы реакции, приводя тем самым к ограниченной области применимости самой T -нуль теоремы.

4. АНАЛИЗ КОЭФФИЦИЕНТОВ АСИММЕТРИЙ С РАЗЛИЧНЫМИ P - И T -ЧЕТНОСТЯМИ В ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЯХ ДВОЙНОГО И ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ЯДЕР-МИШЕНЕЙ ХОЛОДНЫМИ ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Используя полученные выше результаты, проведем анализ компонент различной P - и T -четности $\left(\frac{d\sigma_{ba}}{d\Omega_b}\right)_i$ дифференциальных сечений двойного и тройного деления ориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами. Вектор поляризации $\mathbf{J}$ составного делящегося ядра, формируемого при захвате холодного поляризованного нейтрона со спином σ_n поляризованным ядром-мишенью со спином $\mathbf{I}$, выражается суммой членов, связанных с σ_n , $\mathbf{I}$ и их векторным произведением $[\mathbf{I}, \sigma_n]$ [17]. В первом порядке теории возмущений по вектору $\mathbf{J}$ можно выделить [18–20] следующие компоненты дифференциального сечения реакции двойного деления $a \rightarrow b$, для которых функции φ_i в формуле (35) соответствуют P -нечетным T -четным компонентам $A(\sigma_n, \mathbf{k}_{LF})$, $B(\mathbf{I}, \mathbf{k}_{LF})$ и P -нечетной T -нечетной компоненте $C([\mathbf{I}, \sigma_n], \mathbf{k}_{LF})$, где $\mathbf{k}_{LF}$ — волновой вектор легкого фрагмента деления, а A , B , C — нормировочные коэффициенты соответствующих компонент. Стоит отметить, что механизм появления указанных компонент связан [16] с интерференцией делительных амплитуд s - и p -нейтронных резонансов и имеет T -инвариантный характер. Тогда при переходе к обратной реакции $b \rightarrow a$ компоненты $(\sigma_n, \mathbf{k}_{LF})$ и $(\mathbf{I}, \mathbf{k}_{LF})$ не меняют знака, откуда следует, что выбранный механизм реализуется в реакции, поэтому эти компоненты могут иметь в соответствии с формулами (36) ненулевые значения коэффициентов A и B . При использовании того же механизма P -нечетная T -нечетная компонента $([\mathbf{I}, \sigma_n], \mathbf{k}_{LF})$ меняет знак при переходе к обратной реакции, что означает обращение в нуль связанного с рассматриваемой компонентой коэффициента C . Таким образом, компонента $([\mathbf{I}, \sigma_n], \mathbf{k}_{LF})$ в дифференциальном сечении двойного деления ориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами является нуль-тестом для T -инвариантности. Поэтому экспериментальное исследование указанной компоненты позволит оценить роль T -неинвариантных взаимодействий в ядерных системах.

В тройном делении ориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами в первом порядке теории возмущений по

вектору $\mathbf{J}$ можно выделить компоненты [19–24], для которых функции φ_i в формуле (35) не совпадают с $\overline{\varphi}_i$. Они соответствуют P -нечетным T -четным компонентам $A(\sigma_n, \mathbf{k}_3)$, $B(\mathbf{I}, \mathbf{k}_3)$, P -нечетным T -нечетным компонентам $C([\mathbf{I}, \sigma_n], \mathbf{k}_3)$, $D(\sigma_n, [\mathbf{k}_3, \mathbf{k}_{LF}])$, $E(\mathbf{I}, [\mathbf{k}_3, \mathbf{k}_{LF}])$ и P -четным T -четным компонентам $F([\mathbf{I}, \sigma_n], [\mathbf{k}_3, \mathbf{k}_{LF}])$, $G([\mathbf{I}, \sigma_n], [\mathbf{k}_n, \mathbf{k}_{LF}])$, $H([\mathbf{I}, \sigma_n], [\mathbf{k}_n, \mathbf{k}_3])$, где $\mathbf{k}_n$ и $\mathbf{k}_3$ — волновые векторы падающего нейтрона и третьей легкой частицы, в качестве которой могут рассматриваться как предразрывные легкие ядра типа ${}^4\text{He}$, ${}^3\text{He}$ и t , так и испаряемые из фрагментов деления нейтроны и γ -кванты, $A, \dots, H$ — коэффициенты соответствующих компонент.

Из проведенного выше анализа для компонент двойного деления видно, что, используя T -инвариантный механизм, связанный с интерференцией делительных амплитуд s - и p -нейтронных резонансов, коэффициенты A , B и C для тройного деления имеют аналогичный характер коэффициентам A , B и C для двойного деления. В то же время иная ситуация возникает с оставшимися P -четными, T -нечетными компонентами $(\sigma_n, [\mathbf{k}_3, \mathbf{k}_{LF}])$ и $(\mathbf{I}, [\mathbf{k}_3, \mathbf{k}_{LF}])$, T -инвариантные механизмы появления которых связаны [25] с интерференцией делительных амплитуд только s -нейтронных резонансов составного делящегося ядра с одинаковыми и различными спинами.

Указанные механизмы представляются в двух вариантах, один из которых связан с использованием предложенного в работе [17] механизма одновременного вылета из делящегося ядра третьей частицы и двух фрагментов деления, а второй — с последовательным двухступенчатым механизмом тройного деления [26], когда составное делящееся ядро, формируемое при захвате нейтрона, сначала испускает третью легкую частицу, а затем делится на два фрагмента. В обратной реакции $b \rightarrow a$ в случае использования первого механизма компоненты $(\sigma_n, [\mathbf{k}_3, \mathbf{k}_{LF}])$ и $(\mathbf{I}, [\mathbf{k}_3, \mathbf{k}_{LF}])$ не меняют знака, откуда следует, что выбранный механизм не реализуется в реакции. Только в случае реализации второго механизма [26] одновременного вылета третьей частицы и фрагментов деления, произойдет необходимая для выполнения условия (36) перестановка векторов $\mathbf{k}_3$ и $\mathbf{k}_{LF}$ в векторном произведении, поэтому коэффициенты D и E могут иметь ненулевые значения.

Для обратной реакции $b \rightarrow a$ коэффициенты F , G , H в оставшихся P -четных T -четных компонентах в соответствии с (36) обращаются в нуль при использовании всех T -инвариантных механизмов. Таким образом, указанные компоненты в дифференциальном сечении тройного деления ориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами являются нуль-тестами

для T -инвариантности и поэтому могут быть использованы наряду с рассмотренными выше P -нечетными T -нечетными компонентами для экспериментальной оценки T -неинвариантных взаимодействий в ядерных системах. Особенно интересной является P -четная T -четная корреляция $([\mathbf{I}, \sigma_n], [\mathbf{k}_3, \mathbf{k}_{LF}])$, величина которой на порядки больше, чем величина P -четной T -нечетной корреляции $([\mathbf{I}, \sigma_n], \mathbf{k}_n)$ $(\mathbf{I}, \mathbf{k}_n)$, предлагаемой в работе [17].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе подвержены критике результаты работ [6, 7], утверждающие, что в сечениях ядерных реакций невозможно появления компонент, обращающихся в нуль при выполнении условия T -инвариантности. Эти результаты основаны на применении авторами работ [6, 7] “динамически независимого” подхода, не рассматривающего конкретные механизмы реакции. В настоящей работе были получены и проанализированы условия T -инвариантности для компонент с различными P - и T -четностями в дифференциальных сечениях многочастичных многоступенчатых ядерных реакций с участием поляризованных частиц при отборе определенных механизмов протекания реакции, удовлетворительно описывающих наблюдаемые характеристики рассматриваемых компонент. Это позволило сепарировать рассматриваемые механизмы. В то же время при исследовании двойного и тройного деления ориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами были найдены такие компоненты сечений, которые обращаются в нуль при всех T -инвариантных механизмах и поэтому могут быть использованы для оценки T -неинвариантных взаимодействий в ядерных системах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E. P. Wigner, Göttingen Nachrichten **31**, 546 (1932).
2. M. L. Goldberger and K. M. Watson, *Collision Theory* (Wiley J. & Son Inc., 1964).
3. A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure* (Benjamin, New York, 1969), Vol. 1.
4. А. С. Давыдов, *Теория атомного ядра* (ФМЛ, Москва, 1958).
5. A. M. Lane and R. G. Thomas, Rev. Mod. Phys. **30**, 257 (1958).
6. F. Arash, M. J. Moravcsik, and G. R. Goldstein, Phys. Rev. Lett. **54**, 2649 (1985).
7. H. E. Conzett, Phys. Rev. C **52**, 1041 (1995).
8. С. Г. Кадменский, В. Е. Бунаков, Л. В. Титова, ЯФ **77**, 1598 (2014) [Phys. At. Nucl. **77**, 1525 (2014)].
9. С. Г. Кадменский, П. В. Кострюков, Изв. РАН. Сер. физ. **80**, 1021 (2016) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **80**, 933 (2016)].

10. С. Г. Кадменский, П. В. Кострюков, ЯФ **79**, 556 (2016) [Phys. At. Nucl. **79**, 786 (2016)].
11. С. Г. Кадменский, П. В. Кострюков, ЯФ **80**, 491 (2017) [Phys. At. Nucl. **80**, 895 (2017)].
12. S. G. Kadmsky, in *Proceeding of the ISINN-24, Dubna, 2016* (JINR, Dubna, 2017), p. 356.
13. С. Г. Кадменский, П. В. Кострюков, ЯФ **81**, 443 (2018) [Phys. At. Nucl. **81**, 472 (2018)].
14. B. A. Lippmann and J. Schwinger, Phys. Rev. **79**, 469 (1950).
15. M. Gell-Mann and M. L. Goldberger, Phys. Rev. **91**, 398 (1953).
16. О. П. Сушков, В. В. Фламбаум, УФН **136**, 3 (1982) [Sov. Phys. Usp. **25**, 1 (1982)].
17. А. Л. Барабанов, *Симметрии и спин-угловые корреляции в реакциях и распадах* (Физматлит, Москва, 2010).
18. Г. В. Данилян, Б. Д. Воденников, В. П. Дроняев, В. В. Новицкий, В. С. Павлов, С. П. Боровлев, Письма в ЖЭТФ **26**, 197 (1977) [JETP Lett. **26**, 186 (1977)].
19. С. Г. Кадменский, В. Е. Бунаков, Л. В. Титова, Изв. РАН. Сер. физ. **76**, 1046 (2012) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **76**, 942 (2012)].
20. С. Г. Кадменский, Л. В. Титова, Н. О. Дронов, Изв. РАН. Сер. физ. **77**, 472 (2013) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **77**, 424 (2013)].
21. В. Н. Андреев, М. М. Данилов, О. Н. Ермаков, В. Г. Недопекин, В. И. Рогов, Письма в ЖЭТФ **28**, 53 (1978) [JETP Lett. **28**, 50 (1978)].
22. P. Jesinger, A. Kötzle, F. Gönnenwein, M. Mutterer, J. von Kalben, G. V. Danilyan, V. S. Pavlov, G. A. Petrov, A. M. Gagarski, W. H. Trzaska, S. M. Soloviev, V. V. Nesvizhevski, and O. Zimmer, ЯФ **65**, 662 (2002) [Phys. At. Nucl. **65**, 630 (2002)].
23. F. Goennenwein, M. Mutterer, A. Gagarski, I. Guseva, G. Petrov, V. Sokolov, T. Zavarukhina, Yu. Gusev, J. von Kalben, V. Nesvizhevski, and T. Soldner, Phys. Lett. B **652**, 13 (2007).
24. Г. В. Данилян, Й. Кленке, В. А. Крахотин, В. В. Новицкий, В. С. Павлов, П. Б. Шаталов, ЯФ **73**, 1155 (2010) [Phys. At. Nucl. **73**, 1116 (2010)].
25. В. Е. Бунаков, С. Г. Кадменский, ЯФ **66**, 1894 (2003) [Phys. At. Nucl. **66**, 1846 (2003)].
26. С. Г. Кадменский, Л. В. Титова, А. О. Булычёв, ЯФ **78**, 716 (2015) [Phys. At. Nucl. **78**, 672 (2015)].

THE CRITIQUE OF THE T-NULL THEOREM AND THE NEW APPROACH TO SEARCH OF THE T -INVARIANCE VIOLATIONS IN QUANTUM SYSTEMS

S. G. Kadmsky¹⁾, P. V. Kostyukov¹⁾

¹⁾Voronezh State University, Voronezh, Russia

In a number of papers, for two-particle in and two-particle out nuclear reactions involving polarized particles the t-null theorem has been proved about the absence of observable quantities in this reaction with usage of the $\mathcal{T}$ -matrix representation, taking into account the general conservation laws and the T -invariance conditions in the “dynamically independent” approach, focused not only on the known, but also on the still unknown mechanisms of these reactions. In this paper, with the usage of the T -invariance conditions, the selection rules have been analyzed for specific mechanisms, which make it possible to describe the observed characteristics of multiparticle multistep nuclear reactions $a \rightarrow b$ involving polarized particles. It has been shown that the components with various P - and T -parities in the differential cross sections of the initial $a \rightarrow b$ and time-reversed $\bar{b} \rightarrow \bar{a}$ analyzed nuclear reactions, related by the T -invariance conditions, are caused by the same mechanisms of their appearance and can be expressed through the uniform scalar functions that are different for reactions by permutation of the channels and changes to opposite signs of the momenta and spins of the particles involved in the reactions. This allows, firstly, to select among all possible T -invariant mechanisms only one mechanism, simultaneously describing the characteristics of the considered component for the reactions $a \rightarrow b$ and $\bar{b} \rightarrow \bar{a}$, and throw away all other mechanisms, and, secondly, to obtain in some cases zero values for some components of the differential cross sections of these reactions, which shows that the named above t-null theorem is limited to the range of applicability and allows using these components in the cross section of the initial reaction to study the nature of T -noninvariant interactions.