ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, 2019, том 82, № 3, с. 239–251

ЯДРА

ОПРЕДЕЛЯЮЩАЯ РОЛЬ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ В ОПИСАНИИ T-НЕЧЕТНЫХ АСИММЕТРИЙ В РЕАКЦИЯХ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ХОЛОДНЫМИ ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ

© 2019 г. С. Г. Кадменский[1)*], Л. В. Титова[1)], В. Е. Бунаков[2)]

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

В рамках квантовой теории деления проведен детальный анализ T-нечетных асимметрий в реакциях истинного тройного деления ядер с вылетом предразрывных α-частиц, основанный на учете влияния квантового вращения составного делящегося ядра (СДЯ), формируемого при захвате холодного поляризованного нейтрона неориентированным ядром-мишенью на угловые распределения как α-частиц, так и фрагментов деления. Продемонстрировано, что для описания указанных асимметрий не применим подход, базирующийся на использовании классического метода траекторных расчетов без учета интерференции делительных амплитуд различных нейтронных резонансных состояний СДЯ, образующихся на начальной стадии исследуемых реакций.

DOI: 10.1134/S0044002719030103

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время накоплен достаточно большой экспериментальный материал [1–7] по характеристикам T-нечетных P-четных асимметрий в реакциях истинного тройного деления неориентированных ядер-мишеней ^{233}U, ^{235}U, ^{239}Pu и ^{241}Pu холодными поляризованными нейтронами с вылетом предразрывных α-частиц. Природа указанных асимметрий была объяснена в рамках квантовой теории деления [8–11] влиянием вращения поляризованного составого делящегося ядра (СДЯ), в первую очередь, на угловые распределения предразрывных α-частиц [12], а затем [13–16] на угловые распределения фрагментов деления. При этом использование квантовой спиновой матрицы плотности $\rho^{J_sJ_{s'}}_{M_sM_{s'}}$ поляризованного СДЯ позволило учесть интерференцию делительных амплитуд двух различных нейтронных резонансных состояний $|sJ_sM_s\rangle = |s'J_{s'}M_{s'}\rangle$ СДЯ с квантовыми числами s, спинами J_s и проекциями спинов M_s на ось Z лабораторной системы координат (л.с.к.). Это принципиально отличает квантовую теорию деления от альтернативного варианта описания исследуемых T-нечетных асимметрий, связанного с методом траекторных расчетов [4–7, 17, 18], в котором отсутствует интерференция делительных амплитуд различных нейтронных резонансов и для холодных нейтронов рассматривается только случай $|sJ_sM_s\rangle = |s'J_{s'}M_{s'}\rangle$, причем значения спинов $J_s = J_{s'}$ оказываются равными $J_< = I - 1/2$ и $J_> = I + 1/2$, где I — спин неориентированного ядра-мишени.

Целью настоящей работы является детальное описание рассматриваемых T-нечетных асимметрий на основе развитой квантовой теории деления [8–16] при последовательном учете влияния квантового вращения составной делящейся системы (СДС) в рамках модели “частица + ротатор” [8] на амплитуды угловых распределений не только α-частиц, но и фрагментов деления. Показана определяющая роль интерференционных эффектов, отсутствие которых в классическом методе траекторных расчетов приводит к некорректному пониманию природы исследуемых T-нечетных асимметрий.

2. ТРОЙНОЕ ДЕЛЕНИЕ НЕОРИЕНТИРОВАННЫХ ЯДЕР-МИШЕНЕЙ ХОЛОДНЫМИ НЕПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Исследуем в рамках квантовой теории деления дифференциальные сечения $d\sigma_{n,f}/d\Omega_\alpha$ реакций тройного деления неориентированных ядер-мишеней холодными неполяризованными нейтронами в системе центра масс СДЯ при выборе оси Z л.с.к. вдоль направления единичного волнового

[1)]Воронежский государственный университет, Россия.
[2)]НИЦ “Курчатовский институт” — ПИЯФ, Гатчина, Россия.
[*]E-mail: kadmensky@phys.vsu.ru

вектора $\mathbf{k}_{\rm LF}$ легкого фрагмента деления. Угол θ_α (соответствующий телесный угол $\Omega_\alpha = (\theta_\alpha, \varphi_\alpha)$) определяет направление единичного волнового вектора $\mathbf{k}_\alpha$ α-частицы, и совпадает с углом $\theta_{\alpha,\rm LF}$ между направлениями вылета α-частицы и легкого фрагмента деления. Вводя относительные координаты фрагментов деления $\mathbf{R} = \mathbf{R}_{A_1} - \mathbf{R}_{A_2}$ и α-частицы $\mathbf{r} = \mathbf{R}_\alpha - \frac{\mathbf{R}_{A_1} M_{A_1} + \mathbf{R}_{A_2} M_{A_2}}{M_{A_1} + M_{A_2}}$, где $\mathbf{R}_{A_1}$, $\mathbf{R}_{A_2}$ и $\mathbf{R}_\alpha$ — координаты центров масс фрагментов с массами M_{A_1} (M_{A_2}) и α-частицы, можно при использовании метода трехтельных гиперсферических функций [19, 20] связать модули R и r с гиперрадиусом ρ и углом ε ($0 \le \varepsilon \le \pi/2$), определяющим энергетические распределения фрагментов деления A_1 (A_2) и α-частиц: $R = \left(\frac{M_b}{M_a}\right)^{1/4} \rho \sin\varepsilon$; $r = \left(\frac{M_a}{M_b}\right)^{1/4} \rho \cos\varepsilon$, где $M_a = \frac{M_{A_1} M_{A_2}}{M_{A_1} + M_{A_2}}$; $M_b = \frac{m_\alpha M_a}{m_\alpha + M_a}$. Тогда [10–12] волновая функция (ВФ) $\Psi_0^{sJ_sM_s}$ нейтронного резонанса $|sJ_sM_s\rangle$, возникающего в СДС при поглощении холодного неполяризованного нейтрона неориентированным ядром-мишенью имеет вид

$$\Psi_0^{sJ_sM_s}(x) = \sum_{K_s c} \frac{\left(\Gamma_{cK_s}^{sJ_s}\right)^{1/2}}{\sqrt{h\upsilon_c}} \times \tag{1}$$

$$\times R(\rho) \left\{ \delta_{K_s,0} \sqrt{\frac{2J_s+1}{8\pi^2}} D_{M_s0}^{J_s}(\omega)\, \chi_{c0}(\zeta) + \right.$$

$$+ (1-\delta_{K_s,0}) \sqrt{\frac{2J_s+1}{16\pi^2}} \left[D_{M_sK_s}^{J_s}(\omega)\, \chi_{cK_s}(\zeta) + \right.$$

$$\left. \left. + (-1)^{J_s+K_s} D_{M_s,-K_s}^{J_s}(\omega)\, \chi_{c-K_s}(\zeta) \right] \right\} \times$$

$$\times B^0\left(\Omega'_{\rm LF}\right) A^0\left(\Omega'_{\rm TP}\right) \frac{Y_{Ll\lambda}(\varepsilon)}{\sin\varepsilon\cos\varepsilon}.$$

Величина $\left(\Gamma_{cK_s}^{sJ_s}\right)^{1/2}$ в (1) совпадает с амплитудой парциальной ширины тройного деления нейтронного резонансного состояния $|sJ_sM_s\rangle$ СДЯ в канал c и в рамках метода случайных матриц Вигнера [21–23] и R-матричной теории ядерных реакций [24, 25] определяется как

$$\left(\Gamma_{cK_s}^{sJ_s}\right)^{1/2} = b_{sK_s}^{J_s} \left\{ \left(\Gamma_{cK_s}^{J_s}\right)^{1/2} \right\} e^{i\delta_c}, \tag{2}$$

где δ_c и $\left\{ \left(\Gamma_{cK_s}^{J_s}\right)^{1/2} \right\}$ — потенциальная фаза рассеяния в канал c и действительное главное значение $\Gamma_{cK_s}^{J_s}$ переходного делительного состояния $|J_sM_sK_s\rangle$ [8], отвечающего коллективному деформационному движению СДЯ к точке его разрыва, причем K_s — проекция спина СДЯ на его ось симметрии. В формуле (2) $b_{sK_s}^{J_s}$ — амплитуда примешивания [9, 22, 23] ВФ $\Psi_{K_s}^{J_sM_s}$ переходного делительного состояния к ВФ $\Psi^{sJ_sM_s}$ нейтронного резонансного состояния СДЯ. В формуле (1) использованы обозначения работ [11, 12, 19, 20]: x — полный набор координат СДС $x = \rho, \varepsilon, \omega, \zeta, \Omega'_{\rm LF}, \Omega'_\alpha$, $\omega = \alpha, \beta, \gamma$ — углы Эйлера, задающие ориентацию осей в.с.к. относительно осей л.с.к., ζ — полный набор внутренних координат фрагментов деления и α-частицы, а углы $\Omega'_{\rm LF}$ и Ω'_α соответствуют направлениям вылета легкого фрагмента деления и α-частицы во в.с.к. В (1) $D_{M_sK_s}^{J_s}(\omega)$ — сферическая функция Эйлера; $\chi_{cK_s}(\zeta)$ — произведение внутренних ВФ продуктов тройного деления, зависящих от каналового индекса c. Этот индекс определяется как $c = \sigma_1 J_1 \sigma_2 J_2 \lambda$, где σ_1, J_1 (σ_2, J_2) — квантовые числа и спины фрагментов деления, а величина λ [22, 23] принимает значения $\lambda = 0, 1, 2, \ldots$. В (1) фигурируют функции $R(\rho)$ и $Y_{Ll\lambda}(\varepsilon)$, определяющие распределения гиперрадиуса ρ и кинетических энергий продуктов деления. В асимптотической области больших ρ, где уже сформированы продукты тройного деления СДЯ, функция $R(\rho)$ имеет вид: $R(\rho) = e^{ik_c\rho}/\rho^{5/2}$ [19, 20]. В (1) включены амплитуды $A^0(\Omega'_\alpha)$ и $B^0\left(\Omega'_{\rm LF}\right)$ нормированных угловых распределений α-частицы и фрагментов деления во в.с.к. СДС.

Амплитуду $B^0\left(\Omega'_{\rm LF}\right)$ можно считать близкой к аналогичной амплитуде углового распределения фрагментов двойного деления в силу слабости кулоновского взаимодействия α-частицы с фрагментами деления по сравнению с кулоновским взаимодействием между указанными фрагментами и представить в виде

$$B^0\left(\Omega'_{\rm LF}\right) = \sum_L b_L Y_{L0}\left(\theta'_{\rm LF}\right), \tag{3}$$

где коэффициенты b_L достаточно точно определяются [26–29] wriggling-колебаниями СДЯ в окрестности его точки разрыва и являются действительными из-за действительности ВФ указанных колебаний. В силу гипотезы Бора [8] угловое распределение фрагментов деления $W^0\left(\Omega'_{\rm LF}\right)$ приобретает δ-функциональный характер и представляется [11, 12] как

$$W^0\left(\Omega'_{\rm LF}\right) = B^0\left(\Omega'_{\rm LF}\right)^2 = \tag{4}$$

$$= \sum_{L'} Y_{L'0}\left(\theta'_{\rm LF} = 0\right) Y_{L'0}\left(\theta'_{\rm LF}\right) =$$

$$= \sum_{L'} \sqrt{\frac{2L'+1}{4\pi}} Y_{L'0}\left(\theta'_{\rm LF}\right) = \frac{1}{\pi} \frac{\delta\left(\theta'_{\rm LF}\right)}{\sin\theta'_{\rm LF}}.$$

Амплитуда $A^0(\Omega'_{\rm TP})$ нормированного углового распределения $P^0(\Omega'_{\rm TP})$ предразрывных α-частиц во в.с.к. в асимптотической области может быть представлена в виде ряда

$$A^0(\Omega'_\alpha) = A^0(\theta'_\alpha) = \tag{5}$$
$$= \sum_l a_l Y_{l0}(\theta'_\alpha) = \sum_l \{a_l\} e^{i\delta_l} Y_{l0}(\theta'_\alpha) =$$
$$= e^{i\delta_0} \sum_l \{a_l\} Y_{l0}(\theta'_\alpha),$$

где $\{a_l\}$ и δ_l — действительное главное значение и фаза коэффициента разложения a_l. Механизм вылета предразрывных α-частиц из СДЯ считается неадиабатическим [30], основанным на влиянии зависящего от времени потенциала взаимодействия формируемой в шейке СДЯ α-частицы с нуклонами оставшегося после ее вылета дочернего ядра. В (5) учитывается, что угловые распределения α-частицы по отношению к направлению вылета легкого фрагмента деления с преобладающей вероятностью не зависят от φ_α [31] и слабо зависят как от распределения кинетических энергий продуктов деления, так и от полной энергии относительного движения продуктов тройного деления во всех значимых для указанного деления каналах. Кроме того, для предразрывных α-частиц средние значения $\overline{l}$ их орбитальных моментов l много меньше средних значений $\overline{L}$ относительных орбитальных моментов фрагментов деления L, входящих в (4) и определяемых влиянием wriggling-колебаний СДЯ [26–29]. Такое соотношение моментов $\overline{l}$ и $\overline{L}$ связано с тем, что при учете сверхтекучих свойств холодного СДЯ в окрестности точки его разрыва α-частица вылетает с наибольшей вероятностью из его шейки с орбитальным моментом $l = 0$ и при дальнейшем движении приобретает сравнительно небольшие четные и нечетные значения моментов l за счет ее кулоновского взаимодействия с зарядово-асимметричными фрагментами деления. Это взаимодействие существенно меньше кулоновского взаимодействия между фрагментами. Кроме того, неадиабатичность коллективного деформационного движения СДЯ в окрестности его точки разрыва [32] приводит к тому, что кинетическая энергия α-частиц, начиная с момента их вылета, имеет положительные значения, заметно превосходящие значения ее центробежный барьер [32], что позволяет считать фазы δ_l не зависящими от l, т.е. считать $\delta_l = \delta_0$. Тогда амплитуду (5) можно представить через сумму ее четной $A^0_{\rm ev}(\theta'_\alpha)$ и нечетной $A^0_{\rm odd}(\theta'_\alpha)$ компонент [33]:

$$A^0(\theta'_\alpha) = A^0_{\rm ev}(\theta'_\alpha) + A^0_{\rm odd}(\theta'_\alpha) = \tag{6}$$
$$= e^{i\delta_0}\left[\left\{A^0_{\rm ev}(\theta'_\alpha)\right\} + \left\{A^0_{\rm odd}(\theta'_\alpha)\right\}\right],$$

где действительные главные значения $\left\{A^0_{\rm ev}(\theta'_\alpha)\right\}$ и $\left\{A^0_{\rm odd}(\theta'_\alpha)\right\}$ амплитуд $A^0_{\rm ev}(\theta'_\alpha)$ и $A^0_{\rm odd}(\theta'_\alpha)$ определяются суммами в (5) по четным и нечетным значениям l и удовлетворяют условиям:

$$\left\{A^0_{\rm ev}(\theta'_\alpha)\right\} = \left\{A^0_{\rm ev}(\pi - \theta'_\alpha)\right\}; \tag{7}$$
$$\left\{A^0_{\rm odd}(\theta'_\alpha)\right\} = -\left\{A^0_{\rm odd}(\pi - \theta'_\alpha)\right\}.$$

Тогда угловое распределение $P^0(\theta'_\alpha)$ предразрывных α-частиц во в.с.к. представляется как

$$P^0(\theta'_\alpha) = \left|A^0(\theta'_\alpha)\right|^2 = \tag{8}$$
$$= \left\{A^0(\theta'_\alpha)\right\}^2 = \left[\left\{A^0_{\rm ev}(\theta'_\alpha)\right\} + \left\{A^0_{\rm odd}(\theta'_\alpha)\right\}\right]^2 =$$
$$= \sum_l d_l Y_{l0}(\theta'_\alpha).$$

При выборе оси Z л.с.к. в направлении вылета легкого фрагмента деления $\mathbf{k}_{\rm LF}$ и использовании гипотезы Бора о близости направления $\mathbf{k}_{\rm LF}$ с направлением $\mathbf{n}$ оси симметрии СДС нормированное угловое распределение $P^0(\theta'_\alpha)$ также оказывается близким к измеряемому экспериментально [31] нормированному угловому распределению α-частиц $P^0(\theta_\alpha)$ в л.с.к. При использовании (7), (8) получаем [33] следующие выражения для главных значений амплитуд $\left\{A^0(\theta_\alpha)\right\}$, $\left\{A^0_{\rm ev}(\theta_\alpha)\right\}$ и $\left\{A^0_{\rm odd}(\theta_\alpha)\right\}$ углового распределения α-частиц в л.с.к.:

$$\left\{A^0(\theta_\alpha)\right\} = \sqrt{P^0(\theta_\alpha)}; \tag{9}$$
$$\left\{A^0_{\rm ev}(\theta_\alpha)\right\} = \frac{1}{2}\left[\sqrt{P^0(\theta_\alpha)} + \sqrt{P^0(\pi - \theta_\alpha)}\right];$$
$$\left\{A^0_{\rm odd}(\theta_\alpha)\right\} = \frac{1}{2}\left[\sqrt{P^0(\theta_\alpha)} - \sqrt{P^0(\pi - \theta_\alpha)}\right].$$

При использовании ВФ нейтронных резонансов $\Psi_0^{sJ_sM_s}$ вида (1) и методов R-матричной теории ядерных реакций [9, 24, 25] можно получить [10–15] усредненное по энергии α-частицы сечение $d\sigma^0_{n,f}/d\Omega_{\rm TP}$ реакции $(n,\ f)$ тройного деления неориентированных ядер-мишеней холодными неполяризованными нейтронами с учетом отсутствующей в классическом подходе [17, 18] интерференции делительных амплитуд различных нейтронных резонансов:

$$\frac{d\sigma^0_{n,f}}{d\Omega_{\rm TP}} = \frac{4\pi}{k_n^2} \times \tag{10}$$
$$\times \sum_{sJ_ss'J_{s'}M_sM_{s'}c} \left(\rho^{J_sJ_{s'}}_{M_sM_{s'}}\right)_0 \left(U^{sJ_ss'J_{s'}}_{cK_sM_sM_{s'}}\right)^0,$$

где $\mathbf{k}_n$ — волновой вектор налетающего нейтрона, а $\left(\rho^{J_sJ_{s'}}_{M_sM_{s'}}\right)_0$ — спиновая матрица плотности

неориентированного СДЯ [11, 12], возникающего при поглощении неполяризованного нейтрона неориентированным СДЯ со спином I и его проекцией M_I на ось Z л.с.к.:

$$\left(\rho^{J_sJ_{s'}}_{M_sM_{s'}}\right)_0 = \frac{1}{2\left(2I+1\right)}\delta_{M_sM_{s'}}\delta_{J_sJ_{s'}}. \qquad (11)$$

В (10) величина $\left(U^{sJ_ss'J_{s'}}_{cK_sM_sM_{s'}}\right)^0$ имеет вид

$$\left(U^{sJ_ss'J_{s'}}_{cK_sM_sM_{s'}}\right)^0 = \qquad (12)$$
$$= \int d\omega d\zeta \sin^2\varepsilon\cos^2\varepsilon d\varepsilon \times$$
$$\times F^{0*}_{csJ_sM_s}\left(\zeta,\omega,\Omega'_{\rm TP},\Omega'_{\rm LF},\varepsilon\right)\times$$
$$\times F^{0}_{csJ_sM_s}\left(\zeta,\omega,\Omega'_{\rm TP},\Omega'_{\rm LF},\varepsilon\right),$$

где амплитуда $F^0_{csJ_sM_s}\left(\zeta,\omega,\Omega'_{\rm TP},\Omega'_{\rm LF},\varepsilon\right)$ определяется [8, 11, 12–15] выражением

$$F^0_{csJ_sM_s}\left(\zeta,\omega,\Omega'_{\rm TP},\Omega'_{\rm LF},\varepsilon\right) = \qquad (13)$$
$$= \sum_{K_s} H^{J_sM_s}_{K_sc}\left(\zeta,\omega\right)B^0\left(\Omega'_{\rm LF}\right)\times$$
$$\times A^0\left(\Omega'_\alpha\right)\frac{Y_{Ll\lambda}\left(\varepsilon\right)}{\sin\varepsilon\cos\varepsilon},$$

причем $H^{J_sM_s}_{K_sc}\left(\zeta,\omega\right)$ имеет вид

$$H^{J_sM_s}_{K_sc}\left(\zeta,\omega\right) = \qquad (14)$$
$$= \left\{h^{J_s}_s\right\}b^{J_s}_{sK_s}\left\{\left(\Gamma^{J_s}_{cK_s}\right)^{1/2}\right\}e^{i\delta_{sJ_s}}\times$$
$$\times e^{i\delta_c}\sqrt{\frac{(2J_s+1)}{8\pi^2}}\left\{D^{J_s}_{M_sK_s}\left(\omega\right)\chi_{cK_s}\left(\zeta\right)\delta_{K_s,0}+\right.$$
$$+\frac{1}{\sqrt{2}}\left[D^{J_s}_{M_sK_s}\left(\omega\right)\chi_{cK_s}\left(\zeta\right)+\left(-1\right)^{J_s+K_s}\times\right.$$
$$\left.\left.\times D^{J_s}_{M_s-K_s}\left(\omega\right)\chi_{c-K_s}\left(\zeta\right)\right]\left(1-\delta_{K_s,0}\right)\right\}.$$

В (14) используется величина $h^{J_s}_s$ [10], связанная с формированием нейтронного резонансного состояния sJ_s в R-матричной теории ядерных реакций [9, 24, 25]:

$$h^{J_s}_s = \frac{\left(\Gamma^{sJ_s}_n\right)^{1/2}}{E-E_{sJ_s}+i\Gamma^{sJ_s}/2} = \left\{h^{J_s}_s\right\}e^{i\delta_{sJ_s}}, \qquad (15)$$

где E_{sJ_s}, Γ^{sJ_s} и $\left(\Gamma^{sJ_s}_n\right)^{1/2}$– энергия, полная ширина и амплитуда нейтронной ширины резонанса, которая является действительной величиной из-за малости потенциальной фазы δ_{sn} для холодных s-нейтронов, а $\left\{h^{J_s}_s\right\}$ и δ_{sJ_s}– главное значение и фаза $h^{J_s}_s$ (15).

При выборе направления оси Z л.с.к. вдоль направления вылета легкого фрагмента деления интеграл по $d\omega$ в формуле (12) может быть представлен как интеграл по $2\pi d\Omega'_{\rm LF}$. Тогда при учете (4) сечение $d\sigma^0_{n,f}/d\Omega_{\rm TP}$ (10) после проведения интегрирования по $d\varsigma d\omega d\varepsilon$ и суммирования по M_s, $M_{s'}$ при использовании (4), (8), (11), (13) преобразуется к виду [8, 11–15]:

$$d\sigma^0_{n,f}/d\Omega_{\rm TP} = \frac{1}{k_n^2}P^0\left(\theta_\alpha\right)\beta_0, \qquad (16)$$

$$\beta_0 = \sum_{sJ_ss'K_sc} g^{sJ_ss'J_s}_{cK_s}\Big(\delta_{ss'}+ \qquad (17)$$
$$+\left(1-\delta_{ss'}\right)\cos\delta_{sJ_ss'J_s}\Big),$$

$$g^{sJ_ss'J_s}_{cK_s} = b^{J_s}_{sK_s}b^{J_s}_{s'K_s}\left\{h^{J_s}_s\right\}\left\{h^{J_s}_{s'}\right\}\times \qquad (18)$$
$$\times\Gamma^{J_s}_{cK_s}\frac{2J_s+1}{2\left(2I+1\right)}.$$

Величина $\delta_{sJ_ss'J_{s'}}$ в формуле (17) в общем случае определяется разностью фаз резонансных состояний $|sJ_s\rangle$ и $|s'J_{s'}\rangle$:

$$\delta_{sJ_ss'J_{s'}} = \delta_{sJ_s} - \delta_{s'J_{s'}}. \qquad (19)$$

Фаза δ_c не входит в величину $\delta_{sJ_ss'J_{s'}}$ (19), поскольку отсутствует интерференция делительных состояний с разными каналовыми индексами $c \neq \neq c'$. Подчеркнем, что формула (17) учитывает интерференцию делительных амплитуд различных резонансных состояний $|sJ_s\rangle$ и $|s'Js'\rangle$ при $s \neq s'$ в отличие от подхода работ [17, 18], основанных на классическом методе траекторных расчетов, в котором учитываются только члены, соответствующие единственному значению индекса $s = s'$ и спинам $J_s = J_{s'}$.

3. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ХОЛОДНЫМИ ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ С ВЫЛЕТОМ ПРЕДРАЗРЫВНЫХ АЛЬФА-ЧАСТИЦ

Основная идея описания T-нечетных асимметрий в дифференциальных сечениях $d\sigma^0_{n,f}/d\Omega_\alpha$ реакции тройного деления [11–14] состоит в учете влияния коллективного квантового вращения поляризованной СДС на волновую функцию этой системы через гамильтониан кориолисова взаимодействия $H^{\rm Cor}$ [8] полного спина J СДЯ с орбитальным моментом L фрагментов деления и орбитальным моментом l α-частицы во в.с.к.:

$$H^{\rm Cor} = -\frac{h^2}{2\mathcal{J}_0}\left(\hat{J}_+\hat{l}_- + \hat{J}_-\hat{l}_+\right) - \qquad (20)$$

$$-\frac{h^2}{2\mathcal{J}_0}\left(\hat{J}_+\hat{L}_- + \hat{J}_-\hat{L}_+\right) = \sum_\nu H_\nu^{\mathrm{Cor}},$$

где $\mathcal{J}_0$ — увеличивающийся при разлете продуктов деления момент инерции аксиально-симметричной СДС для ее квантового вращения вокруг осей X' и Y' в.с.к. с ортами 1 и 2, перпендикулярных оси симметрии Z' указанной системы, а операторы $\hat{J}_\pm$, $\hat{l}_\pm$ и $\hat{L}_\pm$определяются как

$$\hat{J}_\pm = \hat{J}_1 \pm i\hat{J}_2; \quad \hat{l}_\pm = \hat{l}_1 \pm i\hat{l}_2; \qquad (21)$$
$$\hat{L}_\pm = \hat{L}_1 \pm i\hat{L}_2.$$

Действие указанных операторов на функции $D^J_{MK}(\omega)$, $Y_{lK_l}(\Omega'_{\mathrm{TP}})$ и $Y_{LK_L}(\Omega'_{\mathrm{LF}})$ соответственно задаются стандартными преобразованиями [8]. В (20) значения индекса ν для $\nu = \alpha$ и $\nu = \mathrm{LF}$ связаны с компонентами кориолисова взаимодействия, включающими соответственно операторы $\hat{l}_\pm$ и операторы $\hat{L}_\pm$. ВФ $\Psi^{sJ_sM_s}$ нейтронного резонанса $|sJ_s\rangle$ СДС в первом порядке теории возмущений по гамильтониану H^{Cor} (20) можно представить [12] как

$$\Psi^{sJ_sM_s}(x) = \Psi_0^{sJ_sM_s}(x) + \qquad (22)$$
$$+\sum_\nu \int G^{J_sM_s}(x,\overline{x}) H_\nu^{\mathrm{Cor}}(\overline{x})\, \Psi_0^{sJ_sM_s}(\overline{x})\, d\overline{x},$$

где $\Psi_0^{sJ_sM_s}(x)$ — невозмущенная кориолисовым взаимодействием волновая функция СДС (1), $d\overline{x} = \overline{\rho}^5 d\overline{\rho} d\overline{\omega} d\overline{\zeta} \cdot \sin^2\overline{\varepsilon} \cdot \cos^2\overline{\varepsilon} d\overline{\varepsilon} d\overline{\Omega}'_{\mathrm{LF}} d\overline{\Omega}'_\alpha$, а $G^{J_sM_s}(x, \overline{x})$ — многочастичная функция Грина СДС, которая в операторной форме представляется [23] как $G^{J_sM_s}(x,\overline{x}) = \frac{1}{E-H_0}$, где E — энергия СДС, а H_0 — гамильтониан СДС без учета H^{Cor}. Заметим, что гамильтониан H^{Cor} (20) содержит момент инерции СДС $\mathcal{J}_0$, который растет при увеличении гиперрадиуса $\overline{\rho}$ СДС, что приводит к обрезанию интеграла по $d\overline{\rho}$ в (22) при достаточно больших значениях $\overline{\rho} = \overline{\rho}_0$.

Разлет фрагментов деления корректно описывается в рамках квазиклассического приближения [17, 18]. В результате действие функции Грина $G^{J_sM_s}(x,\overline{x})$ на ВФ $\Psi_0^{sJ_sM_s}(\overline{x})$ в подинтегральном выражении (22) можно связать с величиной τ_0/h, где τ_0 — характерное время действия $H_\nu^{\mathrm{Cor}}(\overline{x})$ на невозмущенную волновую функцию $\Psi_0^{sJ_sM_s}(\overline{x})$. τ_0 с хорошей точностью определяется временем разлета фрагментов деления на расстояния, соответствующие максимальному значению гиперрадиуса $\overline{\rho}_0$. В этом случае по теореме о среднем можно заменить момент инерции $\mathcal{J}_0$ в формуле (20) на его усредненное значение $\overline{\mathcal{J}_0}$ в интервале времени τ_0, в качестве которого можно использовать его значение, полученное в траекторных расчетах работ [17, 18].

Входящие в компоненту $H_{\mathrm{LF}}^{\mathrm{Cor}}$ кориолисова гамильтониана H^{Cor} (20) операторы $\hat{L}_\pm$ можно выразить через новые операторы $\hat{L}_m$, где $m = \pm 1$ и ввести амплитуду $B_m^0(\Omega'_{\mathrm{LF}})$, определяемую как $B^0_{m=\pm1}(\Omega'_{\mathrm{LF}}) = \hat{L}_{m=\pm1}B^0(\Omega'_{\mathrm{LF}})$:

$$B_m^0(\Omega'_{\mathrm{LF}}) = \qquad (23)$$
$$= \sum_L \sqrt{L(L+1)} \cdot b_L Y_{L,m}(\Omega'_{\mathrm{LF}}) =$$
$$= me^{im\varphi'_{\mathrm{LF}}} \sum_L b_L \frac{dY_{L0}(\theta'_{\mathrm{LF}})}{d\theta'_{\mathrm{LF}}}.$$

Учет кулоновского взаимодействия между фрагментами деления приводит к появлению амплитуды $B_m^{\mathrm{Cor}}(\Omega'_{\mathrm{LF}})$. Коллективное вращение СДС при учете слабого влияния α-частицы на момент инерции СДС и на угловое распределение фрагментов деления сводится к вращению СДС, определяемому его двойным делением. Тогда при учете, что фрагменты деления вылетают вдоль оси симметрии СДЯ, коллективное вращение СДС сводится к эквивалентному вращению радиус-вектора $\mathbf{R}$, связывающего фрагменты деления. Поскольку сила кулоновского взаимодействия двух фрагментов деления направлена по радиус-вектору $\mathbf{R}$, амплитуда $B_m^{\mathrm{Cor}}(\Omega'_{\mathrm{LF}})$ будет совпадать с амплитудой $B_m^0(\Omega'_{\mathrm{LF}})$ и определяться выражением (23). Действие оператора $\hat{L}_m$ на угловое распределение (4) можно представить как

$$W_m^{\mathrm{Cor}}(\Omega'_{\mathrm{LF}}) \equiv \hat{L}_m W^0(\Omega'_{\mathrm{LF}}) = \qquad (24)$$
$$= \hat{L}_m \left(B^0(\Omega'_{\mathrm{LF}})\right)^2 = 2B^0(\Omega'_{\mathrm{LF}})\, B_m^0(\Omega'_{\mathrm{LF}}) =$$
$$= \sum_{L'} \sqrt{L'(L'+1)} \sqrt{\frac{2L'+1}{4\pi}} Y_{L'm}(\Omega'_{\mathrm{LF}}).$$

Аналогичным образом операторы $\hat{l}_\pm$ (21) или $\hat{l}_m$ при $m = \pm 1$, действуя на невозмущенную амплитуду $A^0(\Omega'_\alpha)$ (5) углового распределения α-частиц, приводят к появлению величин $A_m^0(\Omega'_\alpha)$, выражаемых при использовании соотношений (6), формулами:

$$A_m^0(\Omega'_\alpha) = \hat{l}_m A^0(\Omega'_\alpha) = \qquad (25)$$
$$= \hat{l}_m A^0_{\mathrm{ev}}(\Omega'_\alpha) + \hat{l} A^0_{\mathrm{odd}}(\Omega'_\alpha) =$$
$$= A^0_{\mathrm{ev},m}(\Omega'_\alpha) + A^0_{\mathrm{odd},m}(\Omega'_\alpha),$$

где

$$A^0_{\mathrm{ev},m}(\Omega'_\alpha) = \sum_{l=l_{\mathrm{ev}}} \sqrt{l(l+1)} a_l Y_{lm}(\Omega'_\alpha) = \qquad (26)$$

$$= me^{im\varphi'_\alpha} \sum_{l_{ev}} a_{l_{\rm ev}} \frac{dY_{l_{\rm ev}0}\left(\theta'_\alpha\right)}{d\theta'_\alpha},$$

$$A^0_{{\rm odd},m}\left(\Omega'_\alpha\right) = \sum_{l=l_{\rm odd}} \sqrt{l\left(l+1\right)} a_l Y_{lm}(\Omega'_\alpha) = \quad (27)$$

$$= me^{im\varphi'_\alpha} \sum_{l_{\rm odd}} a_{l_{\rm odd}} \frac{dY_{l_{\rm odd}0}\left(\theta'_\alpha\right)}{d\theta'_\alpha},$$

а величины a_l выражаются через их главное значение $\{a_l\}$ и фазу δ_l.

Амплитуда $A^{\rm Cor}_m\left(\Omega'_\alpha\right)$, возникающая после проведения интегрирования в (22), в отличие от амплитуды $A^0_m\left(\Omega'_\alpha\right)$, учитывает не только действие кориолисова гамильтониана, но и последующее кулоновское взаимодействие α-частицы с фрагментами деления. Указанные амплитуды $A^{\rm Cor}_{{\rm ev},m}\left(\Omega'_\alpha\right)$ и $A^{\rm Cor}_{{\rm odd},m}\left(\Omega'_\alpha\right)$ можно представить как

$$A^{\rm Cor}_{{\rm ev},m}\left(\Omega'_\alpha\right) = \quad (28)$$

$$= \sum_{l=l_{\rm ev}} \sqrt{l\left(l+1\right)} a^{\rm Cor}_l Y_{lm}(\Omega'_\alpha) =$$

$$= me^{im\varphi'_\alpha} \sum_{l_{ev}} a^{\rm Cor}_{l_{\rm ev}} \frac{dY_{l_{\rm ev}0}\left(\theta'_\alpha\right)}{d\theta'_\alpha},$$

$$A^{\rm Cor}_{{\rm odd},m}\left(\Omega'_\alpha\right) = \quad (29)$$

$$= \sum_{l=l_{\rm odd}} \sqrt{l\left(l+1\right)} a^{\rm Cor}_l Y_{lm}(\Omega'_\alpha) =$$

$$= me^{im\varphi'_\alpha} \sum_{lo} a^{\rm Cor}_{l_{\rm odd}} \frac{dY_{l_{\rm odd}0}\left(\theta'_\alpha\right)}{d\theta'_\alpha}.$$

Используя представление для ВФ (22) в первом порядке теории возмущения по $H^{\rm Cor}$ и методы, развитые в работах [10–14], учитывающие влияние интерференции делительных амплитуд различных s-нейтронных резонансных состояний СДЯ, можно получить [11–14] дифференциальное сечение $d\sigma^0_{n,f}/d\Omega_{\rm TP}$ реакции $(n,\ f)$ тройного деления неориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами:

$$\frac{d\sigma_{n,f}}{d\Omega_\alpha} = \frac{d\sigma^0_{n,f}}{d\Omega_\alpha} + \frac{d\sigma^{\rm Cor}_{n,f}}{d\Omega_\alpha}. \quad (30)$$

Первый член формулы (30) совпадает с дифференциальным сечением анализируемой реакции для неориентированного СДЯ (16), а второй — определяется как

$$(d\sigma^{\rm Cor}_{n,f}/d\Omega_\alpha)_\alpha = \sum_\nu (d\sigma^{\rm Cor}_{n,f}/d\Omega_\alpha)_\nu = \quad (31)$$

$$= \frac{4\pi}{k_n^2} \sum_\nu \sum_{\substack{csJ_ss'J_{s'}K_s \\ M_sM_{s'}}} \rho^{J_sJ_{s'}}_{M_sM_{s'}} \left(U^{sJ_ss'J_{s'}}_{cK_sM_sM_{s'}}\right)^{\rm Cor}_\nu,$$

где $\rho^{J_sJ_{s'}}_{M_sM_{s'}}$ — матрица плотности СДЯ, возникающего при захвате поляризованного нейтрона неориентированным ядром-мишенью, а величина $\left(U^{sJ_ss'J_{s'}}_{cK_sM_sM_{s'}}\right)^{\rm Cor}_\nu$ представляет собой обобщение величины (12) на случай учета кориолисова взаимодействия $H^{\rm Cor}$ (20) в первом порядке теории возмущений:

$$\left(U^{sJ_ss'J_{s'}}_{cK_sM_sM_{s'}}\right)^{\rm Cor}_\nu = \quad (32)$$

$$= \int d\zeta d\omega \cdot \sin^2\varepsilon \cos^2\varepsilon d\varepsilon \times$$

$$\times \left[\left(F_{cJ_sM_s}\right)^{\rm Cor}_\nu F^{0*}_{cJ_{s'}M_{s'}} + \right.$$

$$\left. + F^0_{cJ_sM_s} \left(F^*_{cJ_{s'}M_{s'}}\right)^{\rm Cor}_\nu \right],$$

причем $\left(F_{cJ_sM_s}\right)^{\rm Cor}_\nu$ определяются как

$$\left(F_{cJ_sM_s}\right)^{\rm Cor}_{\rm LF}\left(\zeta,\omega,\varepsilon,\Omega'_{\rm LF},\Omega'_\alpha\right) = \quad (33)$$

$$= \left(-\frac{h\tau_0}{2\overline{\mathcal{J}}_0}\right) \sum_{m=\pm1} H^{J_sM_sm}_{K_sc}\left(\zeta,\omega\right) A^0\left(\Omega'_\alpha\right) \times$$

$$\times B^{\rm Cor}_m\left(\Omega'_{\rm LF}\right) \frac{Y_{Ll\lambda}\left(\varepsilon\right)}{\sin\varepsilon\cos\varepsilon},$$

$$\left(F_{cJ_sM_s}\right)^{\rm Cor}_\alpha\left(\zeta,\omega,\varepsilon,\Omega'_{\rm LF},\Omega'_\alpha\right) = \quad (34)$$

$$= \left(-\frac{h\tau_0}{2\overline{\mathcal{J}}_0}\right) \sum_{m=\pm1} H^{J_sM_sm}_{K_sc}\left(\zeta,\omega\right) B^0\left(\Omega'_{\rm LF}\right) \times$$

$$\times A^{\rm Cor}_m\left(\Omega'_\alpha\right) \frac{Y_{Ll\lambda}\left(\varepsilon\right)}{\sin\varepsilon\cos\varepsilon},$$

$H^{J_sM_sm}_{K_sc}\left(\zeta,\omega\right)$ в (33), (34) представляет собой обобщение (14) при учете кориолисова взаимодействия:

$$H^{J_sM_sm}_{K_sc}\left(\zeta,\omega\right) = \quad (35)$$

$$= \left\{h^{J_s}_s\right\} b^{J_s}_{sK_s} \left\{\left(\tilde{A}^{J_s}_{cK_s}\right)^{1/2}\right\} e^{i\delta_{sJ_s}} \sqrt{\frac{(2J_s+1)}{16\pi^2}} \times$$

$$\times \left[\sqrt{2J_s\left(J_s+1\right)} D^{J_s}_{M_s,m}\left(\omega\right) \chi_{c0}\left(\zeta\right) \delta_{K_s,0} + \right.$$

$$+ \tilde{n}^m_{K_sJ_s} D^{J_s}_{M_s,K_s+m}\left(\omega\right) \chi_{cK_s}\left(\zeta\right) +$$

$$\left. + (-1)^{J_s+K_s} \tilde{n}^m_{-K_sJ_s} D^{J_s}_{M_s,-K_s+m}\left(\omega\right) \chi_{c-K_s}\left(\zeta\right)\right],$$

где величины $c^m_{K_sJ_s}$ и $c^m_{-K_sJ_s}$ при $m=\pm1$ имеют вид [11–14]:

$$c^{+1}_{K_sJ_s} = \quad (36)$$

$$= c^{-1}_{-K_sJ_s} = \sqrt{\left(J_s-K_s\right)\left(J_s+K_s+1\right)};$$

$$c^{-1}_{K_sJ_s} = c^{+1}_{-K_sJ_s} = \sqrt{(J_s+K_s)(J_s-K_s+1)}.$$

Выражения (33), (34) получены при использовании матрицы плотности $\rho^{J_sJ_{s'}}_{M_sM_{s'}}$ СДЯ, которая нормирована условием $\mathrm{Sp}\rho^{J_sJ_{s'}}_{M_sM_{s'}} = \sum\limits_{J_sM_s}\rho^{J_sJ_s}_{M_sM_s} = 1$ и имеет структуру [11–13]:

$$\rho^{J_sJ_{s'}}_{M_sM_{s'}} = \tag{37}$$
$$= \sum_{M_IM_I'm_nm_n'} C^{J_sM_s}_{I\frac{1}{2}M_Im_n} C^{J_{s'}M_{s'}}_{I\frac{1}{2}M_I'm_n'} \rho^{I}_{M_IM_I'}\rho^{1/2}_{m_nm_n'},$$

где $\rho^{I}_{M_IM_I'} = \frac{1}{2I+1}\delta_{M_IM_I'}$ — матрица плотности неориентированного ядра-мишени, $C^{J_sM_s}_{I\frac{1}{2}M_Im_n}$ — коэффициенты Клебша–Гордана [34], а $\rho^{1/2}_{m_nm_n'}$ — матрица плотности [11] налетающего продольно поляризованного нейтрона с вектором поляризации $\mathbf{p}_n$, направленным вдоль или против оси Y л.с.к.:

$$\rho^{1/2}_{m_nm_n'} = \frac{1}{2}\delta_{m_n,m_n'} + \tag{38}$$
$$+\frac{ip_n}{2}\left(\delta_{m_n,-1/2}\cdot\delta_{m_n',1/2} - \delta_{m_n,1/2}\delta_{m_n',-1/2}\right).$$

Проводя суммирования по индексам $M_IM_I'm_nm_n'$, выражение (37) можно преобразовать к виду [11–13]:

$$\rho^{J_sJ_{s'}}_{M_sM_{s'}} = \left(\rho^{J_sJ_{s'}}_{M_sM_{s'}}\right)_0 + \left(\rho^{J_sJ_{s'}}_{M_sM_{s'}}\right)_\sigma, \tag{39}$$

где $\left(\rho^{J_sJ_{s'}}_{M_sM_{s'}}\right)_0$ — спиновая матрица плотности неориентированного СДЯ (11), а $\left(\rho^{J_sJ_{s'}}_{M_sM_{s'}}\right)_\sigma$ — поляризационная компонента спиновой матрицы плотности в (39), связанная с поляризацией налетающего нейтрона:

$$\left(\rho^{J_sJ_{s'}}_{M_sM_{s'}}\right)_\sigma = \frac{ip_n}{2(2I+1)}A(J_s,J_{s'})\times \tag{40}$$
$$\times\left[C^{11}_{J_sJ_{s'}-M_sM_{s'}} + C^{1-1}_{J_sJ_{s'}-M_sM_{s'}}\right]\times$$
$$\times(-1)^{2J_s+J_{s'}-M_s-1},$$

где коэффициент $A(J_s,J_{s'})$

$$A(J_s,J_{s'}) = \tag{41}$$
$$= \delta_{J_s,J_{s'}}\left(\sqrt{\frac{J_s}{2(J_s+1)}}\delta_{J_s,J_<} - \sqrt{\frac{J_s+1}{2J_s}}\delta_{J_s,J_>}\right) -$$
$$-\sqrt{\frac{2J_s+1}{2J_s}}\delta_{J_s,J_{s'}+1} + \sqrt{\frac{2J_s+1}{2(J_s+1)}}\delta_{J_s,J_{s'}-1}.$$

Следует отметить, что компонента матрицы плотности $\left(\rho^{J_sJ_{s'}}_{M_sM_{s'}}\right)_0$ (11) имеет только диагональные элементы и не меняет знак при перестановках индексов J_sM_s и $J_{s'}M_{s'}$, компонента $\left(\rho^{J_sJ_{s'}}_{M_sM_{s'}}\right)_\sigma$ согласно (40) имеет отличные от нуля недиагональные элементы и меняет знак при перестановках указанных индексов.

4. T-НЕЧЕТНЫЕ АСИММЕТРИИ В ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЯХ РЕАКЦИЙ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ПРИ УЧЕТЕ ВЛИЯНИЯ КОРИОЛИСОВА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА АМПЛИТУДУ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФРАГМЕНТОВ ДЕЛЕНИЯ

Используя (31)–(35), для дифференциального сечения $(d\sigma^{\mathrm{Cor}}_{n,f}/d\Omega_\alpha)_{\mathrm{LF}}$ можно получить

$$(d\sigma^{\mathrm{Cor}}_{n,f}/d\Omega_\alpha)_{\mathrm{LF}} = \tag{42}$$
$$= \frac{1}{k_n^2}\sum_{sJ_ss'J_{s'}K_sc}\left\{h^{J_s}_s\right\}b^{J_s}_{sK_s}\left\{\left(\Gamma^{J_s}_{cK_s}\right)^{1/2}\right\}\times$$
$$\times\left\{h^{J_{s'}}_{s'}\right\}b^{J_{s'}}_{s'K_s}\left\{\left(\Gamma^{J_{s'}}_{cK_s}\right)^{1/2}\right\}\times$$
$$\times\frac{\sqrt{(2J_s+1)(2J_{s'}+1)}}{2\pi}\sum_{m=\pm1}\left(E^{J_sJ_{s'}m}_{K_s}\right)_{\mathrm{LF}},$$

где $\left(E^{J_sJ_{s'}m}_{K_s}\right)_{\mathrm{LF}}$ определяется интегралом по $d\omega$ и имеет вид:

$$\left(E^{J_sJ_{s'}m}_{K_s}\right)_{\mathrm{LF}} = \int d\omega P^0(\Omega'_\alpha)\times \tag{43}$$
$$\times\left(T^{J_sJ_{s'}m}_{K_s}(\omega)B^{\mathrm{Cor}}_m(\Omega'_{\mathrm{LF}})B^{0*}(\Omega'_{\mathrm{LF}})\times\right.$$
$$\times e^{i\delta_{sJ_ss'J_{s'}}} + T^{J_{s'}J_sm*}_{K_s}(\omega)B^{\mathrm{Cor}*}_m(\Omega'_{\mathrm{LF}})\times$$
$$\left.\times B^0(\Omega'_{\mathrm{LF}})e^{-i\delta_{sJ_ss'J_{s'}}}\right),$$

а $T^{J_sJ_{s'}m}_{K_s}(\omega)$ определяется через матрицу плотности фрагмента

$$T^{J_sJ_{s'}m}_{K_s}(\omega) = \sum_{M_sM_{s'}}\rho^{J_sJ_{s'}}_{M_sM_{s'}}T^{J_sJ_{s'}m}_{M_sM_{s'}K_s}(\omega), \tag{44}$$

где $T^{J_sJ_{s'}m}_{M_sM_{s'}K_s}(\omega)$ равно:

$$T^{J_sJ_{s'}m}_{M_sM_{s'}K_s}(\omega) = \left(-\frac{h\tau_0}{2\overline{J}_0}\right)\times \tag{45}$$
$$\times\left(\sqrt{2J_s(J_s+1)}D^{J_s}_{M_s,m}(\omega)D^{J_{s'}*}_{M_{s'}0}(\omega)\delta_{K_s,0} +\right.$$

$$+ c^{m}_{K_sJ_s} D^{J_s}_{M_s,K_s+m}(\omega) D^{J_{s'}*}_{M_{s'}K_s}(\omega) +$$
$$+ (-1)^{J_{s'}+J_s+2K_s} c^{m}_{-K_sJ_s} D^{J_s}_{M_s,-K_s+m}(\omega) \times$$
$$\times D^{J_{s'}*}_{M_{s'}-K_s}(\omega)\Big),$$

и обладает следующими свойствами при перестановках индексов J_sM_s и $J_{s'}M_{s'}$:

$$T^{J_sJ_{s'}m}_{M_sM_{s'}K_s}(\omega) = -T^{J_sJ_{s'}(-m)}_{M_sM_{s'}K_s}(\omega); \qquad (46)$$
$$T^{J_sJ_{s'}m}_{M_sM_{s'}K_s}(\omega) = T^{J_{s'}J_s(-m)}_{M_{s'}M_sK_s}(\omega).$$

Преобразуя в (45) произведения D-функций Вигнера и проводя суммирования по индексам M_s и $M_{s'}$ с учетом ортогональности коэффициентов Клебша–Гордана [34], получаем:

$$T^{J_sJ_{s'}(m)}_{K_s}(\omega) = \left(-\frac{h\tau_0}{2\overline{\mathcal{J}}_0}\right)\frac{ip_n}{2(2I+1)} \times \qquad (47)$$
$$\times A(J_s, J'_s)\left(D^1_{-1,m}(\omega) + D^1_{1,m}(\omega)\right) \times$$
$$\times \Big\{c^{m}_{K_sJ_s} C^{1m}_{J_sJ_{s'}(K_s+m)-K_s} +$$
$$+ (-1)^{J_s+J_{s'}+2K_s} c^{m}_{-K_sJ_s} C^{1m}_{J_sJ_{s'}(-K_s+m)K_s}\Big\}.$$

Вклад в $T^{J_sJ_{s'}m}_{K_s}(\omega)$ (47) дает только поляризационная компонента матрицы плотности (40). Выражение (43) при учете (27) можно представить как

$$\left(E^{J_sJ_{s'}m}_{K_s}\right)_{\mathrm{LF}} = \int d\omega P^0(\Omega'_\alpha) \times \qquad (48)$$
$$\times \Big[T^{J_sJ_{s'}m}_{K_s}(\omega) W^{\mathrm{Cor}}_m(\Omega'_{\mathrm{LF}}) e^{i\delta_{sJ_ss'J_{s'}}} +$$
$$+ T^{J_{s'}J_sm*}_{K_s}(\omega) W^{\mathrm{Cor}*}_m(\Omega'_{\mathrm{LF}}) e^{-i\delta_{sJ_ss'J_{s'}}}\Big].$$

В (48) переведем угловое распределение фрагментов $W^{\mathrm{Cor}}_m(\Omega'_{\mathrm{LF}})$ (24) и угловое распределение α-частицы $P^0(\Omega'_\alpha)$ (8) из в.с.к. в л.с.к., используя преобразования Вигнера [8], и проведем интегрирование по углам Эйлера ω. Тогда выражение (43) преобразуется к виду

$$\left(E^{J_sJ_{s'}m}_{K_s}\right)_{\mathrm{LF}} = \qquad (49)$$
$$= i\omega_{K_sJ_sJ_{s'}} \sum_{lm_l} d_l Y_{lm_l}(\Omega_\alpha) \sum_{LM_L} \frac{\sqrt{2L+1}}{\sqrt{4\pi}} \times$$
$$\times \sqrt{L(L+1)}\left(Y_{LM_L}(\Omega_{\mathrm{LF}}) + Y^*_{LM_L}(\Omega_{\mathrm{LF}})\right) \times$$
$$\times \left[e^{i\delta_{sJ_ss'J_{s'}}} - e^{-i\delta_{sJ_ss'J_{s'}}}\right] \frac{8\pi^2}{3} \sum_{m'} C^{1m'}_{Llm'0} C^{1m}_{LlM_Lm_l}.$$

В (49) $\omega_{K_sJ_sJ_{s'}}$ — эффективная угловая скорость коллективного вращения СДС может быть выражена следующим образом:

$$\omega_{K_sJ_sJ_{s'}} = \qquad (50)$$
$$= \frac{h}{2\overline{\mathcal{J}}_0} p_n \sqrt{(2J_s+1)(2I+1)} A(J_s, J_{s'}) \times$$
$$\times \Big[\sqrt{(J_s+K_s)(J_s-K_s+1)} C^{J_{s'}K_s}_{J_s1(K_s-1)1} -$$
$$- \sqrt{(J_s-K_s)(J_s+K_s+1)} C^{J_{s'}K_s}_{J_s1(K_s+1)-1}\Big],$$

и для случаев $J_s = J_{s'}$ и $J_s \neq J_{s'}$ имеет вид [14]

$$\omega_{K_sJ_sJ_{s'}} = \left(\frac{hp_n}{2\overline{\mathcal{J}}_0}\right) \times \qquad (51)$$
$$\times \begin{cases} \frac{J_s(J_s+1)-K_s^2}{J_s} & \text{для } J_s = J_{s'} = J_>, \\ -\frac{J_s(J_s+1)-K_s^2}{J_s+1} & \text{для } J_s = J_{s'} = J_<, \\ \frac{K_s\sqrt{J_>^2-K_s^2}}{J_>} & \text{для } J_s \neq J_{s'}. \end{cases}$$

Если учесть, что фрагменты деления вылетают вдоль оси Z л.с.к., когда $\Omega_{\mathrm{LF}} = (0,0)$, то $Y_{LM_L}(\Omega_{\mathrm{LF}})$ в (49) равна $\sqrt{\frac{2L+1}{4\pi}}\delta_{M_L,0}$ с проекцией $m_l = m$. Используя в (49) свойства коэффициентов Клебша–Гордана [34], выражение для $\left(E^{J_sJ_{s'}m}_{K_s}\right)_{\mathrm{LF}}$ можно преобразовать к виду

$$\left(E^{J_sJ_{s'}m}_{K_s}\right)_{\mathrm{LF}} = \qquad (52)$$
$$= -2\pi\omega_{K_sJ_sJ_{s'}} \sum_{l,m} d_l Y_{lm}(\Omega_\alpha) \sqrt{l(l+1)} \times$$
$$\times \sin\left(\delta_{sJ_ss'J_{s'}}\right).$$

Проводя суммирование по m в (42) для $(d\sigma^{\mathrm{Cor}}_{n,f}/d\Omega_\alpha)_{\mathrm{LF}}$ при использовании (52), можно получить следующее выражение:

$$(d\sigma^{\mathrm{Cor}}_{n,f}/d\Omega_\alpha)_{\mathrm{LF}} = \qquad (53)$$
$$= \frac{2}{k_n^2} \sum_{sJ_ss'J_{s'}K_sc} g^{sJ_ss'J_{s'}}_{cK_s} \Delta\theta_{J_sJ_{s'}K_s} \times$$
$$\times \sin\left(\delta_{sJ_ss'J_{s'}}\right) \sum_l d_l Y_{l0}(\Omega_\alpha) \times$$
$$\times \sqrt{l(l+1)}\left(Y_{l,-1}(\Omega_\alpha) - Y_{l,1}(\Omega_\alpha)\right),$$

где эффективный угол поворота $\Delta\theta_{K_sJ_sJ_{s'}}$ и величина $g^{sJ_ss'J_{s'}}_{cK_s}$ определяются как

$$\Delta\theta_{K_sJ_sJ_{s'}} = \omega_{K_sJ_sJ_{s'}}\tau_0, \qquad (54)$$

$$g^{sJ_ss'J_{s'}}_{cK_s} = \frac{\sqrt{(2J_s+1)(2J_{s'}+1)}}{2(2I+1)} \times \qquad (55)$$
$$\times \left\{h^{J_s}_s\right\}\left\{h^{J_{s'}}_{s'}\right\} b^{J_s}_{sK_s} b^{J_{s'}}_{s'K_s} \times$$
$$\times \left\{\left(\Gamma^{J_s}_{cK_s}\right)^{1/2}\right\}\left\{\left(\Gamma^{J_{s'}}_{cK_s}\right)^{1/2}\right\}.$$

Учитывая, что

$$\sum_l d_l Y_{l0}(\Omega_\alpha) \times \tag{56}$$
$$\times \sqrt{l(l+1)}\left(Y_{l,-1}(\Omega_\alpha) - Y_{l,1}(\Omega_\alpha)\right) = $$
$$= \cos\varphi_\alpha \frac{d\left\{P^0(\theta_\alpha)\right\}}{d\theta_\alpha},$$

для дифференциального сечения $(d\sigma^{\rm Cor}_{n,f}/d\Omega_\alpha)_{\rm LF}$ получаем выражение:

$$(d\sigma^{\rm Cor}_{n,f}/d\Omega_\alpha)_{\rm LF} = -\frac{2}{k_n^2}\cos\phi_\alpha \frac{d\{P^0(\theta_\alpha)\}}{d\theta_\alpha}\beta_{\rm LF}, \tag{57}$$

$$\beta_{\rm LF} = \sum_{sJ_s s' J_{s'} K_s c} g_{cK_s}^{sJ_s s' J_{s'}} \times \tag{58}$$
$$\times \Delta\theta_{J_s J_{s'} K_s} \sin\left(\delta_{sJ_s s' J_{s'}}\right).$$

Важно, что $\sin\left(\delta_{sJ_s s' J_{s'}}\right)$, а вместе с ним и сечение (57), обращаются в нуль в случае отсутствия интерференции различных нейтронных резонансов $sJ_s \neq s'J_{s'}$.

5. T-НЕЧЕТНЫЕ АСИММЕТРИИ В ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЯХ РЕАКЦИЙ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ПРИ УЧЕТЕ ВЛИЯНИЯ КОРИОЛИСОВА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА АМПЛИТУДУ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРЕДРАЗРЫВНЫХ α-ЧАСТИЦ

Далее рассмотрим компоненту $\left(d\sigma^{\rm Cor}_{n,f}/d\Omega_\alpha\right)_\alpha$ дифференциального сечения (31), связанную с учетом действия кориолисова взаимодействия на амплитуду углового распределения α-частиц $A^0(\Omega'_\alpha)$.

Используя (34), (35) для $\nu = \alpha$ матрицу плотности в виде (40) и проводя интегрирование по внутренним переменным ζ волновых функций $\chi_{cK_s}(\zeta)$ с учетом их ортогональности для разных K_s для сечения $\left(d\sigma^{\rm Cor}_{n,f}/d\Omega_\alpha\right)_\alpha$, получаем выражение, аналогичное (42):

$$\left(d\sigma^{\rm Cor}_{n,f}/d\Omega_\alpha\right)_\alpha = \frac{1}{k_n^2}\sum_{sJ_s s' J_{s'} K_s c}\left\{h_s^{J_s}\right\} \times \tag{59}$$
$$\times b_{sK_s}^{J_s}\left\{\left(\Gamma_{sK_s}^{J_s}\right)^{1/2}\right\}\left\{h_{s'}^{J_{s'}}\right\} b_{s'K_s}^{J_{s'}}\left\{\left(\Gamma_{s'K_s}^{J_{s'}}\right)^{1/2}\right\} \times$$
$$\times \frac{\sqrt{(2J_s+1)(2J_{s'}+1)}}{2\pi}\sum_{m=\pm1}\left(E_{K_s}^{J_s J_{s'} m}\right)_\alpha,$$

где $\left(E_{K_s}^{J_s J_{s'} m}\right)_\alpha$ имеет вид

$$\left(E_{K_s}^{J_s J_{s'} m}\right)_\alpha = \int d\omega W^0\left(\Omega'_{\rm LF}\right) \times \tag{60}$$
$$\times \left[T_{K_s}^{J_s J_{s'} m}(\omega) A_m^{\rm Cor}\left(\Omega'_\alpha\right) A^{0*}\left(\Omega'_\alpha\right) e^{i\delta_{sJ_s s' J_{s'}}} + \right.$$
$$\left. + T_{K_s}^{J_{s'} J_s m*}(\omega) A_m^{\rm Cor*}\left(\Omega'_\alpha\right) A^0\left(\Omega'_\alpha\right) e^{-i\delta_{sJ_s s' J_{s'}}}\right],$$

а $T_{K_s}^{J_s J_{s'} m}(\omega)$ определяется формулой (44). Если в (60) провести разложение амплитуд $A_m^{\rm Cor}\left(\Omega'_{\rm TP}\right)$ по четным и нечетным орбитальным моментам $l_{\rm ev}$ и $l_{\rm odd}$ с использованием (28), (29), то (60) преобразуется к виду:

$$\left(E_{K_s}^{J_s J_{s'} m}\right)_\alpha = \int d\omega W^0\left(\Omega'_{\rm LF}\right) \times \tag{61}$$
$$\times \left[T_{K_s}^{J_s J_{s'} m}(\omega)\left(A_{{\rm odd},m}^{\rm Cor}\left(\Omega'_\alpha\right) + \right.\right.$$
$$\left. + A_{{\rm ev},m}^{\rm Cor}\left(\Omega'_\alpha\right)\right) A^{0*}\left(\Omega'_\alpha\right) e^{i\delta_{sJ_s s' J_{s'}}} +$$
$$+ T_{K_s}^{J_s J_{s'} m*}(\omega)\left(A_{{\rm odd},m}^{\rm Cor*}\left(\Omega'_\alpha\right) + \right.$$
$$\left.\left. + A_{{\rm ev},m}^{\rm Cor*}\left(\Omega'_\alpha\right)\right) A^0\left(\Omega'_\alpha\right) e^{-i\delta_{sJ_s s' J_{s'}}}\right].$$

Учет действия не только кориолисового, но и последующего кулоновского взаимодействия α-частицы с фрагментами деления в амплитудах (28), (29) в (61) требует решения весьма сложной трехтельной задачи взаимодействия α-частицы с двумя фрагментами деления. Эта задача не решена, и мы пользуемся экспериментальным фактом [1–7], что связанное с кориолисовым взаимодействием дифференциальное сечение $\left(d\sigma^{\rm Cor}_{n,f}/d\Omega_\alpha\right)_\alpha$ оказывается близким по форме к невозмущенному кориолисовым взаимодействием дифференциальному сечению $d\sigma^0_{n,f}/d\Omega_\alpha$, но отличается от него, во-первых, сдвигом положения максимума углового распределения, и, во-вторых, изменением амплитуды этого максимума. Тогда $a_{l_{\rm ev}}^{\rm Cor}$ и $a_{l_{\rm odd}}^{\rm Cor}$ в амплитудах (28), (29) можно представить при учете слабой зависимости фаз этих коэффициентов от орбитальных моментов $l_{\rm ev}$ и $l_{\rm odd}$, когда $\delta_{l_{\rm ev}}^{\rm Cor} = \delta_{\rm ev}^{\rm Cor}$ и $\delta_{l_{\rm odd}}^{\rm Cor} = \delta_{\rm odd}^{\rm Cor}$, как

$$a_{l_{\rm ev}}^{\rm Cor} = k_{\rm ev}\left\{a_{l_{\rm ev}}\right\} e^{i\delta_{\rm ev}^{\rm Cor}}, \tag{62}$$
$$a_{l_{\rm odd}}^{\rm Cor} = k_{\rm odd}\left\{a_{l_{\rm odd}}\right\} e^{i\delta_{\rm odd}^{\rm Cor}}.$$

Переведем угловое распределение фрагментов деления $W^0\left(\Omega'_{\rm LF}\right)$ (4), амплитуды невозмущеного углового распределения (5), а также компоненты $A_{{\rm odd},m}^{\rm Cor}(\Omega'_\alpha)$ (28) и $A_{{\rm ev},m}^{\rm Cor}(\Omega'_\alpha)$ (29) возмущенного кориолисовым взаимодействием из в.с.к. в л.с.к. с использованием преобразований Вигнера [8]:

$$W^0\left(\Omega'_{\rm LF}\right) = \sum_{LM_L}\sqrt{\frac{2L+1}{4\pi}} \times \tag{63}$$

$$\times D^{L*}_{M_L,0}(\omega)\, Y_{LM_L}(\Omega_{\rm LF}),$$

$$A^0(\Omega'_\alpha) = e^{i\delta^0}\sum_{lm_l}\{a_l\}\, D^{l*}_{m_l,0}(\omega)\, Y_{lm_l}(\Omega_\alpha), \quad (64)$$

$$A^{\rm Cor}_{{\rm odd},m}(\Omega'_\alpha) = e^{i\delta^{\rm Cor}_{\rm odd}}\times \quad (65)$$
$$\times\sum_{l=l_{\rm odd},m_l}\sqrt{l(l+1)}\,\{a_l\}\, D^{l*}_{m_l,m}(\omega)\, Y_{lm_l}(\Omega_\alpha),$$

$$A^{\rm Cor}_{{\rm ev},m}(\Omega'_\alpha) = e^{i\delta^{\rm Cor}_{\rm ev}}\times \quad (66)$$
$$\times\sum_{l=l_{\rm ev},m_l}\sqrt{l(l+1)}\,\{a_l\}\, D^{l*}_{m_l,m}(\omega)\, Y_{lm_l}(\Omega_\alpha).$$

и преобразуем формулу (61) к виду

$$\left(E^{J_sJ_{s'}m}_{K_s}\right)_\alpha = \int d\omega T^{J_sJ_{s'}m}_{K_s}(\omega)\times \quad (67)$$
$$\times\sum_{LM_L}\sqrt{\frac{2L+1}{4\pi}}D^{L*}_{M_L,0}(\omega)\, Y_{LM_L}(\Omega_{\rm LF})\times$$
$$\times\sum_{lm_l}\{a_l\}\, D^{l*}_{m_l,0}(\omega)\, Y_{lm_l}(\Omega_\alpha)\times$$
$$\times\Bigg[\sum_{l'=l_{\rm ev}m_{l'}}\sqrt{l'(l'+1)}\left\{a^{\rm Cor}_{l'}\right\} D^{l'}_{m_{l'},m}(\omega)\times$$
$$\times Y^*_{l'm_{l'}}(\Omega_\alpha)\sin\left(\delta_{sJ_ss'J_{s'}}+\delta^{\rm Cor}_{\rm ev}-\delta^0\right)+$$
$$+\sum_{l'=l_{\rm odd}m_{l'}}\sqrt{l'(l'+1)}\left\{a^{\rm Cor}_{l'}\right\} D^{l'}_{m_{l'},m}(\omega)\times$$
$$\times Y^*_{l'm_{l'}}(\Omega_\alpha)\sin\left(\delta_{sJ_ss'J_{s'}}+\delta^{\rm Cor}_{\rm odd}-\delta^0\right)\Bigg].$$

Полагая, как и в предыдущем разделе, $\Omega_{\rm LF} = (0,0)$, применяя теорему умножения D-функций и учитывая (56), ортогональность коэффициентов Клебша–Гордона при суммировании по моментам J и L [34], для величин (67) получаем

$$\left(E^{J_sJ_{s'}m}_{K_s}\right)_\alpha = \quad (68)$$
$$= 2\pi\omega_{K_sJ_sJ_{s'}}\sum_l\{a_l\}\, Y_{l0}(\Omega_\alpha)\times$$
$$\times\Bigg[\sum_{l'=l_{\rm ev},m}\sqrt{l'(l'+1)}\left\{a^{\rm Cor}_{l'}\right\} Y^*_{l'm}(\Omega_\alpha)\times$$
$$\times\sin\left(\delta_{sJ_ss'J_{s'}}+\delta^{\rm Cor}_{\rm ev}-\delta^0\right)+$$
$$+\sum_{l'=l_{\rm odd},m}\sqrt{l'(l'+1)}\left\{a^{\rm Cor}_{l'}\right\} Y^*_{l'm}(\Omega_\alpha)\times$$
$$\times\sin\left(\delta_{sJ_ss'J_{s'}}+\delta^{\rm Cor}_{\rm odd}-\delta^0\right)\Bigg].$$

Проводя в (68) суммирование по m [34] при использовании соотношений (28), (29) для $\left(d\sigma^{\rm Cor}_{n,f}/d\Omega_\alpha\right)_\alpha$ можно получить выражение

$$\left(d\sigma^{\rm Cor}_{n,f}/d\Omega_\alpha\right)_\alpha = \quad (69)$$
$$= \frac{1}{k_n^2}\cos\varphi_\alpha\left(\frac{d\left\{A^{\rm Cor}_{\rm ev}(\theta_\alpha)\right\}}{d\theta_\alpha}\left\{A^0(\theta_\alpha)\right\}\beta_{\alpha,{\rm ev}}+\right.$$
$$\left.+\frac{d\left\{A^{\rm Cor}_{\rm odd}(\theta_\alpha)\right\}}{d\theta_\alpha}\{A^0(\theta_\alpha)\}\beta_{\alpha,{\rm odd}}\right).$$

$$\beta_{\alpha,{\rm ev}} = \sum_{sJ_ss'J_{s'}K_sc} g^{sJ_ss'J_{s'}}_{cK_s}\Delta\theta_{J_sJ_{s'}K_s}\times \quad (70)$$
$$\times\sin\left(\delta_{sJ_ss'J_{s'}}+\delta^{\rm Cor}_{\rm ev}-\delta^0\right),$$

$$\beta_{\alpha,{\rm odd}} = \sum_{sJ_ss'J_{s'}K_sc} g^{sJ_ss'J_{s'}}_{cK_s}\Delta\theta_{J_sJ_{s'}K_s}\times \quad (71)$$
$$\times\sin\left(\delta_{sJ_ss'J_{s'}}+\delta^{\rm Cor}_{\rm odd}-\delta^0\right),$$

которое отличается от выражения (57) для $(d\sigma^{\rm Cor}_{n,f}/d\Omega_\alpha)_{\rm LF}$, полученного при учете влияния кориолисова взаимодействия на фрагменты деления, знаком и появлением величин $\sin\left(\delta_{sJ_ss'J_{s'}}+\delta^{\rm Cor}_{\rm ev}-\delta^0\right)$ и $\sin\left(\delta_{sJ_ss'J_{s'}}+\delta^{\rm Cor}_{\rm odd}-\delta^0\right)$ вместо величины $\sin\left(\delta_{sJ_ss'J_{s'}}\right)$.

6. КОЭФФИЦИЕНТЫ T-НЕЧЕТНЫХ АСИММЕТРИЙ В ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЯХ РЕАКЦИЙ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР С ВЫЛЕТОМ ПРЕДРАЗРЫВНЫХ α-ЧАСТИЦ

Дифференциальное сечение $d\sigma^{\rm Cor}_{n,f}/d\Omega_\alpha$ в полном сечении (30) реакции тройного деления неориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами с вылетом предразрывных α-частиц при учете формул (57) и (69) можно привести к виду:

$$d\sigma^{\rm Cor}_{n,f}/d\Omega_\alpha = \frac{2}{k_n^2}\cos\varphi_\alpha\{A^0(\theta_\alpha)\}\times \quad (72)$$
$$\times\left(\frac{d\{A^0_{\rm ev}(\theta_\alpha)\}}{d\theta_\alpha}\left(\beta_{\alpha,{\rm ev}}-\beta_{\rm LF}\right)+\right.$$
$$\left.+\frac{d\{A^0_{\rm odd}(\theta_\alpha)\}}{d\theta_\alpha}\left(\beta_{\alpha,{\rm odd}}-\beta_{\rm LF}\right)\right).$$

В работах [1–7] были экспериментально исследованы T-нечетные асимметрии в дифференциальных сечениях (30) реакций истинного тройного

деления ядер-мишеней ^{233}U, ^{235}U, ^{239}Pu и ^{241}Pu холодными поляризованными нейтронами. Коэффициенты исследуемых асимметрий $D(\Omega_\alpha)$ определялись формулой:

$$D(\Omega_\alpha) = \tag{73}$$
$$= \left(\frac{d\sigma_{n,f}^{(+)}}{d\Omega_\alpha} - \frac{d\sigma_{n,f}^{(-)}}{d\Omega_\alpha}\right) \Big/ \left(\frac{d\sigma_{n,f}^{(+)}}{d\Omega_\alpha} - \frac{d\sigma_{n,f}^{(-)}}{d\Omega_\alpha}\right),$$

где знаки $(\pm)$ соответствовали случаям, когда вектор поляризации падающего нейтрона $\mathbf{p}_n$ направлен по или против оси Y. Тогда коэффициенты $D(\Omega_\alpha)$ T-нечетных P-нечетных асимметрий в реакциях истинного тройного деления неориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами с вылетом предразрывных α-частиц при детальном рассмотрении влияния квантового коллективного вращения СДЯ не только на угловые распределения α-частиц, но и угловые распределения фрагментов деления, при учете (16), (72), (73) принимают вид

$$D(\Omega_\alpha) = \left(\frac{d\sigma_{n,f}^{\mathrm{Cor}}}{d\Omega_\alpha}\right) \Big/ \left(\frac{d\sigma_{n,f}^{(0)}}{d\Omega_\alpha}\right) = \cos\varphi_\alpha \times \tag{74}$$
$$\times \frac{\frac{d\{A^0_{\mathrm{odd}}(\theta_\alpha)\}}{d\theta_\alpha}\left(\beta_{\alpha,\mathrm{odd}} - \beta_{\mathrm{LF}}\right) + \frac{d\{A^0_{\mathrm{even}}(\theta_\alpha)\}}{d\theta_\alpha}\left(\beta_{\alpha,\mathrm{even}} - \beta_{\mathrm{LF}}\right)}{\{A^0(\theta_\alpha)\}\,\beta_0},$$

Следует подчеркнуть, что $\sin(\delta_{sJ_ss'J_{s'}})$ в величине β_{LF} (58), определяющей коэффициенты асимметрии $D(\Omega_\alpha)$ (74), обращается в нуль при $s = s'$, $J_s = J_{s'}$, т.е. в случае рассмотрения фиксированного резонанса $|sJ_s\rangle$, при отсутствии интерференции делительной амплитуды указанного резонанса с аналогичными амплитудами других резонансов, отличных от резонанса $|sJ_s\rangle$.

Полученное выше выражение (74) для коэффициентов $D(\Omega_\alpha)$ оказывается близким к аналогичным формулам, полученным ранее в работах [33, 35] при использовании схематических методов расчета [12–14], и подтверждают полученный ранее результат необходимости учета интерференции делительных амплитуд различных нейтронных резонансных состояний СДЯ. Кроме того, коэффициенты асимметрии (74) демонструют невозможность описания рассматриваемых асимметрий в рамках классического подхода на основе методов траекторных расчетов [17, 18], который не учитывает указанную интерференцию. Проведенное в работах [33, 35, 36] сравнение экспериментальных $D_{\mathrm{exp}}(\theta_\alpha)$ и теоретических коэффициентов $D(\theta_\alpha)$, дает разумное согласие указанных коэффициентов во всей области углов как по абсолютным величинам, так и по знакам для всех ядер-мишеней, кроме ^{233}U. Причиной расхождения экспериментальных $D_{\mathrm{exp}}(\theta_\alpha)$ и теоретических $D(\theta_\alpha)$ коэффициентов, рассчитанных для ^{233}U, может быть использованное в работе приближение, связанное с предположением о слабой зависимости фаз коэффициентов $a^{\mathrm{Cor}}_{l_{\mathrm{ev}}}$ и $a^{\mathrm{Cor}}_{l_{\mathrm{odd}}}$ от орбитальных моментов l_{ev} и l_{odd} (59). Для получения корректного результата необходимо найти амплитуды $A^{\mathrm{Cor}}_{\mathrm{odd}}(\theta_\alpha)$ и $A^{\mathrm{Cor}}_{\mathrm{ev}}(\theta_\alpha)$, зависящие от l_{ev} и l_{odd}, что требует решения сложной трехтельной задачи о движении третьей частицы в кулоновском поле фрагментов деления с учетом влияния H^{Cor} в первом порядке теории возмущений.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный в работе анализ продемонстрировал принципиальную необходимость учета интерференции различных нейтронных резонансов при описании T-нечетных P-четных асимметрий в реакциях тройного деления неориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами с вылетом предразрывных α-частиц, которая отсутствует в классическом методе траекторных расчетов [17, 18].

Поскольку в формулах для коэффициентов T-нечетных асимметрий, полученных при учете кориолисова взаимодействия спина СДС с орбитальным моментом α-частицы использовались упрощающие приближения, позволяющие усреднить коэффициенты угловых распределений третьих частиц после действия на них кориолисова взаимодействия, то для получения точных значений указанных коэффициентов и их фаз следует учитывать действие не только кориолисова гамильтониана, но и последующее кулоновское взаимодействие α-частицы с фрагментами деления, что в свою очередь требует решения весьма сложной трехтельной

задачи взаимодействия α-частицы с двумя фрагментами деления.

Полученные выше формулы можно использовать для описания T-нечетных асимметрий в реакциях деления неориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами с появлением в качестве третьих частиц γ-квантов и нейтронов, испаряемых из термализованных фрагментов двойного деления [37–39]. Для этого необходимо учесть, что гамильтониан кориолисова взаимодействия в этом случае действует только на амплитуды угловых распределений фрагментов деления, но не действует на амплитуды угловых распределений испарительных третьих частиц, поскольку указанные частицы вылетают из фрагментов деления, находящихся на значительных расстояниях друг от друга, при которых частота вращения СДС становится пренебрежимо малой из-за большого увеличения момента инерции СДС. Более того, в случае рассмотрения фиксированного резонанса $|sJ_s\rangle$, при отсутствии интерференции делительной амплитуды указанного резонанса с аналогичными амплитудами других резонансов, отличных от резонанса $|sJ_s\rangle$, происходит обращение в нуль коэффициента T-нечетной асимметрии для испарительных частиц, что ставит под сомнение возможность классического описания указанных асимметрий для этих частиц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. P. Jesinger, G. V. Danilyan, A. M. Gagarski, P. Geltenbort, F. Gönnenwein, A. Kötzle, Ye. I. Korobkina, M. Mutterer, V. Nesvizhevsky, S. R. Neumaier, V. S. Pavlov, G. A. Petrov, V. I. Petrova, K. Schmidt, V. B. Shvachkin, and O. Zimmer, ЯФ **62**, 1723 (1999) [Phys. At. Nucl. **62**, 1608 (1999)].
2. P. Jesinger, A. Kötzle, A. M. Gagarski, F. Gönnenwein, G. Danilyan, V. S. Pavlov, V. B. Chvatchkin, M. Mutterer, S. R. Neumaier, G. A. Petrov, V. I. Petrova, V. Nesvizhevsky, O. Zimmer, P. Geltenbort, K. Schmidt, and K. Korobkina, Nucl. Instrum. Methods A **440**, 618 (2000).
3. 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)].
4. A. Gagarski, I. Guseva, F. Goennenwein, G. Petrov, P. Jesinger, V. Sokolov, T. Zavarukhina, M. Mutterer, J. von Kalbern, W. Trzaska, S. Khlebnikov, G. Tiourine, S. Soloviev, V. Nesvizhevsky, O. Zimmer, and T. Soldner, in *Proceedings of the 1SINN-14, Dubna, Russia, 2006* (JINR, Dubna, 2007), p. 93.
5. F. Gönnenwein, M. Mutterer, A. Gagarski, I. Guseva, G. Petrov, V. Sokolov, T. Zavarukhina, J. von Kalben, V. Nesvizhevski, and T. Soldner, Phys. Lett. B **652**, 13 (2007).
6. A. Gagarski, G. Petrov, I. Guseva, T. Zavarukhina, F. Gönnenwein, M. Mutterer, J. von Kalben, W. Trzaska, M. Sillanpaa, Yu. Kopatch, G. Tiourine, T. Soldner, and V. Nesvizhevsky, in *Proceedings of the ISINN-16, Dubna, Russia, 2008* (JINR, Dubna, 2009), p. 356.
7. A. Gagarski, F. Gönnenwein, I. Guseva, P. Jesinger, Yu. Kopatch, T. Kuzmina, E. Lelièvre-Berna, M. Mutterer, V. Nesvizhevsky, G. Petrov, T. Soldner, G. Tiourine, W. H. Trzaska, and T. Zavarukhina, Phys. Rev. C **93**, 054619 (2016).
8. A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure* (Benjamin, New York, 1969, 1974), Vol. 1, 2.
9. О. П. Сушков, В. В. Фламбаум, УФН **136**, 3 (1982) [Sov. Phys. Usp. **25**, 1 (1982)].
10. С. Г. Кадменский, ЯФ **65**, 1424 (2002) [Phys. At. Nucl. **65**, 1390 (2002)].
11. С. Г. Кадменский, ЯФ **65**, 1833 (2002) [Phys. At. Nucl. **65**, 1785 (2002)].
12. В. Е. Бунаков, С. Г. Кадменский, ЯФ **66**, 1894 (2003) [Phys. At. Nucl. **66,** 1846 (2003)].
13. В. Е. Бунаков, С. Г. Кадменский, С. С. Кадменский, ЯФ **71**, 1917 (2008) [Phys. At. Nucl. **71,** 1887 (2008)].
14. В. Е. Бунаков, С. Г. Кадменский, С. С. Кадменский, ЯФ **73**, 1474 (2010) [Phys. At. Nucl. **73**, 1429 (2010)].
15. С. Г. Кадменский, В. Е. Бунаков, Д. Е. Любашевский, Изв. РАН. Сер. физ. **80**, 1015 (2016) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **80,** 927 (2016)].
16. С. Г. Кадменский, В. Е. Бунаков, Д. Е. Любашевский, ЯФ **81**, 433 (2018) [Phys. At. Nucl. **81,** 463 (2018)].
17. И. С. Гусева, Ю. И. Гусев, Изв. РАН. Сер. физ. **71**, 382 (2007) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **71**, 367 (2007)].
18. I. S. Guseva and Yu. I. Gusev, AIP Conf. Proc. **1175**, 355 (2009).
19. L. M. Delves, Nucl. Phys. **9**, 391 (1958/1959); **20**, 275 (1960).
20. Н. Мотт, Г. Месси, *Теория атомных столкновений* (Иностранная литература, Москва, 1951).
21. E. P. Wigner, Ann. Math. **62**, 548 (1955); **65**, 203 (1958); **67**, 325 (1958).
22. С. Г. Кадменский, В. П. Маркушев, В. И. Фурман, ЯФ **31**, 382 (1980) [Sov. J. Nucl. Phys. **31**, 607 (1980)].
23. С. Г. Кадменский, В. П. Маркушев, В. И. Фурман, ЯФ **35**, 300 (1982) [Sov. J. Nucl. Phys. **35,** 166 (1982)].
24. А. Лейн, Р. Томас, *Теория ядерных реакций при низких энергиях* (Иностранная литература, Москва, 1960).
25. А. С. Давыдов, *Теория атомного ядра* (Физматгиз, Москва, 1958).
26. J. R. Nix and W. J. Swiatecki, Nucl. Phys. A **71**, 1 (1965).

27. В. Е. Бунаков, С. Г. Кадменский, Д. Е. Любашевский, ЯФ **79**, 198 (2016) [Phys. At. Nucl. **79**, 304 (2016)].
28. С. Г. Кадменский, В. Е. Бунаков, Д. Е. Любашевский, ЯФ **80**, 447 (2017) [Phys. At. Nucl. **80**, 850 (2017)].
29. С. Г. Кадменский, Л. В. Титова, Д. Е. Любашевский, Изв. РАН. Сер. физ. **81**, 791 (2017) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **81,** 271 (2017)].
30. A. L. Barabanov and W. I. Furman, Z. Phys. A **357**, 411 (1997).
31. M. Mutterer and J. P. Theobald, *Nuclear Decay Modes* (IOP, Bristol, 1996), Chap. 12.
32. O. Tanimura and T. Fliessbach, Z. Phys. A **328**, 475 (1987).
33. Д. Е. Любашевский, С. Г. Кадменский, Изв. РАН. Сер. физ. **74,** 828 (2010) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **74,** 791 (2010)].
34. Д. А. Варшалович, А. Н. Москалев, В. К. Херсонский, *Квантовая теория углового момента* (Наука, Ленинград, 1975).
35. С. Г. Кадменский, В. Е. Бунаков, Д. Е. Любашевский, ЯФ **81**, 433 (2018) [Phys. At. Nucl. **81**, 463 (2018)].
36. S. G. Kadmensky, V. E. Bunakov, and D. E. Lyubashevsky, in *Book of abstracts of LXVIII International conference NUCLEUS-2018*, p. 174. — принято к печати в журнал "Ядерная физика".
37. A. Gavron, Phys. Rev. C **13**, 2562 (1976).
38. T. Ericson and V. Strutinsky, Nucl. Phys. **8**, 284 (1958).
39. В. М. Струтинский, ЖЭТФ **37**, 861 (1959) [Sov. JETP **10**, 613 (1960)].

THE DETERMINATIVE ROLE OF THE INTERFERENCE EFFECTS IN THE DESCRIPTION OF THE *T*-ODD ASYMMETRIES IN THE REACTIONS OF TERNARY FISSION OF NUCLEI BY COLD POLARIZED NEUTRONS

S. G. Kadmensky[1], L. V. Titova[1], V. E. Bunakov[2]

[1] *Voronezh State University, Russia*
[2] *National Research Centre "Kurchatov Institute" — PNPI, Gatchina, Russia*

In the framework of the quantum fission theory the detailed description of T-odd asymmetries for ternary fission reactions with prescission α-particle flight, based on the effect of the quantum rotation of the compound fissile nucleus (CFN), which is formed after the capture of a cold polarized neutron by non-oriented target nucleus, on the angular distributions as of the third particles, so as of fission fragments, has been carried out. It has been demonstrated that for the description of mentioned above asymmetries, the approaches, based on the use of the classical method of trajectory calculations are not applicable, because this method dosn't take into account the interference of fission widths amplitudes for various neutron resonance states of CFN on the first stages of these reactions.