УДК 539.173

РОЛЬ ВЛИЯНИЯ КОРИОЛИСОВА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ФРАГМЕНТЫ ДЕЛЕНИЯ ПРИ ВОЗНИКНОВЕНИИ T–НЕЧЕТНЫХ АСИММЕТРИЙ В ТРОЙНОМ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР ХОЛОДНЫМИ ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Л. В. Титова

Воронежский государственный университет

Поступила в редакцию 01.02.2021 г.

Аннотация. В рамках квантовой теории деления проведен анализ T-нечетных асимметрий в реакциях тройного деления ядер с вылетом α-частиц, основанный на учете влияния квантового вращения составного делящегося ядра, формируемого при захвате холодного поляризованного нейтрона неориентированным ядром-мишенью, на угловые распределения как α-частиц, так и фрагментов деления. Показано, что описание аналогичных асимметрий для испарительных нейтронов и γ-квантов возможно только при учете влияния Кориолисова взаимодействия на фрагменты деления.

Ключевые слова: тройное деление, T-нечетные асимметрии, Кориолисово взаимодействие, интерференция делительных амплитуд.

THE ROLE OF THE CORIOLIS INTERACTION EFFECT ON FISSION FRAGMENTS IN THE APPEARENCE OF T–ODD ASYMMETRIES IN TERNARY NUCLEAR FISSION BY COLD POLARIZED NEUTRONS

L. V. Titova

Abstract. In the framework of quantum fission theory the analysis of T-odd asymmetries in ternary fission reactions with the α-particles flight, which is based on quantum effect of rotation of the fissile compound nucleus, formed in the capture of cold polarized neutron by target-nucleus, on the angular distribution of the α-particles and of the fission fragments was carried out. It is shown that the description of similar asymmetries for evaporated neutrons and γ-quanta is possible only if the influence of the Coriolis interaction on fission fragments is taken into account.

Keywords: ternary fission, T-odd asymmetries, Coriolis interaction, interference of fission amplitudes.

ВВЕДЕНИЕ

T-нечетные асимметрии в дифференциальных сечениях реакций тройного деления холодными поляризованными нейтронами с вылетом α-частиц изучены экспериментально для таких неориентированных ядер-мишеней, как ^{233}U, ^{235}U и ^{239}Pu, ^{241}Pu [1–5]. Природа указанных асимметрий была объяснена в рамках квантовой теории деления [6–8] влиянием вращения поляризованного составного делящегося ядра (СДЯ) на угловые распределения α-частиц

[9–11]. Целью настоящей работы является детальное описание T-нечетных асимметрий на основе квантовой теории деления [6–11] при последовательном учете влияния квантового вращения составной делящейся системы (СДС) на амплитуды угловых распределений не только α-частиц, но и фрагментов деления.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ РЕАКЦИИ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ НЕОРИЕНТИРОВАННЫХ ЯДЕР-МИШЕНЕЙ ХОЛОДНЫМИ НЕПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ

В работах [8–11] при использовании волновых функций $\Psi_0^{sJ_sM_s}$ нейтронных резонансов s СДС, характеризуемых спином J_s и его проекцией M_s на ось Z лабораторной системы координат (л.с.к.) и имеющих вид, представленный в [8], а также методов [7] получено дифференциальное сечение $d\sigma_{n,f}^0 \Big/ d\Omega_\alpha$ реакции тройного деления неориентированных ядер-мишеней холодными неполяризованными нейтронами с вылетом α-частицы:

$$\frac{d\sigma_{n,f}^0}{d\Omega_\alpha} = \frac{4\pi}{k_n^2} \sum_{sJ_ss'J_{s'}M_sM_{s'}c} \left(\rho_{M_sM_{s'}}^{J_sJ_{s'}}\right)_0 \left(U_{cK_sM_sM_{s'}}^{sJ_ss'J_{s'}}\right)^0, \tag{1}$$

где k_n — волновой вектор налетающего нейтрона, а $\left(\rho_{M_sM_{s'}}^{J_sJ_{s'}}\right)_0$ – спиновая матрица плотности неориентированного СДЯ [8]. В формуле (1) величина $\left(U_{cK_sM_sM_{s'}}^{sJ_ss'J_{s'}}\right)^0$ имеет вид:

$$\left(U_{cK_sM_sM_{s'}}^{sJ_ss'J_{s'}}\right)^0 = \int d\omega\ d\zeta\ F_{csJ_sM_s}^0\left(\zeta,\omega,\Omega'_\alpha,\Omega'_{LF}\right) F_{cs'J_{s'}M_{s'}}^{0*}\left(\zeta,\omega,\Omega'_\alpha,\Omega'_{LF}\right), \tag{2}$$

где ζ — полный набор внутренних координат фрагментов деления и α-частицы, $\omega = \alpha,\beta,\gamma$ – углы Эйлера, задающие ориентацию осей внутренней системы координат (в.с.к.) относительно осей л.с.к., а телесные углы Ω'_α и Ω'_{LF} задают направления вылета α-частицы и легкого фрагмента деления в в.с.к. Амплитуда $F_{csJ_sM_s}^0\left(\zeta,\omega,\Omega'_\alpha,\Omega'_{LF}\right)$ определяется [11, 12] как

$$F_{csJ_sM_s}^0\left(\zeta,\omega,\Omega'_\alpha,\Omega'_{LF}\right) = \sum_{K_s} H_{K_sc}^{J_sM_s}(\zeta,\omega) B^0\left(\Omega'_{LF}\right) A^0\left(\Omega'_\alpha\right), \tag{3}$$

причем $H_{K_sc}^{J_sM_s}(\zeta,\omega)$ имеет вид [8, 11]:

$$\begin{aligned} H_{K_sc}^{J_sM_s}(\zeta,\omega) = \left\{h_s^{J_s}\right\} b_{sK_s}^{J_s} \left\{\left(\Gamma_{cK_s}^{J_s}\right)^{1/2}\right\} e^{i\delta_{sJ_s}} e^{i\delta_c} \sqrt{\tfrac{(2J_s+1)}{8\pi^2}} \left\{D_{M_sK_s}^{J_s}(\omega)\,\chi_{cK_s}(\zeta)\,\delta_{K_s,0} + \right. \\ \left. + \tfrac{1}{\sqrt{2}}\left[D_{M_sK_s}^{J_s}(\omega)\,\chi_{cK_s}(\zeta) + (-1)^{J_s+K_s} D_{M_s-K_s}^{J_s}(\omega)\,\chi_{c-K_s}(\zeta)\right](1-\delta_{K_s,0})\right\}. \end{aligned} \tag{4}$$

В формулу (3) входят амплитуды $A^0\left(\Omega'_\alpha\right)$ и $B^0\left(\Omega'_{LF}\right)$ нормированных угловых распределений α-частиц и фрагментов деления во в.с.к. СДС. В формуле (4) K_s — проекция спина J_s на ось симметрии СДЯ, $b_{sK_s}^{J_s}$ — амплитуда примешивания [12] волновой функции $\Psi_{K_s}^{J_sM_s}$ переходного делительного состояния к волновой функции $\Psi^{sJ_sM_s}$ нейтронного резонансного состояния СДЯ; $D_{M_sK_s}^{J_s}(\omega)$ — обобщенная сферическая функция, $\chi_{cK_s}(\zeta)$ — произведение внутренних волновых функций продуктов тройного деления, а каналовый индекс $c = \sigma_1 J_1 \sigma_2 J_2 \lambda$, где σ_1, J_1 и σ_2, J_2 — квантовые числа и спины фрагментов деления.

Амплитуду $B^0\left(\Omega'_{LF}\right)$ углового распределения фрагментов тройного деления $W^0\left(\Omega'_{LF}\right)$ во в.с.к. можно считать близкой к амплитуде углового распределения фрагментов двойного деления, поскольку кулоновское взаимодействие α-частицы с фрагментами деления не сильно влияет на направления разлета фрагментов:

$$B^0\left(\Omega'_{LF}\right) = \sum_L b_L Y_{L0}\left(\theta'_{LF}\right), \tag{5}$$

где действительные коэффициенты b_L определяются [13, 14] wriggling-колебаниями СДЯ в окрестности его точки разрыва. Если учесть, что согласно гипотезе О. Бора [6], направление вылета легкого фрагмента деления совпадает с направлением оси симметрии СДЯ, то угловое распределение фрагментов деления $W^0\left(\Omega'_{LF}\right)$ представляется как [8]

$$W^0\left(\Omega'_{LF}\right) = \sum_{L'} Y_{L'0}\left(\theta'_{LF}=0\right) Y_{L'0}\left(\theta'_{LF}\right) = \sum_{L'} \sqrt{\frac{2L'+1}{4\pi}} Y_{L'0}\left(\theta'_{LF}\right) = \frac{1}{\pi}\frac{\delta\left(\theta'_{LF}\right)}{\sin\theta'_{LF}}. \tag{6}$$

Амплитуда $A^0(\Omega'_\alpha)$ углового распределения $P^0\left(\theta_\alpha\right)$ α-частиц во в.с.к. в асимптотической области имеет вид:

$$A^0(\Omega'_\alpha) = A^0(\theta'_\alpha) = \sum_l a_l Y_{l0}(\theta'_\alpha) = \sum_l \left\{a_l\right\} e^{i\delta_l} Y_{l0}(\theta'_\alpha) = e^{i\delta_0} \sum_l \left\{a_l\right\} Y_{l0}(\theta'_\alpha), \tag{7}$$

где $\{a_l\}$ и δ_l — действительное главное значение и фаза коэффициента a_l. В (7) учтено, что α-частицы вылетают преимущественно перпендикулярно по отношению к направлению вылета легкого фрагмента деления [15], а фазы $\delta_l = \delta_0$ и не зависят от l, поскольку кинетические энергии α-частиц, имеют положительные значения, превосходящие значения их центробежных потенциалов [16]. Амплитуду $A^0(\theta'_\alpha)$ (7) можно представить через сумму её четной $A^0_{\mathrm{ev}}(\theta'_\alpha)$ и нечетной $A^0_{\mathrm{odd}}(\theta'_\alpha)$ компонент [17]:

$$A^0(\theta'_\alpha) = A^0_{\mathrm{ev}}(\theta'_\alpha) + A^0_{\mathrm{odd}}(\theta'_\alpha) = e^{i\delta_0}\left[\left\{A^0_{\mathrm{ev}}(\theta'_\alpha)\right\} + \left\{A^0_{\mathrm{odd}}(\theta'_\alpha)\right\}\right], \tag{8}$$

где действительные главные значения $\left\{A^0_{\mathrm{ev}}(\theta'_\alpha)\right\}$ и $\left\{A^0_{\mathrm{odd}}(\theta'_\alpha)\right\}$ определяются суммами в формуле (5) по четным и нечетным значениям l соответственно.

Величина $\left(\Gamma^{sJ_s}_{cK_s}\right)^{1/2}$ в формуле (4) совпадает с амплитудой парциальной ширины тройного деления нейтронного резонансного состояния sJ_s СДЯ в канал c и определяется как [9–12]

$$\left(\Gamma^{sJ_s}_{cK_s}\right)^{1/2} = b^{J_s}_{sK_s}\left\{\left(\Gamma^{J_s}_{cK_s}\right)^{1/2}\right\} e^{i\delta_c}, \tag{9}$$

где δ_c и $\left\{\left(\Gamma^{J_s}_{cK_s}\right)^{1/2}\right\}$ — потенциальная фаза рассеяния в канал c и действительное главное значение амплитуды парциальной ширины $\Gamma^{J_s}_{cK_s}$ переходного делительного состояния $J_sM_sK_s$ с волновой функцией $\Psi^{J_sM_s}_{K_s}$ [6], отвечающего коллективному деформационному движению СДЯ к точке его разрыва. В формуле (4) используется величина $h^{J_s}_s$ [7, 8], связанная с формированием нейтронного резонансного состояния sJ_s:

$$h^{J_s}_s = \frac{\left(\Gamma^{sJ_s}_n\right)^{1/2}}{E - E_{sJ_s} + i\Gamma^{sJ_s}/2} = \left\{h^{J_s}_s\right\} e^{i\delta_{sJ_s}}, \tag{10}$$

где E_{sJ_s}, Γ^{sJ_s} и $\left(\Gamma^{sJ_s}_n\right)^{1/2}$ — энергия, полная ширина и амплитуда нейтронной ширины нейтронного резонанса, а $\left\{h^{J_s}_s\right\}$ и δ_{sJ_s} — главное значение и фаза $h^{J_s}_s$ (10).

При выборе направления оси Z л.с.к. вдоль направления вылета легкого фрагмента деления и учете совпадения направлений вылета указанного фрагмента и оси симметрии СДЯ, интеграл по $d\omega$ в формуле (2) может быть представлен как интеграл по $2\pi d\Omega'_{LF}$. Тогда при учете (6), (3), проведения интегрирования по $d\varsigma d\omega$ и суммирования по M_s, $M_{s'}$ дифференциальное сечение $d\sigma^0_{n,f}/d\Omega_\alpha$ (1) преобразуется к виду [6, 8–11]:

$$\frac{d\sigma^0_{n,f}}{d\Omega_\alpha} = \frac{1}{k_n^2} P^0\left(\theta_\alpha\right)\beta_0, \tag{11}$$

$$\beta_0 = \sum_{sJ_s s' K_s c} g_{cK_s}^{sJ_s s' J_s} \left(\delta_{ss'} + (1 - \delta_{ss'}) \cos \delta_{sJ_s s' J_s}\right), \tag{12}$$

$$g_{cK_s}^{sJ_s s' J_s} = b_{sK_s}^{J_s} b_{s' K_s}^{J_s} \left\{h_s^{J_s}\right\} \left\{h_s'^{J_s}\right\} \Gamma_{cK_s}^{J_s} \frac{2J_s + 1}{2\,(2I + 1)}. \tag{13}$$

Величина $\delta_{sJ_s s' J_{s'}}$ в формуле (12) в общем случае определяется разностью фаз резонансных состояний sJ_s и $s' J_{s'}$:

$$\delta_{sJ_s s' J_{s'}} = \delta_{sJ_s} - \delta_{s' J_{s'}}. \tag{14}$$

Полученная формула (12) учитывает интерференцию делительных амплитуд различных резонансных состояний sJ_s и $s' J_{s'}$ при $s \neq s'$ в отличие от подхода работ [18, 19], основанных на классическом методе траекторных расчетов.

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

Основная идея описания T-нечетных асимметрий в дифференциальных сечениях $d\sigma_{n,f}/d\Omega_\alpha$ реакции тройного деления неориентированных ядер-мишеней поляризованными холодными нейтронами с вылетом фрагментов деления и предразрывных частиц (α-частиц и легких ядер) в рамках квантовой теории деления [9–11] состоит в учете влияния коллективного квантового вращения поляризованной СДС на волновую функцию этой системы через гамильтониан кориолисова взаимодействия H^{Cor} [6] полного спина J СДЯ с орбитальным моментом l α-частицы, а также с орбитальным моментом L фрагментов деления во в.с.к.:

$$H^{\text{Cor}} = -\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}_0} \left(\widehat{J}_+ \widehat{l}_- + \widehat{J}_- \widehat{l}_+\right) - \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}_0} \left(\widehat{J}_+ \widehat{L}_- + \widehat{J}_- \widehat{L}_+\right) = H_\alpha^{\text{Cor}} + H_{LF}^{\text{Cor}}, \tag{15}$$

где $\mathcal{J}_0$ — момент инерции аксиально-симметричной СДС при ее вращении вокруг осей X' и Y' в.с.к. Действие операторов $\widehat{J}_\pm$, $\widehat{l}_\pm$ и $\widehat{L}_\pm$ на функции $D_{MK}^J(\omega)$, $Y_{lK_l}(\Omega'_\alpha)$ и $Y_{LK_L}(\Omega'_{LF})$ задаются преобразованиями, представленными в [6]. Входящие в компоненту H_{LF}^{Cor} (15) операторы $\widehat{L}_m$ ($m = \pm 1$) действуют на амплитуду $B^0(\Omega'_{LF})$ углового распределения фрагментов, приводя к выражению:

$$B_m^{\text{Cor}}(\Omega'_{LF}) = \sum_L \sqrt{L\,(L + 1)} b_L Y_{L,m}(\Omega'_{LF}) = m\, e^{im\,\varphi'_{LF}} \sum_L b_L \frac{dY_{L0}(\theta'_{LF})}{d\theta'_{LF}}, \tag{16}$$

Формула (16) не изменится и при учете дальнейшего действия кулоновского взаимодействия между фрагментами деления поскольку согласно гипотезе О. Бора, фрагменты деления вылетают вдоль оси симметрии СДЯ, поэтому коллективное вращение СДС сводится к вращению радиус-вектора $\vec{R}$, связывающего фрагменты деления, а сила кулоновского взаимодействия двух фрагментов деления направлена по $\vec{R}$. Действие оператора $\widehat{L}_m$ на угловое распределение $W^0(\Omega'_{LF})$ (6) имеет вид:

$$W_m^{\text{Cor}}(\Omega'_{LF}) \equiv \widehat{L}_m W^0(\Omega'_{LF}) = 2B^0(\Omega'_{LF})\, B_m^0(\Omega'_{LF}) = \sum_{L'} \sqrt{L'\,(L' + 1)} \sqrt{\frac{2L' + 1}{4\pi}} Y_{L'm}(\Omega'_{LF}). \tag{17}$$

Действие входящих в гамильтониан H_α^{Cor} (15) операторов $\widehat{l}_\pm$ на невозмущенную амплитуду $A^0(\Omega'_\alpha)$ (7) углового распределения α-частиц и учет последующего кулоновского взаимодействия α-частицы с фрагментами деления приводит к тому, что амплитуды $A_{\text{ev},m}^{\text{Cor}}(\Omega'_\alpha)$ и $A_{\text{odd},m}^{\text{Cor}}(\Omega'_\alpha)$ можно представить как [11]

$$A_{\text{ev},m}^{\text{Cor}}(\Omega'_\alpha) = \sum_{l = l_{\text{ev}}} \sqrt{l\,(l + 1)} a_l^{\text{Cor}} Y_{lm}(\Omega'_\alpha) = m\, e^{im\varphi'_\alpha} \sum_{l_{ev}} a_{l_{\text{ev}}}^{\text{Cor}} \frac{dY_{l_{\text{ev}}0}(\theta'_\alpha)}{d\theta'_\alpha}; \tag{18}$$

$$A^{\mathrm{Cor}}_{odd,m}\left(\Omega'_\alpha\right)=\sum_{l=l_{\mathrm{odd}}}\sqrt{l\left(l+1\right)}a^{\mathrm{Cor}}_l Y_{lm}(\Omega'_\alpha)=m\ e^{im\varphi'_\alpha}\sum_{lo}a^{\mathrm{Cor}}_{l_{\mathrm{odd}}}\frac{dY_{l_{\mathrm{odd}}0}\left(\theta'_\alpha\right)}{d\theta'_\alpha}. \qquad (19)$$

Используя методы, развитые в работах [9–11] можно получить дифференциальное сечение $d\sigma_{n,f}/d\Omega_\alpha$ реакции тройного деления неориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами:

$$\frac{d\sigma_{n,f}}{d\Omega_\alpha}=\frac{d\sigma^0_{n,f}}{d\Omega_\alpha}+\frac{d\sigma^{Cor}_{n,f}}{d\Omega_\alpha}. \qquad (20)$$

Первый член формулы (20) имеет вид (11) и совпадает с дифференциальным сечением реакции для неориентированного СДЯ, а второй член определяется как

$$\frac{d\sigma^{\mathrm{Cor}}_{n,f}}{d\Omega_\alpha}=\sum_\nu\left(\frac{d\sigma^{\mathrm{Cor}}_{n,f}}{d\Omega_\alpha}\right)_\nu=\frac{4\pi}{k_n^2}\sum_\nu\sum_{\substack{csJ_ss'J_{s'}K_s\\ M_sM_{s'}}}\rho^{J_sJ_{s'}}_{M_sM_{s'}}\left(U^{sJ_ss'J_{s'}}_{cK_sM_sM_{s'}}\right)^{\mathrm{Cor}}_\nu, \qquad (21)$$

где $\rho^{J_sJ_{s'}}_{M_sM_{s'}}$ — матрица плотности СДЯ, возникающего при захвате поляризованного нейтрона неориентированным ядром-мишенью, индекс ν принимает два значения $\nu=\alpha$ и $\nu=\mathrm{LF}$, а величина $\left(U^{sJ_ss'J_{s'}}_{cK_sM_sM_{s'}}\right)^{\mathrm{Cor}}_\nu$ представляет собой обобщение величины (2) на случай учета кориолисова взаимодействия H^{Cor} (15) в первом порядке теории возмущений:

$$\left(U^{sJ_ss'J_{s'}}_{cK_sM_sM_{s'}}\right)^{\mathrm{Cor}}_\nu=\int d\zeta d\omega\left[\left(F_{cJ_sM_s}\right)^{\mathrm{Cor}}_\nu F^{0*}_{cJ_{s'}M_{s'}}+F^0_{cJ_sM_s}\left(F^*_{cJ'_sM'_s}\right)^{\mathrm{Cor}}_\nu\right], \qquad (22)$$

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

$$\left(F_{cJ_sM_s}\right)^{\mathrm{Cor}}_{LF}\left(\zeta,\omega,\Omega'_{LF},\Omega'_\alpha\right)=\left(-\frac{\hbar\tau_0}{2\overline{\overline{J}}_0}\right)\sum_{m=\pm1}H^{J_sM_sm}_{K_sc}\left(\zeta,\omega\right)A^0\left(\Omega'_\alpha\right)B^{\mathrm{Cor}}_m\left(\Omega'_{LF}\right), \qquad (23)$$

$$\left(F_{cJ_sM_s}\right)^{\mathrm{Cor}}_{\alpha}\left(\zeta,\omega,\Omega'_{LF},\Omega'_\alpha\right)=\left(-\frac{\hbar\tau_0}{2\overline{\overline{J}}_0}\right)\sum_{m=\pm1}H^{J_sM_sm}_{K_sc}\left(\zeta,\omega\right)B^0\left(\Omega'_{LF}\right)A^{\mathrm{Cor}}_m\left(\Omega'_\alpha\right). \qquad (24)$$

Величина $H^{J_sM_sm}_{K_sc}\left(\zeta,\omega\right)$ в формулах (23) и (24) представляет собой обобщение формулы (3) при учете кориолисова взаимодействия:

$$H^{J_sM_sm}_{K_sc}\left(\zeta,\omega\right)=\left\{h^{J_s}_s\right\}b^{J_s}_{sK_s}\left\{\left(\Gamma^{J_s}_{cK_s}\right)^{1/2}\right\}e^{i\delta_{sJ_s}}\sqrt{\tfrac{(2J_s+1)}{16\pi^2}}\left[\sqrt{2J_s\left(J_s+1\right)}D^{J_s}_{M_s,m}\left(\omega\right)\chi_{c0}\left(\zeta\right)\delta_{K_s,0}+\right.$$
$$\left.+\,c^m_{K_sJ_s}D^{J_s}_{M_s,K_s+m}\left(\omega\right)\chi_{cK_s}\left(\zeta\right)+\left(-1\right)^{J_s+K_s}c^m_{-K_sJ_s}D^{J_s}_{M_s,-K_s+m}\left(\omega\right)\chi_{c-K_s}\left(\zeta\right)\right], \qquad (25)$$

где величины $c^m_{K_sJ_s}$ и $c^m_{-K_sJ_s}$ при $m=\pm1$ выражаются формулами [9–11]:

$$c^{+1}_{K_sJ_s}=c^{-1}_{-K_sJ_s}=\sqrt{\left(J_s-K_s\right)\left(J_s+K_s+1\right)};c^{-1}_{K_sJ_s}=c^{+1}_{-K_sJ_s}=\sqrt{\left(J_s+K_s\right)\left(J_s-K_s+1\right)}. \qquad (26)$$

Формула (21) строится при использовании матрицы плотности $\rho^{J_sJ_{s'}}_{M_sM_{s'}}$ СДЯ, возникающего при захвате поляризованного нейтрона неориентированным ядром-мишенью, которая имеет структуру [9–11]:

$$\rho^{J_sJ_{s'}}_{M_sM_{s'}}=\left(\rho^{J_sJ_{s'}}_{M_sM_{s'}}\right)_0+\left(\rho^{J_sJ_{s'}}_{M_sM_{s'}}\right)_\sigma, \qquad (27)$$

где $\left(\rho^{J_s J_{s'}}_{M_s M_{s'}}\right)_0$ — введенная выше спиновая матрица плотности неориентированного СДЯ, а $\left(\rho^{J_s J_{s'}}_{M_s M_{s'}}\right)_\sigma$ — поляризационная компонента, имеющая недиагональный характер и меняющая знак при перестановках индексов $J_s M_s$ и $J_{s'} M_{s'}$:

$$\left(\rho^{J_s J_{s'}}_{M_s M_{s'}}\right)_\sigma = \frac{i p_n}{2\left(2I+1\right)} A\left(J_s, J_{s'}\right)\left[C^{11}_{J_s J_{s'} - M_s M_{s'}} + C^{1-1}_{J_s J_{s'} - M_s M_{s'}}\right]\left(-1\right)^{2J_s + J_{s'} - M_s - 1}, \qquad (28)$$

где p_n — степень поляризации нейтрона, а явный вид коэффициента $A\left(J_s, J_{s'}\right)$ представлен в работах [9–11].

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

Используя формулы (21)–(25) для дифференциального сечения $\left(d\sigma^{\mathrm{Cor}}_{n,f} \big/ d\Omega_\alpha\right)_{LF}$ можно получить формулу:

$$\begin{gathered}\left(\frac{d\sigma^{\mathrm{Cor}}_{n,f}}{d\Omega_\alpha}\right)_{LF} = \frac{1}{k_n^2} \sum_{s J_s s' J_{s'} K_s c} \left\{h^{J_s}_s\right\} b^{J_s}_{s K_s} \left\{\left(\Gamma^{J_s}_{c K_s}\right)^{1/2}\right\} \left\{h^{J_{s'}}_{s'}\right\} b^{J_{s'}}_{s' K_s} \left\{\left(\Gamma^{J_{s'}}_{c K_s}\right)^{1/2}\right\} \times \\ \times \frac{\sqrt{(2J_s+1)(2J_{s'}+1)}}{2\pi} \sum_{m=\pm 1} \left(E^{J_s J_{s'} m}_{K_s}\right)_{LF},\end{gathered} \qquad (29)$$

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

$$\begin{gathered}\left(E^{J_s J_{s'} m}_{K_s}\right)_{LF} = \int d\omega P^0\left(\Omega'_\alpha\right)\left(T^{J_s J_{s'} m}_{K_s}\left(\omega\right) B^{\mathrm{Cor}}_m\left(\Omega'_{LF}\right) B^{0*}\left(\Omega'_{LF}\right) e^{i\delta_{s J_s s' J_{s'}}} + \right. \\ \left. + T^{J_{s'} J_s m*}_{K_s}\left(\omega\right) B^{\mathrm{Cor}*}_m\left(\Omega'_{LF}\right) B^0\left(\Omega'_{LF}\right) e^{-i\delta_{s J_s s' J_{s'}}}\right),\end{gathered} \qquad (30)$$

причем величина $T^{J_s J_{s'} m}_{K_s}\left(\omega\right)$ определяется формулой:

$$T^{J_s J_{s'} m}_{K_s}\left(\omega\right) = \sum_{M_s M_{s'}} \rho^{J_s J_{s'}}_{M_s M_{s'}} T^{J_s J_{s'} m}_{M_s M_{s'} K_s}\left(\omega\right), \qquad (31)$$

в которой величина $T^{J_s J_{s'} m}_{M_s M_{s'} K_s}\left(\omega\right)$ выражается как

$$\begin{gathered}T^{J_s J_{s'} m}_{M_s M_{s'} K_s}\left(\omega\right) = \left(-\frac{\hbar\tau_0}{2\mathfrak{J}_0}\right) \times \left(\sqrt{2J_s\left(J_s+1\right)} D^{J_s}_{M_s, m}\left(\omega\right) D^{J_{s'}*}_{M_{s'} 0}\left(\omega\right) \delta_{K_s, 0} + \right. \\ \left. + c^m_{K_s J_s} D^{J_s}_{M_s, K_s+m}\left(\omega\right) D^{J_{s'}*}_{M_{s'} K_s}\left(\omega\right) + \left(-1\right)^{J_{s'}+J_s+2K_s} c^m_{-K_s J_s} D^{J_s}_{M_s, -K_s+m}\left(\omega\right) D^{J_{s'}*}_{M_{s'} -K_s}\left(\omega\right)\right).\end{gathered} \qquad (32)$$

При использовании формул для произведения D-функций Вигнера [6] в формуле (32) можно получить:

$$\begin{gathered}T^{J_s J_{s'} m}_{M_s M_{s'} K_s}\left(\omega\right) = \left(-\frac{\hbar\tau_0}{2\mathfrak{J}_0}\right) \times \left(\sqrt{2J_s\left(J_s+1\right)} \left(-1\right)^{M_{s'}} \sum_N D^N_{M_s - M_{s'}, m}\left(\omega\right) C^{N\left(M_s - M_{s'}\right)}_{J_s J_{s'} M_s - M_{s'}} C^{Nm}_{J_s J_{s'} m 0} + \right. \\ + c^m_{K_s J_s} \left(-1\right)^{M_{s'} - K_s} \sum_N D^N_{M_s - M_{s'}, m}\left(\omega\right) C^{N\left(M_s - M_{s'}\right)}_{J_s J_{s'} M_s - M_{s'}} C^{Nm}_{J_s J_{s'} \left(K_{s'}+m\right) - K_s} + \\ \left. + \left(-1\right)^{J_{s'}+J_s+2K_s} c^m_{-K_s J_s} \left(-1\right)^{M_{s'} - K_s} \sum_N D^N_{M_s - M_{s'}, m}\left(\omega\right) C^{N\left(M_s - M_{s'}\right)}_{J_s J_{s'} M_s - M_{s'}} C^{Nm}_{J_s J_{s'} \left(-K_{s'}+m\right) K_s}\right).\end{gathered} \qquad (33)$$

Тогда, подставляя в величину $T_{K_s}^{J_sJ_{s'}m}(\omega)$ (31) в формулы (27), (28) и (33) и проводя суммирования по индексам M_s и $M_{s'}$ при учете ортогональности коэффициентов Клебша-Гордана [20], величину $T_{K_s}^{J_sJ_{s'}m}(\omega)$ (31) можно преобразовать как

$$\begin{gathered}T_{K_s}^{J_sJ_{s'}(m)}(\omega)=\left(-\frac{\hbar\tau_0}{2\mathcal{J}_0}\right)\frac{ip_n}{2(2I+1)}A\left(J_s,J'_s\right)\left(D^1_{-1,m}(\omega)+D^1_{1,m}(\omega)\right)\times\\ \times\left\{c^m_{K_sJ_s}C^{1m}_{J_sJ_{s'}(K_s+m)-K_s}+(-1)^{J_s+J_{s'}+2K_s}c^m_{-K_sJ_s}C^{1m}_{J_sJ_{s'}(-K_s+m)K_s}\right\}.\end{gathered}\tag{34}$$

Вклад в величину $T_{K_s}^{J_sJ_{s'}m}(\omega)$ (31) дает только поляризационная компонента матрицы плотности $\left(\rho^{J_sJ_{s'}}_{M_sM_{s'}}\right)_\sigma$ (28). Формулу (30) при учете (17) можно записать как

$$\begin{gathered}\left(E_{K_s}^{J_sJ_{s'}m}\right)_{LF}=\int d\omega\ P^0\left(\Omega'_\alpha\right)\times\\ \times\left[T_{K_s}^{J_sJ_{s'}m}(\omega)\,W^{\text{Cor}}_m\left(\Omega'_{LF}\right)e^{i\delta_{sJ_ss'J_{s'}}}+T_{K_s}^{J_{s'}J_sm*}(\omega)\,W^{\text{Cor}*}_m\left(\Omega'_{LF}\right)e^{-i\delta_{sJ_ss'J_{s'}}}\right].\end{gathered}\tag{35}$$

Для проведения интегрирования по углам Эйлера ω в (35) переведем угловое распределение фрагментов $W^{\text{Cor}}_m\left(\Omega'_{LF}\right)$ (17) и угловое распределение α-частицы $P^0\left(\Omega'_\alpha\right)$ из в.с.к. в л.с.к., используя преобразования Вигнера [6]:

$$W^{\text{Cor}}_m\left(\Omega'_{LF}\right)=\sum_{LM_L}\sqrt{\frac{2L+1}{4\pi}}\sqrt{L\left(L+1\right)}D^{L*}_{M_L,m}(\omega)\,Y_{LM_L}\left(\Omega_{LF}\right);\tag{36}$$

$$P^0\left(\Omega'_\alpha\right)=\sum_{lm_l}d_lD^{l*}_{m_l,0}(\omega)\,Y_{lm_l}\left(\Omega_\alpha\right).\tag{37}$$

Если воспользоваться формулой интегрирования произведения трех D-функций Вигнера [20], то величину $\left(E_{K_s}^{J_sJ_{s'}m}\right)_{LF}$ (30) можно преобразовать к виду:

$$\begin{gathered}\left(E_{K_s}^{J_sJ_{s'}m}\right)_{LF}=i\omega_{K_sJ_sJ_{s'}}\sum_{lm_l}d_lY_{lm_l}\left(\Omega_\alpha\right)\sum_{LM_L}\frac{\sqrt{2L+1}}{\sqrt{4\pi}}\sqrt{L\left(L+1\right)}\left(Y_{LM_L}\left(\Omega_{LF}\right)+Y^*_{LM_L}\left(\Omega_{LF}\right)\right)\times\\ \times\left[e^{i\delta_{sJ_ss'J_{s'}}}-e^{-i\delta_{sJ_ss'J_{s'}}}\right]\frac{8\pi^2}{3}\sum_{m'}C^{1m'}_{Llm'0}C^{1m}_{LlM_Lm_l}.\end{gathered}\tag{38}$$

В формуле (38) эффективная угловая скорость коллективного вращения СДС $\omega_{K_sJ_sJ_{s'}}$ может быть выражена общей формулой:

$$\begin{gathered}\omega_{K_sJ_sJ_{s'}}=\frac{\hbar}{2\mathcal{J}_0}p_n\sqrt{(2J_s+1)(2I+1)}A\left(J_s,J_{s'}\right)\times\\ \times\left[\sqrt{\left(J_s+K_s\right)\left(J_s-K_s+1\right)}C^{J_{s'}K_s}_{J_s1(K_s-1)1}-\sqrt{\left(J_s-K_s\right)\left(J_s+K_s+1\right)}C^{J_{s'}K_s}_{J_s1(K_s+1)-1}\right].\end{gathered}\tag{39}$$

Если учесть, что фрагменты деления вылетают вдоль оси Z л.с.к., то сферическая функция $Y_{LM_L}(0,0)=\sqrt{\frac{2L+1}{4\pi}}\delta_{M_L,0}$ в формуле (38), а проекция $m_l=m$ из-за свойств коэффициента Клебша-Гордана $C^{1m}_{lLm_lM_L}$. Используя в формуле (38) для коэффициентов Клебша-Гордана реккурентное соотношение [20]: $C^{1m'}_{Ll0m'}=-C^{1m'}_{Llm'0}\left(\sqrt{\frac{l(l+1)}{L(L+1)}}\right)$ и свойство ортогональности [20]: $\sum\limits_{Lm'}\left(C^{1m'}_{Llm'0}\right)^2(2L+1)=3$, выражение для $\left(E_{K_s}^{J_sJ_{s'}m}\right)_{LF}$ можно преобразовать к виду:

$$\left(E_{K_s}^{J_sJ_{s'}m}\right)_{LF}=-2\pi\omega_{K_sJ_sJ_{s'}}\sum_{l,m}d_lY_{lm}\left(\Omega_\alpha\right)\sqrt{l\left(l+1\right)}\sin\left(\delta_{sJ_ss'J_{s'}}\right).\tag{40}$$

Проводя суммирование по m в формуле (29) для $\left(d\sigma_{n,f}^{\mathrm{Cor}} \middle/ d\Omega_\alpha\right)_{LF}$ при использовании формулы (40), можно получить выражение:

$$\begin{aligned}\left(\frac{d\sigma_{n,f}^{\mathrm{Cor}}}{d\Omega_\alpha}\right)_{LF} &= \frac{2}{k_n^2}\sum_{sJ_s s'J_{s'}K_s c} g_{cK_s}^{sJ_s s'J_{s'}} \Delta\theta_{J_s J_{s'} K_s} \sin\left(\delta_{sJ_s s'J_{s'}}\right) \times \\ &\times \sum_l d_l Y_{l0}\left(\Omega_\alpha\right)\sqrt{l\left(l+1\right)}\left(Y_{l,-1}\left(\Omega_\alpha\right) - Y_{l,1}\left(\Omega_\alpha\right)\right),\end{aligned} \tag{41}$$

где эффективный угол поворота $\Delta\theta_{K_s J_s J_{s'}}$ и величина $g_{cK_s}^{sJ_s s'J_{s'}}$ определяются как

$$\Delta\theta_{K_s J_s J_{s'}} = \omega_{K_s J_s J_{s'}}\tau_0, \tag{42}$$

$$g_{cK_s}^{sJ_s s'J_{s'}} = \frac{\sqrt{\left(2J_s+1\right)\left(2J_{s'}+1\right)}}{2\left(2I+1\right)}\left\{h_s^{J_s}\right\}\left\{h_{s'}^{J_{s'}}\right\} b_{sK_s}^{J_s} b_{s'K_s}^{J_{s'}} \left\{\left(\Gamma_{cK_s}^{J_s}\right)^{1/2}\right\}\left\{\left(\Gamma_{cK_s}^{J_{s'}}\right)^{1/2}\right\}. \tag{43}$$

Учитывая, что

$$\sum_l d_l Y_{l0}\left(\Omega_\alpha\right)\sqrt{l\left(l+1\right)}\left(Y_{l,-1}\left(\Omega_\alpha\right) - Y_{l,1}\left(\Omega_\alpha\right)\right) = \cos\varphi_\alpha \frac{d\left\{P^0\left(\theta_\alpha\right)\right\}}{d\theta_\alpha}, \tag{44}$$

для дифференциального сечения $\left(d\sigma_{n,f}^{\mathrm{Cor}} \middle/ d\Omega_\alpha\right)_{LF}$ можно получить выражение:

$$\left(\frac{d\sigma_{n,f}^{\mathrm{Cor}}}{d\Omega_\alpha}\right)_{LF} = -\frac{2}{k_n^2}\cos\varphi_\alpha \frac{d\left\{P^0\left(\theta_\alpha\right)\right\}}{d\theta_\alpha}\beta_{LF}, \tag{45}$$

где

$$\beta_{LF} = \sum_{sJ_s s'J_{s'}K_s c} g_{cK_s}^{sJ_s s'J_{s'}} \Delta\theta_{J_s J_{s'} K_s} \sin\left(\delta_{sJ_s s'J_{s'}}\right). \tag{46}$$

Величина $\sin\left(\delta_{sJ_s s'J_{s'}}\right)$, а вместе с ней и величина сечения (45) обращаются в ноль в случае отсутствия интерференции различных нейтронных резонансов $sJ_s \neq s'J_{s'}$, т.е. в случае $sJ_s = s'J_{s'}$, который соответствует квазиклассическому подходу [18, 19].

Компонента $\left(d\sigma_{n,f}^{\mathrm{Cor}} \middle/ d\Omega_\alpha\right)_\alpha$ дифференциального сечения (34), связанная с учетом действия кориолисова взаимодействия на амплитуду углового распределения третьих частиц $A^0\left(\Omega'_\alpha\right)$ [11], имеет вид:

$$\left(\frac{d\sigma_{n,f}^{\mathrm{Cor}}}{d\Omega_\alpha}\right)_\alpha = \frac{1}{k_n^2}\cos\varphi_\alpha\left(\frac{d\left\{A_{\mathrm{ev}}^{\mathrm{Cor}}\left(\theta_\alpha\right)\right\}}{d\theta_\alpha}\left\{A^0\left(\theta_\alpha\right)\right\}\beta_{\alpha,\mathrm{ev}} + \frac{d\left\{A_{\mathrm{odd}}^{\mathrm{Cor}}\left(\theta_\alpha\right)\right\}}{d\theta_\alpha}\left\{A^0\left(\theta_\alpha\right)\right\}\beta_{\alpha,odd}\right), \tag{47}$$

$$\beta_{\alpha,\mathrm{ev}} = \sum_{sJ_s s'J_{s'}K_s c} g_{cK_s}^{sJ_s s'J_{s'}} \Delta\theta_{J_s J_{s'} K_s} \sin\left(\delta_{sJ_s s'J_{s'}} + \delta_{\mathrm{ev}}^{\mathrm{Cor}} - \delta^0\right), \tag{48}$$

$$\beta_{\alpha,odd} = \sum_{sJ_s s'J_{s'}K_s c} g_{cK_s}^{sJ_s s'J_{s'}} \Delta\theta_{J_s J_{s'} K_s} \sin\left(\delta_{sJ_s s'J_{s'}} + \delta_{\mathrm{odd}}^{\mathrm{Cor}} - \delta^0\right), \tag{49}$$

и отличается от выражения для $\left(d\sigma_{n,f}^{\mathrm{Cor}} \middle/ d\Omega_\alpha\right)_{LF}$ (45), полученного при учете влияния кориолисова взаимодействия на фрагменты деления, знаком и появлением величин $\sin\left(\delta_{sJ_s s'J_{s'}} + \delta_{\mathrm{ev}}^{\mathrm{Cor}} - \delta^0\right)$ и $\sin\left(\delta_{sJ_s s'J_{s'}} + \delta_{\mathrm{odd}}^{\mathrm{Cor}} - \delta^0\right)$ вместо величины $\sin\left(\delta_{sJ_s s'J_{s'}}\right)$.

КОЭФФИЦИЕНТЫ T-НЕЧЕТНЫХ АСИММЕТРИЙ В ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЯХ РЕАКЦИЙ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ

Полное дифференциальное сечение $d\sigma_{n,f}^{\mathrm{Cor}} \Big/ d\Omega_\alpha$ (20) реакции тройного деления неориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами с вылетом предразрывных α-частиц при учете формул (45) и (47) можно привести к виду:

$$\left(\frac{d\sigma_{n,f}^{\mathrm{Cor}}}{d\Omega_\alpha}\right) = \frac{2}{k_n^2}\cos\varphi_\alpha \left\{A^0\left(\theta_\alpha\right)\right\}\left(\frac{d\left\{A_{\mathrm{ev}}^0\left(\theta_\alpha\right)\right\}}{d\theta_\alpha}\left(\beta_{\alpha,\mathrm{ev}} - \beta_{LF}\right) + \frac{d\left\{A_{\mathrm{odd}}^0\left(\theta_\alpha\right)\right\}}{d\theta_\alpha}\left(\beta_{\alpha,odd} - \beta_{LF}\right)\right). \tag{50}$$

Коэффициент $D\left(\Omega_\alpha\right)$ T-нечетных асимметрий в реакциях 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 формул (20), (11) и (50) принимает вид:

$$\begin{aligned} D\left(\Omega_\alpha\right) &= \left(\frac{d\sigma_{n,f}^{\mathrm{Cor}}}{d\Omega_\alpha}\right)\Big/\left(\frac{d\sigma_{n,f}^{(0)}}{d\Omega_\alpha}\right) = \\ &= \cos\varphi_\alpha \frac{\frac{d\left\{A_{\mathrm{odd}}^0(\theta_\alpha)\right\}}{d\theta_\alpha}\left(\beta_{\alpha,\mathrm{odd}}-\beta_{LF}\right)+\frac{d\left\{A_{\mathrm{even}}^0(\theta_\alpha)\right\}}{d\theta_\alpha}\left(\beta_{\alpha,\mathrm{even}}-\beta_{LF}\right)}{\left\{A^0(\theta_\alpha)\right\}\beta_0}, \end{aligned} \tag{51}$$

Из формулы (51) видно, что в случае рассмотрения фиксированного резонанса sJ_s, при отсутствии интерференции делительной амплитуды указанного резонанса с аналогичными амплитудами других резонансов, отличных от резонанса sJ_s в величине β_{LF} (46) обращается в ноль $\sin(\delta_{sJ_s s'J_{s'}})$, что приводит к исключению величины β_{LF} из коэффициента асимметрии $D\left(\Omega_\alpha\right)$ (51), но этот коэффициент существенно изменяет значение коэффициента $D\left(\Omega_\alpha\right)$ в случае интерференции различных нейтронных резонансов $sJ_s \neq s'J_{s'}$ [11].

Полученные формулы для коэффициента $D\left(\Omega_\alpha\right)$ (51) представляют собой уточнение формул работ [11, 13] и демонстрируют необходимость учета влияния вращения СДС не только на третьи частицы, но и на фрагменты деления и могут быть использованы для описания T-нечетных асимметрий в реакциях деления неориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами с появлением в качестве третьих частиц не только α-частиц, а также γ-квантов и нейтронов, испаряемых из термализованных фрагментов двойного деления [21–23]. Для этого необходимо учесть, что гамильтониан кориолисова взаимодействия 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, при отсутствии интерференции делительной амплитуды указанного резонанса с аналогичными амплитудами других резонансов, отличных от резонанса sJ_s, происходит обращение в ноль коэффициента T-нечетной асимметрии для испарительных частиц, поскольку обращается в ноль величина β_{LF}, что указывает на важность интерференции амплитуд нейтронных резонансов с разными спинами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный в работе анализ продемонстрировал принципиальную необходимость учета влияния вращения СДС не только на третьи частицы, но и на фрагменты деления при описании T-нечетных асимметрий в реакциях тройного деления неориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами с вылетом как предразрывных α-частиц, так и испарительных γ-квантов и нейтронов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Interference effect in the angular distribution of outgoing particles in ternary fission induced by cold polarized neutrons / P. Jessinger et. al. // Phys. At. Nucl. — 1999. — V. 62. — P. 1608.

2. Observation of a triple correlation in ternary fission: is time reversal invariance violated / P. Jessinger et. al. // Nucl. Instrum. Methods A. — 2000. — V. 440. — P. 618.

3. Angular correlations in ternary fission induced by polarized neutrons / P. Jessinger et. al. // Phys. At. Nucl. — 2002. — V. 65. — P. 630.

4. Rotation of the compound nucleus ^{236}U* in the fission reaction ^{235}U(n,f) induced by cold polarised neutrons / F. Gonnenwein et. al. // Phys. Lett. B. — 2007. — V. 652. — P. 13.

5. Particular features of ternary fission induced by polarized neutrons in the major actinides ^{233,235}U and ^{239,241}Pu / A. Gagarski et. al. // Phys. Rev. C. — 2016. — V. 93. — P. 054619.

6. Bohr, A. Nuclear Structure, V. 2 / A. Borh, B. Mottelson. — N.-Y. : Benjamin-Press, 1974. — 644 p.

7. Сушков, О. П. Несохранение четности при взаимодействии нейтронов с тяжелыми ядрами / О. П. Сушков, В. В. Фламбаум // УФН. — 1982. — Т. 136. — С. 3–27.

8. Кадменский, С. Г. Тройное деление ядер в адиабатическом приближении / С. Г. Кадменский // ЯФ. — 2002. — Т. 65. — С. 1833.

9. Бунаков, В. Е. Квантовая природа ROT- и TRI- асимметрий в тройном делении ядер / В. Е. Бунаков, С. Г. Кадменский, С. С. Кадменский // ЯФ. — 2010. — Т. 73. — С. 1474.

10. Кадменский, С. Г. Единый механизм появления T-нечетных TRI- и ROT- асимметрий в делении ядер-актинидов холодными поляризованными нейтронами / С. Г. Кадменский, В. Е. Бунаков, Д. Е. Любашевский // ЯФ. — 2018. — Т. 81. — С. 433.

11. Кадменский, С. Г. Определяющая роль интерференционных эффектов в описании T-нечетных асимметрий в реакциях тройного деления ядер холодными поляризованными нейтронами / С. Г. Кадменский, Л. В. Титова, В. Е. Бунаков // ЯФ. — 2019. — Т. 82. — С. 1428.

12. Кадменский, С. Г. Несохранение проекции спина на ось симметрии ядра в нейтронных резонансах и Кориолисово смешивание / С. Г. Кадменский, В. П. Маркушев, В. И. Фурман // ЯФ. — 1982. — Т. 35. — С. 300–304.

13. Nix, J. R. Studies in the liquid-drop theory of nuclear fission / J. R. Nix, W. J. Swiatecki // Nucl. Phys. A. — 1965. — V. 71. — P. 1–94.

14. Бунаков, В. Е. Влияние поперечных колебаний делящегося ядра на угловые и спиновые распределения фрагментов низкоэнергетического деления ядер / В. Е. Бунаков, С. Г. Кадменский, Д. Е. Любашевский // ЯФ. — 2016. — Т. 79. — С. 189.

15. Mutterer, M. Dinuclear Decay Modes / M. Mutterer, J. P. Theobald. — IOP Publ. : Bristol, 1996. — Chap. 12.

16. Tanimura, O. Dynamic model for alpha particle emission during fission / O. Tanimura, T. Fliessbach // Z. Phys. A. — 1987. — V. 328. — P. 475.

17. Любашевский, Д. Е. Четные и нечетные амплитуды угловых распределений третьих частиц в делении ядер / Д. Е. Любашевский, С. Г. Кадменский // Известия Российской академии наук. Серия физическая. — 2010. — Т. 74. — С. 828.

18. Гусева, И. С. Вращение ядерной системы в траекторных расчетах / И. С. Гусева, Ю. В. Гусев // Известия Российской академии наук. Серия физическая. — 2007. — Т. 71. — С. 382.

19. Guseva, I. S. The rotation ofscissioning nucleus considered trajectory calculations for ternary fission induced by cold polarized neutrons / I. S. Guseva, Yu. I. Gusev // AIP Conf. Proc. — 2009. —

V. 1175. — P. 355.

20. Варшалович, Д. А. Квантовая теория углового момента / Д. А. Варшалович, А. Н. Москалев, В. К. Херсонский. — Ленинград, 1975. — 439 с.

21. Gavron, A. Angular distribution of neutrons from fission fragments / A. Gavron // Phys. Rev. C. — 1976. — V. 13. — P. 2562.

22. Ericson, T. On angular distributions in compound nucleus processes / T. Ericson, V. Strutinsky // Nucl. Phys. — 1958. — V. 8. — P. 284.

23. Струтинский, В. М. Угловая анизотропия гамма-квантов деления / В. М. Струтинский // ЖЭТФ. — 1959. — Т. 37. — С. 861.

REFERENCES

1. Jessinger P. et. al. Interference effect in the angular distribution of outgoing particles in ternary fission induced by cold polarized neutrons. Physics. Atomic. Nucl., 1999, vol. 62, p. 1608.

2. Jessinger P. et. al. Observation of a triple correlation in ternary fission: is time reversal invariance violated. Nucl. Instrum. Methods A, 2000, vol. 440, p. 618.

3. Jessinger P. et. al. Angular correlations in ternari fission induced by polarized neutrons. Phys. At. Nucl., 2002, vol. 65, p. 630.

4. Gonnenwein F. et. al. Rotation of the compound nucleus $^{236}U^*$ in the fission reaction $^{235}U(n,f)$ induced by cold polarised neutrons. Phys. Lett. B, 2007, vol. 652, p. 13.

5. Gagarski A. et. al. Particular features of ternary fission induced by polarized neutrons in themajor actinides $^{233,235}U$ and $^{239,241}Pu$. Phys. Rev. C, 2016, vol. 93, p. 054619.

6. Bohr A., Mottelson B. Nuclear Structure, V. 2. N.-Y. Benjamin-Press, 1974, 644 p.

7. Sushkov O.P., Flambaum V.V. Parity breaking in the interaction of neutrons with heavy nuclei. [Sushkov O.P., Flambaum V.V. Nesoxranenie chetnosti pri vzaimodeyjstvii neyjtronov s tyazhelymi yadrami]. *Uspexi fizicheskix nauk — Physics-Uspekhi*, 1982, vol. 25, p. 1.

8. Kadmensky S.G. Ternary fission of nuclei in adiabatic approximation. [Kadmenskiyj S.G. Troyjnoe delenie yader v adiabaticheskom priblizhenii]. *Yadernaya fizika — Physics of Atomic Nuclei*, 2002, vol. 65, p. 1833.

9. Bunakov V.E., Kadmensky S.G., Kadmensky S.S. Quantum nature of ROT- and TRI-asymmetries in ternary fission of nuclei. [Bunakov V.E., Kadmenskiyj S.G., Kadmenskiyj S.C. Kvantovaya priroda ROT- i TRI- asimmetriyj v troyjnom delenii yader]. *Yadernaya fizika — Physics of Atomic Nuclei*, 2010, vol. 73, p. 1474.

10. Kadmensky S.G., Bunakov V.E., Lubashevsky D.E. Unified mechanism behind the appearance of T-odd TRI and ROT asymmetries in actinide fission induced by cold polarized neutrons. [Kadmenskiyj S.G., Bunakov V.E., Lyubashevskiyj D.E. Edinyyj mexanizm poyavleniya T-nechetnyx TRI- i ROT- asimmetriyj v delenii yader-aktinidov xolodnymi polyarizovannymi neyjtronami]. *Yadernaya fizika — Physics of Atomic Nuclei*, 2018, vol. 81, p. 433.

11. Kadmensky S.G., Titova L.V., Bunakov V.E. The defined role of the interferential effects in description of the T-odd asymmetries in the ternary fission reactions by cold polarized neutrons. [Kadmenskiyj S.G., Titova L.V., Bunakov V.E. Opredelyayushhaya rol' interferencionnyx effektov v opisanii T-nechetnyx asimmetriyj v reakciyax troyjnogo deleniya yader xolodnymi polyarizovannymi neyjtronami]. *Yadernaya fizika — Physics of Atomic Nuclei*, 2019, vol. 82, p. 1428.

12. Kadmensky S.G., Markushev V.P., Furman W.I. Non-conservation of the spin projection onto the symmetry axis in neutron resonances and Coriolis mixing. [Kadmenskiyj S.G., Markushev V.P., Furman V.I. Nesoxranenie proekcii spina na os' simmetrii yadra v neyjtronnyx rezonansax i Koriolisovo smeshivanie]. *Yadernaya fizika — Physics of Atomic Nuclei*, 1982, vol. 35, pp. 300–304.

13. Nix J.R., Swiatecki W.J. Studies in the liquid-drop theory of nuclear fission. Nucl. Phys. A,

1965, vol. 71, pp. 1–94.

14. Bunakov V.E., Kadmensky S.G., Lyubashevsky D.E. The influence of the wriggling vibrations of the fissile nucleus onto angular and spin distributions of fragments in the low-energy fission. [Bunakov V.E., Kadmenskiyj S.G., Lyubashevskiyj D.E. Vliyanie poperechnyx kolebaniyj delyashhegosya yadra na uglovye i spinovye raspredeleniya fragmentov nizkoenergeticheskogo deleniya yader]. *Yadernaya fizika — Physics of Atomic Nuclei*, 2016, vol. 79, p. 189.

15. Mutterer M. Dinuclear Decay Modes / M. Mutterer, Theobald, IOP Publ., Bristol, 1996, chap. 12.

16. Tanimura O., Fliessbach T. Dynamic model for alpha particle emission during fission. Z. Phys. A, 1987, vol. 328, p. 475.

17. Lyubashevsky D.E., Kadmensky S.G. The even and odd amplitudes of the angular distributions of the third particles in nuclear fission. [Lyubashevskiyj D.E., Kadmenskiyj S.G. Chetnye i nechetnye amplitudy uglovyx raspredeleniyj tret'ix chastic v delenii yader]. *Izvestiya Rossiyjskoyj akademii nauk. Seriya fizicheskaya — Bulletin of Russian Academy of Science, Physics*, 2010, vol. 74, p. 828.

18. Guseva I.S., Gusev Yu.V. Rotation of the nuclear system in trajectory calculations. [Guseva I.S., Gusev Yu.V. Vrashhenie yadernoyj sistemy v traektornyx raschetax]. *Izvestiya Rossiyjskoyj akademii nauk. Seriya fizicheskaya — Bulletin of Russian Academy of Science, Physics*, 2007, vol. 71, p. 382.

19. Guseva I.S., Gusev Yu.I. The rotation of scissioning nucleus considered trajectory calculations for ternary fission induced by cold polarized neutrons. AIP Conf. Proc., 2009, vol. 1175, p. 355.

20. Varschalovich D.A., Moskalev A.N., Khersonsky V.K. The quantum theory of angular momentum. [Varshalovich D.A., Moskalev A.N., Xersonskiyj V.K. Kvantovaya teoriya uglovogo momenta]. Leningrad, 1975, 439 p.

21. Gavron A. Angular distribution of neutrons from fission fragments. Phys. Rev. C, 1976, vol. 13, p. 2562.

22. Ericson T., Strutinsky V. On angular distributions in compound nucleus processes. Nucl. Phys., 1958, vol. 8, p. 284.

23. Strutinskii V.M. Angular anisotropy of gamma quanta that accompany fission. [Strutinskiyj V.M. Uglovaya anizotropiya gamma-kvantov deleniya]. *Zhurnal e'ksperimental'noj i teoreticheskoj fiziki — Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 1959, vol. 37, p. 861.

Титова Лариса Витальевна, доцент кафедры ядерной физики физического факультета Воронежского госуниверситета, кандидат физико-математических наук, Воронеж, Российская Федерация
E-mail: titova_ lv@phys.vsu.ru

Titova Larisa Vital'evna, associate professor, of the Department of Nuclear Physics, Physics faculty of Voronezh State University, candidate of physics and mathematics sciences, Vo11ronezh, Russian Federation
E-mail: titova_ lv@phys.vsu.ru