ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, 2020, том 83, № 4, с. 336–343

ЯДРА

УСЛОВИЯ T-ИНВАРИАНТНОСТИ ДЛЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ БИНАРНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ С УЧАСТИЕМ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ПО СПИНАМ ЯДЕР И ЧАСТИЦ

© 2020 г. С. Г. Кадменский[1)]*, П. В. Кострюков[1)], Д. Е. Любашевский[1)]

Поступила в редакцию 25.12.2019 г.; после доработки 25.12.2019 г.; принята к публикации 25.12.2019 г.

При использовании условия T-инвариантности для амплитуд произвольных бинарных ядерных реакций с ориентированными по спинам частицами и обращенных к ним по времени реакций впервые получено соотношение между дифференциальными сечениями указанных реакций. Рассмотренные выше сечения определялись при использовании наборов потенциалов взаимодействия между частицами начального и конечного каналов реакций без учета любых спин-орбитальных взаимодействий. Полученное соотношение включает случай, отвечающий реализации известного ранее принципа детального равновесия. При использовании этого соотношения получены равенства для различных компонент анализируемых сечений, обусловленных единым механизмом появления и обладающих одинаковыми P- и T-четностями. Указанные равенства позволили доказать существование ряда компонент сечений, обращающихся в нуль при учете T-инвариантности, что приводит к новым возможностям в исследовании неинвариантных по обращению времени взаимодействий в ядерных реакциях.

DOI: 10.31857/S0044002720040133

1. ВВЕДЕНИЕ

Анализ влияния инвариантности квантовых систем к обращению времени (T-инвариантности) [1–5] на поведение указанных систем является одной из актуальных задач ядерной физики. Особый интерес вызывает учет подобного влияния на соотношение дифференциальных сечений $d\sigma_{\beta,\alpha}/d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}$ бинарной ядерной реакции $\alpha \to \beta$ и $d\sigma_{\bar{\alpha},\bar{\beta}}/d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}$ реакции $\bar{\beta} \to \bar{\alpha}$, где $\bar{\alpha}$ и $\bar{\beta}$ — обращенные по времени состояния частиц в начальном α- и конечном β-каналах исходной реакции. При этом в начальном и конечном каналах реакции $\alpha \to \beta$ присутствуют компоненты, ориентированные по спинам пар частиц a, A и b, B (среди них могут быть различные атомные ядра и элементарные частицы). К сожалению, подобный учет проведен лишь в двух сравнительно простых случаях. В работах [5–8] при использовании условий T-инвариантности для амплитуд указанных реакций продемонстрирована пропорциональность дифференциальных сечений $d\sigma_{\beta,\alpha}/d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}$ и $d\sigma_{\bar{\alpha},\bar{\beta}}/d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}$ в случае полностью неориентированных по спинам частиц в начальном канале α исходной реакции $\alpha \to \beta$ и начальном канале $\bar{\beta}$ реакции $\bar{\beta} \to \bar{\alpha}$, обращенной по времени. Такая пропорциональность сечений реализует достаточно хорошо известный в физике ядерных реакций принцип детального равновесия [5]. Наконец, на основе S-матричной теории ядерных реакций [2–5, 9, 10] при использовании условия T-инвариантности для исследуемых систем [1–5] в [11, 12] продемонстрировано равенство дифференциальных сечений реакций $d\sigma_{\beta,\alpha}/d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}$ и $d\sigma_{\bar{\alpha},\bar{\beta}}/d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}$. В качестве исходной рассматривалась упругая бинарная ядерная реакция $\alpha \to \beta$ с участием в начальном α- и конечном β-каналах одинаковых по составу и спинам пар частиц a и A при достаточно жесткой связи ориентаций спинов указанных частиц во входном и выходном каналах реакции. На основе этого равенства доказана теорема об отсутствии обращающихся в нуль T-инвариантных наблюдаемых (T-нуль наблюдаемых) в сечениях указанных реакций при использовании представлений S-матриц, учитывающих только общие законы сохранения при не зависящем от “динамических допущений” подходе, ориентированном на любые известные и, в принципе, неизвестные динамические механизмы протекания анализируемых реакций. Таким образом, общая задача нахождения связи сечений произвольных исходной и обращенной к ней по времени бинарных реакций с участием ориентированных частиц не решена до сих пор.

Целью настоящей работы является получение соотношений, базирующихся на исследованных в

[1)]Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия.
*E-mail: kadmensky@phys.vsu.ru

[1–5, 7, 8] условиях T-инвариантности и связывающих между собой T-четные (even) и T-нечетные (odd) компоненты $\left(\dfrac{d\sigma_{\beta,\alpha}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}}\right)_{e,o}$ и $\left(\dfrac{d\sigma_{\bar{\alpha},\bar{\beta}}}{d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}}\right)_{e,o}$ в дифференциальных сечениях $d\sigma_{\beta,\alpha}/d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}$ и $d\sigma_{\bar{\alpha},\bar{\beta}}/d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}$ бинарных ядерных реакций $\alpha \to \beta$ и обращенных к ним по времени реакций $\bar{\beta} \to \bar{\alpha}$ с ориентированными по спинам частицами в начальных и конечных каналах реакций. Компоненты дифференциального сечения реакции $\bar{\beta} \to \bar{\alpha}$ определены при использовании спиновой матрицы плотности $\rho_{\bar{\beta}}$ ее входного канала, однозначно связанной с матрицей плотности ρ_α начального канала α исходной реакции $\alpha \to \beta$, учитывающей только векторы поляризации $\mathbf{P}_a$ и $\mathbf{P}_A$ частиц a, A. Полученные соотношения в случае единых механизмов появления сравниваемых компонент исходной и обращенной к ней по времени реакций противоречат T-нуль теореме работ [11, 12], что позволяет проводить отбор механизмов, удовлетворяющих или не удовлетворяющих условиям T-инвариантности. В то же время появление обращающихся в нуль компонент дифференциальных сечений исходной реакции $\alpha \to \beta$ для всех известных T-инвариантных механизмов позволяет оценивать роль T-неинвариантных взаимодействий в ядерных системах.

2. УСЛОВИЯ T-ИНВАРИАНТНОСТИ ДЛЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ БИНАРНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Исследуем бинарную ядерную реакцию вида $\alpha \to \beta$, где в начальном α- и конечном β-каналах реакции фигурируют произвольные частицы a, A и b, B. Гамильтониан $\mathbf{H}$ анализируемой квантовой системы представляется как [9, 10]

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_\alpha + \mathbf{V}_\alpha = \mathbf{H}_\beta + \mathbf{V}_\beta, \tag{1}$$

где $\mathbf{H}_\alpha$, $\mathbf{H}_\beta$ и $\mathbf{V}_\alpha$, $\mathbf{V}_\beta$ — невозмущенные части гамильтониана $\mathbf{H}$ и потенциалы взаимодействия частиц в рассматриваемых каналах. Невозмущенные взаимодействием волновые функции каналов Φ_α и Φ_β являются решениями стационарных уравнений Шредингера:

$$(\mathbf{H}_\alpha - E_\alpha)\,\Phi_\alpha = 0; \quad (\mathbf{H}_\beta - E_\beta)\,\Phi_\beta = 0, \tag{2}$$

причем энергии E_α и E_β начального и конечного каналов лежат на массовой поверхности реакции, когда справедливо равенство $E_\alpha = E_\beta = E$, где E — полная энергия системы. В системе центра масс рассматриваемой квантовой системы, где суммарные импульсы частиц в каналах α и β равны нулю, волновая функция Φ_α определяется [4] как

$$\Phi_\alpha = \varphi_{\alpha sm}\,(x_\alpha)\, e^{i\mathbf{k}_\alpha \mathbf{r}_\alpha}. \tag{3}$$

В (3) $\varphi_{\alpha sm}\,(x_\alpha)$ — волновая функция, выражаемая через внутренние волновые функции $\varphi_{as_am_a}$ и $\varphi_{As_Am_A}$ частиц a и A в канале α со спинами s_a и s_A (их проекциями m_a и m_A) при значениях суммарного спина канала s и его проекции m:

$$\varphi_{\alpha sm}\,(x_\alpha) = \sum_{m_a m_A} C^{sm}_{s_a s_A m_a m_A} \times \\ \times \varphi_{as_am_a}\,(x_a)\,\varphi_{As_Am_A}\,(x_A)\,, \tag{4}$$

причем x_α — набор координат, выражаемый через полные наборы x_a и x_A пространственных, спиновых и других координат частиц a и A.

Плоская волна $e^{i\mathbf{k}_\alpha \mathbf{r}_\alpha}$ в (3) описывает относительное движение частиц a и A с волновым вектором $\mathbf{k}_\alpha$ и координатой $\mathbf{r}_\alpha = \mathbf{R}_a - \mathbf{R}_A$, где $\mathbf{R}_a$ и $\mathbf{R}_A$ — координаты центров масс указанных частиц. Ее парциальное разложение [2, 3] имеет стандартный вид

$$e^{i\mathbf{k}_\alpha \mathbf{r}_\alpha} = \sum_{lm_l} 4\pi i^l j_l\,(k_\alpha r_\alpha) \times \\ \times Y^*_{lm_l}\,(\Omega_{\mathbf{k}_\alpha})\,Y_{lm_l}\,(\Omega_{\mathbf{r}_\alpha})\,. \tag{5}$$

Введем спин-орбитальную функцию начального $\phi^{JM}_{\alpha ls}$ канала α реакции, зависящую от полного спина квантовой системы J и его проекции M:

$$\phi^{JM}_{\alpha ls}\,(x_\alpha) = \sum_{m'm'_l} C^{JM}_{lsm'_lm'} i^l \times \\ \times Y_{lm'_l}\,(\Omega_{\mathbf{r}_\alpha})\,\varphi_{\alpha sm'}\,(x_\alpha)\,, \tag{6}$$

обладающую правильными трансформационными свойствами при обращении времени [3]. Тогда при использовании формул (4)–(6) функцию Φ_α (3) можно преобразовать к виду:

$$\Phi_\alpha \equiv |a\mathbf{k}_\alpha sm\rangle \sum_{JM} \sum_{lm_l} 4\pi j_l\,(k_\alpha r_\alpha) \times \\ \times \phi^{JM}_{\alpha ls} C^{JM}_{lsm_lm} Y^*_{lm_l}\,(\Omega_{\mathbf{k}_\alpha})\,. \tag{7}$$

Аналогично можно определить волновую функцию конечного β-канала $\Phi_\beta = |\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu\rangle$ при замене в формуле (7) индексов $\mathbf{k}_\alpha$, $\mathbf{r}_\alpha$, l, s, m_l, m на индексы $\mathbf{k}_\beta$, $\mathbf{r}_\beta$, λ, σ, m_λ, μ.

Дифференциальное сечение $d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu,\alpha\mathbf{k}_\alpha sm}/d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}$ реакции $\alpha\mathbf{k}_\alpha sm \to \beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu$ на основе формализма S-матричной теории ядерных реакций [2–5, 9, 10] в системе центра масс можно представить как

$$\frac{d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu,\alpha\mathbf{k}_\alpha sm}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}} = |\langle\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu|\, F\,|\alpha\mathbf{k}_\alpha sm\rangle|^2\,, \tag{8}$$

где амплитуда указанной реакции $\langle\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu|\, F\,|\alpha\mathbf{k}_\alpha sm\rangle$ выражается [2–5, 9, 10] через матричный элемент $\langle\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu|\, \mathcal{T}\,|\alpha\mathbf{k}_\alpha sm\rangle$ оператора $\mathcal{T}$:

$$\langle\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu|\, F\,|\alpha\mathbf{k}_\alpha sm\rangle = \tag{9}$$

$$= \frac{1}{2\pi\hbar^2}\sqrt{\frac{k_\beta}{k_\alpha}\mu_\alpha\mu_\beta}\,\langle\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu|\,\mathcal{T}\,|\alpha\mathbf{k}_\alpha sm\rangle\,,$$

где μ_α и μ_β — приведенные массы частиц в каналах α и β, а оператор $\mathcal{T}$ имеет вид [2–5, 9, 10]

$$\mathcal{T} = \mathbf{V}_\alpha + \mathbf{V}_\beta\,(E - \mathbf{H} + i\eta)^{-1}\,\mathbf{V}_\alpha. \quad (10)$$

Следуя представлениям работ [1–5], можно ввести волновые функции $\left|\overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha sm}\right\rangle$ ($\left|\overline{\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu}\right\rangle$), обращенные по времени к исходным $|\alpha\mathbf{k}_\alpha sm\rangle$ ($|\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu\rangle$), и определить связанные с ними соотношения:

$$\left|\overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha sm}\right\rangle = \mathbf{T}\,|\alpha\mathbf{k}_\alpha sm\rangle; \quad (11)$$
$$\left|\overline{\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu}\right\rangle = \mathbf{T}\,|\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu\rangle,$$

где $\mathbf{T}$ — оператор обращения времени:

$$\mathbf{T} = \mathbf{OK}. \quad (12)$$

В (12) $\mathbf{K}$ — оператор комплексного сопряжения, а $\mathbf{O}$ — унитарный оператор, удовлетворяющий условию

$$\mathbf{OH}^*\mathbf{O}^+ = \mathbf{H}, \quad (13)$$

где $\mathbf{H}^*$ — гамильтониан, комплексно-сопряженный исходному гамильтониану $\mathbf{H}$, определенному в (1), а $\mathbf{O}^+$ — эрмитово-сопряженный оператор к унитарному оператору $\mathbf{O}$. Согласно (12), (13), для произвольного оператора $\mathbf{Q}$ можно ввести обращенный к нему по времени оператор $\bar{\mathbf{Q}}$ [2–5]:

$$\bar{\mathbf{Q}} = \mathbf{TQ}^+\mathbf{T}^+. \quad (14)$$

В этом случае обращенные по времени операторы координаты $\mathbf{r}$, импульса $\mathbf{p}$, орбитального момента $\mathbf{l}$ и спина $\mathbf{s}$ частицы, т.е. операторы $\bar{\mathbf{r}}$, $\bar{\mathbf{p}}$, $\bar{\mathbf{l}}$, $\bar{\mathbf{s}}$, представляются как

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

При использовании (11) для обращенных по времени функций $\left|\overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha sm}\right\rangle$ ($\left|\overline{\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu}\right\rangle$) и определения оператора $\bar{\mathbf{Q}}$ (14) можно получить [2–5] соотношение между матричными элементами операторов $\mathbf{Q}$ и $\bar{\mathbf{Q}}$ вида

$$\langle\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu|\,\mathbf{Q}\,|\alpha\mathbf{k}_\alpha sm\rangle = \left\langle\overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha sm}\right|\bar{\mathbf{Q}}\left|\overline{\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu}\right\rangle. \quad (16)$$

Выбирая в качестве оператора $\mathbf{Q}$ оператор $\mathcal{T}$ (10) и используя условие самосопряженности гамильтониана $\mathbf{H}$, можно получить [4, 7, 8] согласно (14) выражение для оператора $\bar{\mathcal{T}}$, обращенного по времени к оператору $\mathcal{T}$:

$$\bar{\mathcal{T}} = \mathbf{V}_\alpha + \mathbf{V}_\alpha\,(E - \mathbf{H} + i\eta)^{-1}\,\mathbf{V}_\beta. \quad (17)$$

Тогда из (16) следует связь между матричными элементами операторов $\mathcal{T}$ и $\bar{\mathcal{T}}$:

$$\langle\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu|\,\mathcal{T}\,|\alpha\mathbf{k}_\alpha sm\rangle = \left\langle\overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha sm}\right|\bar{\mathcal{T}}\left|\overline{\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu}\right\rangle. \quad (18)$$

При учете того, что энергии E_α и E_β в формуле (2) лежат на массовой поверхности реакции, когда $E_\alpha = E_\beta = E$, соотношение (18) можно привести [4, 7, 8] к виду

$$\langle\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu|\,\mathcal{T}\,|\alpha\mathbf{k}_\alpha sm\rangle = \left\langle\overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha sm}\right|\mathcal{T}\left|\overline{\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu}\right\rangle. \quad (19)$$

Связь (9) матричного элемента $\left\langle\overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha sm}\right|\mathcal{T}\left|\overline{\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu}\right\rangle$ и амплитуды обращенной по времени реакции $\langle\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu|\,F\,|\alpha\mathbf{k}_\alpha sm\rangle$ при учете (19) можно преобразовать в условие T-инвариантности для амплитуд исходной и обращенной к ней по времени реакций:

$$\langle\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu|\,F\,|\alpha\mathbf{k}_\alpha sm\rangle = \quad (20)$$
$$= \frac{k_\beta}{k_\alpha}\left\langle\overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha sm}\right|F\left|\overline{\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu}\right\rangle.$$

Аналогично (8) дифференциальное сечение $d\sigma_{\overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha sm},\overline{\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu}}/d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}$ реакции $\overline{\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu} \to \overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha sm}$ можно представить как

$$\frac{d\sigma_{\overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha sm},\overline{\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu}}}{d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}} = \left|\left\langle\overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha sm}\right|F\left|(\overline{\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu})\right\rangle\right|^2, \quad (21)$$

где телесный угол $\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}$ совпадает с телесным углом $\Omega_{\mathbf{k}_\beta}$, входящим в формулу (8) для дифференциального сечения исходной реакции $\alpha\mathbf{k}_\alpha sm \to \beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu$. В результате можно получить [2–5] условие T-инвариантности для дифференциальных сечений исходной и обращенной к ней по времени реакций:

$$\frac{d\sigma_{\overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha sm},\overline{\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu}}}{d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}} = \left(\frac{k_\alpha}{k_\beta}\right)^2\frac{d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu,\alpha\mathbf{k}_\alpha sm}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}}. \quad (22)$$

Заметим, что рассматриваемые сечения реакций $\alpha\mathbf{k}_\alpha sm \to \beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu$ и $\overline{\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu} \to \overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha sm}$ очень трудно определить экспериментально, поскольку такие эксперименты требуют задания конкретных значений спинов s, m и их проекций σ, μ для пар частиц, участвующих в реакции.

3. УСЛОВИЯ T-ИНВАРИАНТНОСТИ ДЛЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ БИНАРНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ, В НАЧАЛЬНЫХ КАНАЛАХ КОТОРЫХ УЧАСТВУЮТ НЕОРИЕНТИРОВАННЫЕ ПО СПИНАМ ЧАСТИЦЫ

Если в начальном канале реакции $\alpha\mathbf{k}_\alpha sm \to \beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu$ суммарный спин $\mathbf{s}$ частиц ориентирован произвольно, а ориентация суммарного спина $\boldsymbol{\sigma}$ частиц конечного канала $\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu$ не измеряется, то дифференциальное сечение $d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta,\alpha\mathbf{k}_\alpha}/d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}$ реакции $\alpha\mathbf{k}_\alpha \to \beta\mathbf{k}_\beta$ может быть получено путем усреднения сечения (8) по всем возможным значениям полных спинов $\mathbf{s}\,(\boldsymbol{\sigma})$ и их проекции $m\,(\mu)$ в начальном (конечном) каналах:

$$\frac{d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta,\alpha\mathbf{k}_\alpha}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}} = \frac{1}{(2s_a+1)(2s_A+1)} \sum_{s=|s_a-s_A|}^{s_a+s_A} \times \quad (23)$$

$$\times \sum_{m=-s}^{s} \sum_{\sigma=|s_b-s_B|}^{s_b+s_B} \sum_{\mu=-\sigma}^{\sigma} |\langle\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu|\,F\,|\alpha\mathbf{k}_\alpha sm\rangle|^2 .$$

Очевидно, что дифференциальное сечение $d\sigma_{\overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha},\overline{\beta\mathbf{k}_\beta}}/d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}$ реакции $\overline{\beta\mathbf{k}_\beta} \to \overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha}$ можно представить аналогичным образом:

$$\frac{d\sigma_{\overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha},\overline{\beta\mathbf{k}_\beta}}}{d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}} = \frac{1}{(2s_b+1)(2s_B+1)} \sum_{s=|s_a-s_A|}^{s_a+s_A} \times \quad (24)$$

$$\times \sum_{m=-s}^{s} \sum_{\sigma=|s_b-s_B|}^{s_b+s_B} \sum_{\mu=-\sigma}^{\sigma} \left|\left\langle\overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha sm}\right|F\left|\overline{\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu}\right\rangle\right|^2.$$

Тогда при учете условия T-инвариантности (22) исследуемые сечения (23) и (24) могут быть связаны между собой соотношением

$$\frac{d\sigma_{\overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha},\overline{\beta\mathbf{k}_\beta}}}{d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}} = C_0 \frac{d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta,\alpha\mathbf{k}_\alpha}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}}, \quad (25)$$

где коэффициент C_0 имеет вид

$$C_0 = \left(\frac{k_\alpha}{k_\beta}\right)^2 \frac{(2s_a+1)(2s_A+1)}{(2s_b+1)(2s_B+1)}. \quad (26)$$

Дифференциальные сечения (23) и (24) реакций, в которых участвуют неориентированные по спинам частицы, не зависят от суммарных спинов $\mathbf{s}$, $\boldsymbol{\sigma}$ и $\bar{\boldsymbol{\sigma}}$, $\bar{\mathbf{s}}$ частиц во входных и выходных каналах реакций. Поэтому эти сечения при учете их инвариантности относительно поворотов осей системы координат выражаются через скалярные произведения волновых векторов $(\mathbf{k}_\beta,\mathbf{k}_\alpha)$ и $(\bar{\mathbf{k}}_\beta,\bar{\mathbf{k}}_\alpha)$, которые равны друг к другу из-за соотношений $\bar{\mathbf{k}}_\alpha = -\mathbf{k}_\alpha$, $\bar{\mathbf{k}}_\beta = -\mathbf{k}_\beta$ (15) и имеют P-четный, T-четный характер [2, 5]. В результате в (25) можно заменить сечение $d\sigma_{\overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha},\overline{\beta\mathbf{k}_\beta}}/d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}$ на его аналог $d\sigma_{\alpha\mathbf{k}_\alpha,\beta\mathbf{k}_\beta}/d\Omega_{\mathbf{k}_\alpha}$ и преобразовать (25) к виду

$$\frac{d\sigma_{\alpha\mathbf{k}_\alpha,\beta\mathbf{k}_\beta}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\alpha}} = C_0 \frac{d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta,\alpha\mathbf{k}_\alpha}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}}. \quad (27)$$

Соотношение (27) отражает принцип детального равновесия [2, 5, 6] для сечений исходной $\alpha\mathbf{k}_\alpha \to \beta\mathbf{k}_\beta$ и обратной к ней $\beta\mathbf{k}_\beta \to \alpha\mathbf{k}_\alpha$ реакций.

4. УСЛОВИЯ T-ИНВАРИАНТНОСТИ ДЛЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ БИНАРНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ С УЧАСТИЕМ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ПО СПИНАМ ЧАСТИЦ

Рассмотрим теперь случай бинарной ядерной реакции, когда в начальном канале α сталкиваются произвольные ориентированные частицы a и A, спины которых $\mathbf{s}_a$ и $\mathbf{s}_A$ характеризуются векторами поляризаций $\mathbf{P}_a$ и $\mathbf{P}_A$, входящими в спиновые матрицы плотности $\rho_a\,(s_a m_a, s_a m'_a)$ и $\rho_A\,(s_A m_A, s_A m'_A)$ частиц a и A, через которые определяется спиновая матрица плотности $\rho_\alpha\,(sm, s'm')$ канала α:

$$\rho_\alpha\,(sm, s'm') = \sum_{m_a m_A m'_a m'_A} C^{sm}_{s_a s_A m_a m_A} \times \quad (28)$$

$$\times\, \rho_a\,(s_a m_a, s_a m'_a)\, C^{s'm'}_{s_a s_A m'_a m'_A} \rho_A\,(s_A m_A, s_A m'_A),$$

удовлетворяющая условию нормировки

$$\sum_{sm} \rho_\alpha\,(sm, sm) = 1. \quad (29)$$

Это условие вытекает из аналогичных условий для спиновых матриц плотности частиц a и A.

Дифференциальное сечение $d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta,\alpha\mathbf{k}_\alpha}/d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}$ ядерной реакции $\alpha\mathbf{k}_\alpha \to \beta\mathbf{k}_\beta$ для ориентированных частиц a и A можно представить в виде [2, 13]

$$\frac{d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta,\alpha\mathbf{k}_\alpha}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}} = \sum_{\sigma\mu} \sum_{sms'm'} \langle\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu|\,F\,|\alpha\mathbf{k}_\alpha sm\rangle \times \quad (30)$$

$$\times \langle\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu|\,F\,|\alpha\mathbf{k}_\alpha s'm'\rangle^* \rho_\alpha\,(sm, s'm'),$$

учитывающей интерференцию амплитуд (9) реакций $\alpha\mathbf{k}_\alpha sm \to \beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu$ и $\alpha\mathbf{k}_\alpha s'm' \to \beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu$ с весами, определяемыми спиновой матрицей плотности $\rho_\alpha\,(sm, s'm')$.

Соотношение (30) для дифференциального сечения реакции $\alpha\mathbf{k}_\alpha \to \beta\mathbf{k}_\beta$ позволяет получить [2, 13] выражение для нормированной спиновой матрицы плотности $\rho_\beta\,(\sigma\mu, \sigma'\mu')$ частиц b и B в конечном канале β исследуемой реакции:

$$\rho_\beta\,(\sigma\mu, \sigma'\mu') = \left(\frac{d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta,\alpha\mathbf{k}_\alpha}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}}\right)^{-1} \times \quad (31)$$

$$\times \sum_{sms'm'} \langle\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu|\,F\,|\alpha\mathbf{k}_\alpha sm\rangle \times$$

$$\times \langle\beta\mathbf{k}_\beta\sigma'\mu'|\,F\,|\alpha\mathbf{k}_\alpha s'm'\rangle^* \rho_\alpha\,(sm, s'm').$$

Если матрица плотности $\rho_\alpha\,(sm, s'm')$ начального канала реакции $\alpha\mathbf{k}_\alpha \to \beta\mathbf{k}_\beta$ зависит только от векторов поляризаций $\mathbf{P}_a$ и $\mathbf{P}_A$ спинов частиц a и A, то матрица плотности $\rho_\beta\,(\sigma\mu, \sigma'\mu')$ в

(31) содержит новый вектор поляризации, направленный по направлению векторного произведения $[\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{k}_\beta]$ относительных волновых векторов $\mathbf{k}_\alpha$ и $\mathbf{k}_\beta$ начального и конечного каналов. Происхождение этой поляризации обусловлено [5, 14] появлением компонент амплитуд ядерных реакций вида (9), связанных с влиянием спин-орбитальных потенциалов, входящих в определение потенциалов взаимодействия $\mathbf{V}_\alpha$ и $\mathbf{V}_\beta$ частиц начального и конечного каналов и поэтому фигурирующих в матрице реакций $\mathcal{T}$ (10). В дальнейшем будем использовать важнейшее условие, связанное с пренебрежением влиянием спин-орбитальных взаимодействий на амплитуды (9), связанные с описанием исследуемых в работе исходных и обращенных к ним реакций. При отсутствии поляризаций $\mathbf{P}_a$ и $\mathbf{P}_A$ в матрице плотности $\rho_\alpha(sm, s'm')$ начального канала $\alpha\mathbf{k}_\alpha$ реакции (31) матрица плотности $\rho_\beta(\sigma\mu, \sigma'\mu')$ конечного канала $\beta\mathbf{k}_\beta$ также включает неполяризованные частицы b и B.

Теперь рассмотрим обратную к исходной реакции $\alpha\mathbf{k}_\alpha \to \beta\mathbf{k}_\beta$ реакцию $\beta\mathbf{k}_\beta \to \alpha\mathbf{k}_\alpha$, дифференциальное сечение которой по аналогии с (30) определяется как

$$\frac{d\sigma_{\alpha\mathbf{k}_\alpha,\beta\mathbf{k}_\beta}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\alpha}} = \sum_{sm}\sum_{\sigma\mu\sigma'\mu'} \langle \alpha\mathbf{k}_\alpha sm | F | \beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu\rangle \times \tag{32}$$
$$\times \langle \alpha\mathbf{k}_\alpha sm | F | \beta\mathbf{k}_\beta\sigma'\mu'\rangle^* \rho_\beta(\sigma\mu, \sigma'\mu'),$$

а матрица плотности $\rho_\alpha(s_1m_1, s_2m_2)$ конечного канала обратной реакции имеет по аналогии с (31) вид

$$\rho_\alpha(s_1m_1, s_2m_2) = \left(\frac{d\sigma_{\alpha\mathbf{k}_\alpha,\beta\mathbf{k}_\beta}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\alpha}}\right)^{-1} \times \tag{33}$$
$$\times \sum_{\sigma\mu\sigma'\mu'} \langle \alpha\mathbf{k}_\alpha s_1m_1 | F | \beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu\rangle \times$$
$$\times \langle \alpha\mathbf{k}_\alpha s_1m_1 | F | \beta\mathbf{k}_\beta\sigma'\mu'\rangle^* \rho_\beta(\sigma\mu, \sigma'\mu').$$

Выразим матрицу плотности $\rho_\beta(\sigma\mu, \sigma'\mu')$ начального канала $\beta\mathbf{k}_\beta$ обратной реакции через матрицу плотности (31) конечного канала исходной реакции $\alpha\mathbf{k}_\alpha \to \beta\mathbf{k}_\beta$. Тогда (33) преобразуется к виду

$$\rho_\alpha(s_1m_1, s_2m_2) = \tag{34}$$
$$= \left(\frac{d\sigma_{\alpha\mathbf{k}_\alpha,\beta\mathbf{k}_\beta}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\alpha}}\right)^{-1} \left(\frac{d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta,\alpha\mathbf{k}_\alpha}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}}\right)^{-1} \times$$
$$\times \sum_{\substack{\sigma\mu,\sigma'\mu'\\ sm,s'm'}} \langle \alpha\mathbf{k}_\alpha s_1m_1 | F | \beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu\rangle \times$$
$$\times \langle \alpha\mathbf{k}_\alpha s_1m_1 | F | \beta\mathbf{k}_\beta\sigma'\mu'\rangle^* \langle \beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu | F | \alpha\mathbf{k}_\alpha sm\rangle \times$$
$$\times \langle \beta\mathbf{k}_\beta\sigma'\mu' | F | \alpha\mathbf{k}_\alpha s'm'\rangle^* \rho_\alpha(sm, s'm').$$

Поскольку в правой и левой частях формулы (34) фигурирует одна и та же матрица плотности ρ_α канала α с разными аргументами, то соотношение (34) справедливо при выполнении равенства

$$\sum_{\sigma\mu,\sigma'\mu'} \langle \alpha\mathbf{k}_\alpha s_1m_1 | F | \beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu\rangle \times \tag{35}$$
$$\times \langle \alpha\mathbf{k}_\alpha s_2m_2 | F | \beta\mathbf{k}_\beta\sigma'\mu'\rangle^* \times$$
$$\times \langle \beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu | F | \alpha\mathbf{k}_\alpha sm\rangle \langle \beta\mathbf{k}_\beta\sigma'\mu' | F | \alpha\mathbf{k}_\alpha s'm'\rangle^* =$$
$$= \delta_{s_1m_1,sm}\delta_{s_2m_2,s'm'} \frac{d\sigma_{\alpha\mathbf{k}_\alpha,\beta\mathbf{k}_\beta}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\alpha}} \frac{d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta,\alpha\mathbf{k}_\alpha}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}}.$$

При использовании условия T-инвариантности вида (20) в левой части формулы (35) она преобразуется к виду

$$\sum_{\sigma\mu,\sigma'\mu'} \left\langle \overline{\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu} \right| F \left| \overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha s_1m_1} \right\rangle \times \tag{36}$$
$$\times \left\langle \overline{\beta\mathbf{k}_\beta\sigma'\mu'} \right| F \left| \overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha s_2m_2} \right\rangle^* \times$$
$$\times \left\langle \overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha sm} \right| F \left| \overline{\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu} \right\rangle \left\langle \overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha s'm'} \right| F \left| \overline{\beta\mathbf{k}_\beta\sigma'\mu'} \right\rangle^* =$$
$$= \delta_{s_1m_1,sm}\delta_{s_2m_2,s'm'} \frac{d\sigma_{\alpha\mathbf{k}_\alpha,\beta\mathbf{k}_\beta}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\alpha}} \frac{d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta,\alpha\mathbf{k}_\alpha}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}}.$$

Теперь по аналогии с формулами (30) и (31) получим формулы для сечения реакции $\overline{\beta\mathbf{k}_\beta} \to \overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha}$, обращенной по времени к исходной, и для спиновой матрицы плотности $\rho_{\bar\beta}(\overline{\sigma\mu}, \overline{\sigma'\mu'})$:

$$\frac{d\sigma_{\overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha},\overline{\beta\mathbf{k}_\beta}}}{d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}} = \tag{37}$$
$$= \sum_{\overline{\sigma\mu},\overline{\sigma'\mu'},\overline{sm}} \left\langle \overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha sm} \right| F \left| \overline{\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu} \right\rangle \times$$
$$\times \left\langle \overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha sm} \right| F \left| \overline{\beta\mathbf{k}_\beta\sigma'\mu'} \right\rangle^* \rho_{\bar\beta}(\overline{\sigma\mu}, \overline{\sigma'\mu'}),$$

$$\rho_{\bar\beta}(\overline{\sigma\mu}, \overline{\sigma'\mu'}) = \left(\frac{d\sigma_{\overline{\beta\mathbf{k}_\beta},\overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha}}}{d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\beta}}\right)^{-1} \times \tag{38}$$
$$\times \sum_{\overline{sm},\overline{s'm'}} \left\langle \overline{\beta\mathbf{k}_\beta\sigma\mu} \right| F \left| \overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha sm} \right\rangle \times$$
$$\times \left\langle \overline{\beta\mathbf{k}_\beta\sigma'\mu'} \right| F \left| \overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha s'm'} \right\rangle^* \rho_{\bar\alpha}(\overline{sm}, \overline{s'm'}).$$

Подставляя (38) в (37) с учетом (36) и используя условие нормировки (31), которое сохраняется при переходе от состояний sm к состояниям $\overline{sm}$, получаем уравнение, связывающее дифференциальные сечения прямых и обратных реакций, обращенных и необращенных во времени:

$$\frac{d\sigma_{\overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha},\overline{\beta\mathbf{k}_\beta}}}{d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}} \frac{d\sigma_{\overline{\beta\mathbf{k}_\beta},\overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha}}}{d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\beta}} = \frac{d\sigma_{\alpha\mathbf{k}_\alpha,\beta\mathbf{k}_\beta}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\alpha}} \frac{d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta,\alpha\mathbf{k}_\alpha}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}}. \tag{39}$$

Первая итерация этого уравнения приводит к равенствам

$$\frac{d\sigma_{\overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha},\overline{\beta\mathbf{k}_\beta}}}{d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}} = \frac{d\sigma_{\alpha\mathbf{k}_\alpha,\beta\mathbf{k}_\beta}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\alpha}}; \qquad (40)$$
$$\frac{d\sigma_{\overline{\beta\mathbf{k}_\beta},\overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha}}}{d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\beta}} = \frac{d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta,\alpha\mathbf{k}_\alpha}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}}.$$

Для анализа этих равенств воспользуемся тем, что дифференциальное сечение $d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta,\alpha\mathbf{k}_\alpha}/d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}$ реакции $\alpha\mathbf{k}_\alpha \to \beta\mathbf{k}_\beta$ в общем случае можно представить в виде суммы по различным T-четным (e) и T-нечетным (o) компонентам. Наборы индексов e и o связаны с определенными механизмами появления указанных компонент:

$$\frac{d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta,\alpha\mathbf{k}_\alpha}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}} = \sum_e \left(\frac{d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta,\alpha\mathbf{k}_\alpha}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}}\right)_e + \qquad (41)$$
$$+ \sum_o \left(\frac{d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta,\alpha\mathbf{k}_\alpha}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}}\right)_o,$$

где T-четные и T-нечетные компоненты этого сечения удовлетворяют условиям:

$$\left(\frac{d\sigma_{\alpha\mathbf{k}_\alpha,\beta\mathbf{k}_\beta}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\alpha}}\right)_e = \left(\frac{d\sigma_{\overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha},\overline{\beta\mathbf{k}_\beta}}}{d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}}\right)_e, \qquad (42)$$
$$\left(\frac{d\sigma_{\alpha\mathbf{k}_\alpha,\beta\mathbf{k}_\beta}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\alpha}}\right)_o = -\left(\frac{d\sigma_{\overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha},\overline{\beta\mathbf{k}_\beta}}}{d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}}\right)_o.$$

Равенства (40) при учете (42) возможны только для T-четных компонент анализируемых сечений и не реализуются для фигурирующих в этих сечениях T-нечетных компонент. Поэтому равенства (40) можно исключить из рассмотрения, а выполнение соотношения (39) связать с реализацией равенств:

$$\frac{d\sigma_{\overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha},\overline{\beta\mathbf{k}_\beta}}}{d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}} = C\frac{d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta,\alpha\mathbf{k}_\alpha}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}}; \qquad (43)$$
$$\frac{d\sigma_{\overline{\beta\mathbf{k}_\beta},\overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha}}}{d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\beta}} = C^{-1}\frac{d\sigma_{\alpha\mathbf{k}_\alpha,\beta\mathbf{k}_\beta}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\alpha}},$$

где величина C не зависит от направлений векторов $\mathbf{k}_\alpha$ и $\mathbf{k}_\beta$, а второе из равенств в (43) вытекает из первого при перестановке местами индексов каналов $\alpha\mathbf{k}_\alpha$ и $\beta\mathbf{k}_\beta$. Тогда при учете разложений типа (41) для входящих в равенства (43) дифференциальных сечений можно потребовать выполнение подобных равенств для компонент указанных сечений, связанных с одинаковыми P- и T-четностями и обусловленных едиными механизмами их появления:

$$\left(\frac{d\sigma_{\overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha},\overline{\beta\mathbf{k}_\beta}}}{d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}}\right)_{e,o} = C\left(\frac{d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta,\alpha\mathbf{k}_\alpha}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}}\right)_{e,o}. \qquad (44)$$

Условие (44) справедливо для любых матриц плотностей $\rho_\alpha(sm, s'm')$ начального канала $\alpha\mathbf{k}_\alpha$ в реакции $\alpha\mathbf{k}_\alpha \to \beta\mathbf{k}_\beta$, включая и каналы с неориентированными по спинам частицами, в которых $\rho_\alpha(sm, s'm')$ представляется [2] как

$$\rho_\alpha(sm, s'm') = \qquad (45)$$
$$= \frac{1}{(2s_a+1)(2s_A+1)}\delta_{s,s'}\delta_{m,m'}.$$

При использовании матрицы плотности (45) выражение (30) для дифференциального сечения $d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta,\alpha\mathbf{k}_\alpha}/d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}$ сводится к (23). Аналогично выражение (37) при использовании в нем $\rho_{\bar\beta}(\overline{\sigma\mu}, \overline{\sigma'\mu'})$ в форме, аналогичной формуле (45) для неориентированных по спинам частиц в канале $\bar\beta$, приводится к формуле (24). Тогда константу C в формуле (43) можно выбрать равной константе C_0 (26), фигурирующей в формуле (25) и приводящей, как было показано выше, к принципу детального равновесия.

5. АНАЛИЗ КОМПОНЕНТ С РАЗЛИЧНЫМИ P- И T-ЧЕТНОСТЯМИ В ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЯХ БИНАРНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

При использовании [5, 7, 8] свойств симметрии ядерных систем, связанных с их пространственно-временными характеристиками, введенные выше компоненты дифференциальных сечений исходных и обращенных к ним по времени реакций можно представить через скалярные (псевдоскалярные при нарушении P-четности) функции $\varphi_{e,o}$ и $\bar\varphi_{e,o}$

$$\left(\frac{d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta,\alpha\mathbf{k}_\alpha}}{d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}}\right)_{e,o} = \varphi_{e,o}(\mathbf{k}_b, \mathbf{s}_b; \mathbf{k}_a, \mathbf{s}_a), \qquad (46)$$
$$\left(\frac{d\sigma\overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha}, \overline{\beta\mathbf{k}_\beta}}{d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}}\right)_{e,o} = \bar\varphi_{e,o}(\overline{\mathbf{k}_a}, \overline{\mathbf{s}_a}; \overline{\mathbf{k}_b}, \overline{\mathbf{s}_b}),$$

аргументы которых выражаются через последовательности $\mathbf{k}_b, \mathbf{s}_b; \mathbf{k}_a, \mathbf{s}_a$ и $\overline{\mathbf{k}_a}, \overline{\mathbf{s}_a}; \overline{\mathbf{k}_b}, \overline{\mathbf{s}_b}$, соответствуют изменению знаков спинов и импульсов при обращении времени (15) и перестановке волновых векторов и спинов $\mathbf{k}_a, \mathbf{s}_a$ и $\mathbf{k}_b, \mathbf{s}_b$ между собой при переходе от исходной к обращенной к ней по времени реакций. Тогда при единых механизмах возникновения указанных компонент в сечениях исходной и обращенной к ней по времени реакций и условий T-инвариантности (42) можно получить соотношения:

$$\varphi_e(\mathbf{k}_b, \mathbf{s}_b; \mathbf{k}_a, \mathbf{s}_a) = C_0\varphi_e(\mathbf{k}_a, \mathbf{s}_a; \mathbf{k}_b, \mathbf{s}_b); \qquad (47)$$
$$\varphi_o(\mathbf{k}_b, \mathbf{s}_b; \mathbf{k}_a, \mathbf{s}_a) = -C_0\varphi_o(\mathbf{k}_a, \mathbf{s}_a; \mathbf{k}_b, \mathbf{s}_b).$$

Если учесть, что величина C_0 является положительно определенной, ненулевые значения указанных компонент для конкретного T-инвариантного механизма исследуемых реакций получаются только в том случае, если при перестановке волновых векторов и спинов $\mathbf{k}_a, \mathbf{s}_a$ и $\mathbf{k}_b, \mathbf{s}_b$ величины φ_e не меняют знака, а величины φ_o — меняют. Этот результат позволяет выделить конкретный T-инвариантный механизм, который может описать характеристики отличных от нуля анализируемых компонент сечения исходной реакции $\alpha\mathbf{k}_\alpha \to \beta\mathbf{k}_\beta$ и отбросить все остальные механизмы. Однако в случае невыполнения указанных условий для T-инвариантных механизмов исследуемые компоненты обращаются в нуль, что позволяет использовать их экспериментальные зависимости для оценки роли T-неинвариантных взаимодействий. Таким образом, данный результат находится в противоречии с результатами, полученными в работах [11, 12], в которых утверждалось отсутствие обращающихся в нуль компонент дифференциальных сечений при сохранении системой T-инвариантности.

Проведем анализ компонент различной P- и T-четности в дифференциальных сечениях $d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta,\alpha\mathbf{k}_\alpha}/d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}$ бинарных реакций двойного деления ориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами. Вектор поляризации спина $\mathbf{J}$ составного делящегося ядра, формируемого при захвате холодного поляризованного нейтрона со спином $\mathbf{s}_n$ поляризованным ядром-мишенью со спином $\mathbf{I}$, выражается суммой членов, связанных только с $\mathbf{s}_n$, с $\mathbf{I}$ и с их векторным произведением $[\mathbf{I}, \mathbf{s}_n]$ [15].

В результате можно выделить [16] следующие компоненты дифференциального сечения реакции двойного деления $d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta,\alpha\mathbf{k}_\alpha}/d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}$, для которых функции $\varphi_{e,o}$ в формуле (44) соответствуют P-нечетным, T-четным компонентам $A\,(\mathbf{s}_n, \mathbf{k}_{\text{LF}})$ и $B\,(\mathbf{s}_n, \mathbf{k}_{\text{LF}})$; P-нечетной, T-нечетной компоненте $C\,([\mathbf{I}, \mathbf{s}_n], \mathbf{k}_{\text{LF}})$; P-четной, T-нечетной компоненте $D\,([\mathbf{I}, \mathbf{s}_n], \mathbf{k}_{\text{LF}})\,(\mathbf{I}, \mathbf{k}_{\text{LF}})$ и, наконец, P-четной T-четной компоненте $E\,([\mathbf{I}, \mathbf{s}_n], [\mathbf{k}_n, \mathbf{k}_{\text{LF}}])$, где $\mathbf{k}_n$ и $\mathbf{k}_{\text{LF}}$ — волновые векторы падающего нейтрона и легкого фрагмента деления, а A, B, C, D, E — коэффициенты при соответствующих компонентах дифференциального сечения.

Стоит отметить, что механизм появления всех указанных компонент связан с интерференцией делительных амплитуд s- и p-нейтронных резонансных состояний составного делящегося ядра. Поскольку при переходе от исходной реакции $\alpha\mathbf{k}_\alpha \to \beta\mathbf{k}_\beta$ к обратной реакции $\beta\mathbf{k}_\beta \to \alpha\mathbf{k}_\alpha$ компоненты $A\,(\mathbf{s}_n, \mathbf{k}_{\text{LF}})$ и $B\,(\mathbf{s}_n, \mathbf{k}_{\text{LF}})$ не меняют знака и являются T-четными, то эти компоненты имеют одинаковый знак для исходной и обращенной по времени реакций. Поэтому они имеют отличные от нуля значения, удовлетворяющие условию T-инвариантности (44). Именно поэтому компонента сечения $A\,(\mathbf{s}_n, \mathbf{k}_{\text{LF}})$ исследуемой реакции была найдена в [16], экспериментально обнаружившей эффект несохранения четности в реакциях двойного деления ядер. Компонента сечения $B\,(\mathbf{s}_n, \mathbf{k}_{\text{LF}})$ до сих пор не найдена экспериментально, хотя не вызывает сомнения ее заметное отличие от нулевого значения.

В то же время компоненты сечений с коэффициентами C, D, E меняют знак при переходе от исходной к обращенной по времени реакции, что приводит к разным знакам членов, стоящих в правой и левой частях формулы (44). Это обстоятельство соответствует равенству нулю этих членов при сохранении T-инвариантности. Отсюда следует, что экспериментальные исследования указанных компонент с коэффициентами C, D, E позволяют с хорошей степенью точности определить величину компонент взаимодействий в ядерных системах, нарушающих T-инвариантность.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное в работе исследование продемонстрировало отсутствие в общем случае инвариантности произвольных бинарных ядерных реакций с участием ориентированных по спинам частиц к обращению времени. Это связано с влиянием спин-орбитальных взаимодействий в потенциалах начального или конечного каналов, под действием которых спиновая матрица ρ_β конечного канала $\beta\mathbf{k}_\beta$ в реакции $\alpha\mathbf{k}_\alpha \to \beta\mathbf{k}_\beta$ отличается от матрицы ρ_α начального канала появлением [5, 14] в ρ_β поляризационной компоненты, не зависящей от спинов частиц начального и конечного каналов и пропорциональной векторному произведению $[\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{k}_\beta]$ относительных волновых векторов начального и конечного каналов.

Поэтому дифференциальное сечение $d\sigma_{\overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha},\overline{\beta\mathbf{k}_\beta}}/d\Omega_{\bar{\mathbf{k}}_\alpha}$ реакции $\overline{\beta\mathbf{k}_\beta} \to \overline{\alpha\mathbf{k}_\alpha}$, обращенной по времени к исходной $\alpha\mathbf{k}_\alpha \to \beta\mathbf{k}_\beta$ при использовании спиновой матрицы $\bar{\rho}_\beta$ начального канала, однозначно связанной с матрицей ρ_β, не переходит с точностью до постоянного множителя в дифференциальное сечение $d\sigma_{\beta\mathbf{k}_\beta,\alpha\mathbf{k}_\alpha}/d\Omega_{\mathbf{k}_\beta}$ исходной реакции, определяемой спиновой матрицей ρ_α, что ожидается при инвариантности ядерной реакции к обращению времени. Этот результат определяется тем, что описание поляризационных явлений в ядерных реакциях связано с появлением спиновых матриц плотности, которые имеют статистический характер, необратимый по времени [14].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E. P. Wigner, Göttingen Nachrichten **31**, 546 (1932).
2. А. С. Давыдов, *Теория атомного ядра* (Физматлит, Москва, 1958).
3. A. M. Lane and R. G. Thomas, Rev. Mod. Phys. **30**, 257 (1958).
4. M. L. Goldberger and K. M. Watson, *Collision Theory* (J. Wiley & Sons, 1964).
5. A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure* (Benjamin, New York, 1969), Vol. 1.
6. F. Coester, Phys. Rev. **84**, 1259 (1951).
7. С. Г. Кадменский, П. В. Кострюков, ЯФ **79**, 556 (2016) [Phys. At. Nucl. **79**, 786 (2016)].
8. С. Г. Кадменский, П. В. Кострюков, ЯФ **81**, 443 (2018) [Phys. At. Nucl. **81**, 895 (2018)].
9. B. A. Lippmann and J. Schwinger, Phys. Rev. **79**, 469 (1950).
10. M. Gell-Mann and M. Goldberger, Phys. Rev. **91**, 398 (1953).
11. F. Arash, M. J. Moravscik, and G. R. Goldstein, Phys. Rev. Lett. **54**, 2649 (1985).
12. H. E. Conzett, Phys. Rev. C **52**, 1041 (1995).
13. A. Simon, Phys. Rev. **92**, 1050 (1953).
14. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика: нерелятивистская теория* (Физматлит, Москва, 2004).
15. А. Л. Барабанов, *Симметрии и спин-угловые корреляции в реакциях и распадах* (Физматлит, Москва, 2010).
16. 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)].

T-INVARIANCE CONDITIONS FOR DIFFERENTIAL CROSS SECTIONS OF BINARY NUCLEAR REACTIONS INVOLVING SPIN-ORIENTED NUCLEI AND PARTICLES

S. G. Kadmensky[1], P. V. Kostryukov[1], D. E. Lyubashevsky[1]

[1] *Voronezh State University, Russia*

Using the T-invariance condition for the amplitudes of arbitrary binary nuclear reactions with spin-oriented particles and time-reversed reactions, the relation between the differential cross sections of these reactions is obtained for the first time. At the same time, the cross sections considered above were constructed using sets of interaction potentials between particles of the initial and final channels of reactions without taking into account any spin–orbital interactions. The obtained relation includes the case corresponding to the implementation of the previously known principle of detailed equilibrium. When using these relations, equality was obtained for different components of the analyzed cross sections due to a uniform mechanism of occurrence and having the same P and T parity. These equations allowed us to prove the existence of a number of these components that vanish when taking into account T invariance, which leads to new possibilities in the study of T-non-invariant interactions in nuclear reactions.