

СВЯЗЬ Т-НЕЧЁТНЫХ АСИММЕТРИЙ В РЕАКЦИЯХ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР АКТИНИДОВ ХОЛОДНЫМИ ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ С ТРОЙНЫМИ И ПЯТЕРНЫМИ СКАЛЯРНЫМИ КОРРЕЛЯЦИЯМИ

Д. Е. Любашевский

Воронежский государственный университет

Поступила в редакцию 31.03.2020 г.

Аннотация. Показано, что P-четная T-нечетная асимметрия в дифференциальных сечениях реакций тройного деления ядер холодными неполяризованными нейтронами с вылетом α -частиц может быть представлена в общем случае суммой двух P-чётных дифференциальных сечений $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_3$ и $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_5$, которые могут быть выражены только через тройные и пятерные корреляции, зависящие от единичных векторов k_α , k_{LF} и σ_n , определяющих характеристики исследуемых коэффициентов. На основе указанного представления найдены экспериментальные значения сечений $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_3^{\text{exp}}$ и $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_5^{\text{exp}}$ для ядер – мишеней ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu при использовании экспериментальных значений коэффициента T – нечетной асимметрии D и угловых распределений α -частиц, вылетающих для случая аналогичной реакции с неполяризованными нейтронами. Сравнение экспериментальных сечений $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_3^{\text{exp}}$ и $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_5^{\text{exp}}$ с аналогичными сечениями, рассчитанными при использовании квантовой теории деления, продемонстрировало их разумное согласие за исключением сечения $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_3$ для ядра-мишени ^{233}U . Сделан вывод о необходимости провести для указанного ядра дополнительный трёхтельный расчёт возмущенного кориолисовым взаимодействием углового распределения α -частиц, движущихся в кулоновских полях фрагментов деления.

Ключевые слова: коэффициент T-нечётной асимметрии, тройные и пятерные корреляции, дифференциальные сечения.

T-ODD ASYMMETRIES IN TRIPLE FISSION REACTIONS OF ACTINIDE NUCLEI BY COLD POLARIZED NEUTRONS WITH TRIPLE AND FIVE SCALAR CORRELATIONS

D. E. Lubashevsky

Abstract. It was shown that P-even T-odd asymmetry in differential cross-section of nuclear ternary fission reactions induced by cold nonpolarized neutrons with the escape of alpha – particles can be represented in common case through the sum of two P-even differential sections $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_3$ and $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_5$ which can be expressed only through triple and quinary correlations depending on unit vectors k_α , k_{LF} and σ_n which determine characteristics of the studied coefficients. Based on this representation, experimental values of the cross sections $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_3^{\text{exp}}$ and $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_5^{\text{exp}}$ are found when using the experimental values of D and angular distributions of α particles emitted in same reaction with nonpolarized neutrons. Comparison of experimental cross sections $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_3^{\text{exp}}$ and $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_5^{\text{exp}}$ with similar cross sections calculated using the quantum theory of fission, their reasonable agreement is demonstrated with the

exception of the cross section $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_3$ for the ^{233}U target nucleus. The conclusion is drawn that it is necessary to carry out for the indicated nucleus an additional three-body calculation of the angular distribution of α particles moving in the Coulomb fields of fission fragments perturbed by the coriolis interaction.

Keywords: coefficient of T-odd asymmetry, triple and quintuple correlations, differential cross sections.

1. ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени накоплен достаточно большой экспериментальный материал по исследованию P-чётных T-нечётных асимметрий в дифференциальных сечениях $\frac{d\sigma_{nf}}{d\Omega}$ реакций тройного деления неориентированных ядер-мишеней ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu холодными поляризованными нейтронами с вылетом α -частиц в качестве третьих частиц [1-4]. Из-за малости волнового вектора k_n для холодных падающих нейтронов эти нейтроны можно рассматривать как s -нейтроны с орбитальным моментом $l_n = 0$. Поэтому нейтронные резонансные состояния sJ_s составного делящегося ядра (СДЯ), формируемые при захвате указанных s -нейтронов неориентированным ядром-мишенью со спином I будут иметь два значения спина $J_s = I + 1/2 \equiv J_>$ или $J_s = I - 1/2 \equiv J_<$. По этой же причине можно пренебречь зависимостью анализируемых P-чётных T-нечётных асимметрий в сечениях $\frac{d\sigma_{nf}}{d\Omega}$ от волнового вектора k_n . Тогда указанные асимметрии естественно рассматривать при выборе лабораторной системы координат (л.с.к.), в которой единичный волновой вектор легкого фрагмента деления k_{LF} направлен по оси Z , а единичный вектор спина падающего нейтрона σ_n , задающий поляризацию нейтрона p_n , направлен соответственно параллельно σ_n^+ или антипараллельно σ_n^- оси Y . При этом направление единичного волнового вектора α -частицы k_α задается телесным углом $\Omega(\theta, \varphi)$, для которого угол θ совпадает с углом между волновыми векторами k_α и k_{LF} .

Учитывая малость вкладов членов, связанных с вектором поляризации p_n падающих нейтронов, в полное дифференциальное сечение $\frac{d\sigma_{nf}}{d\Omega}$ исследуемой реакции, это сечение можно представить как сумму членов нулевого $\frac{d\sigma_{nf}^0}{d\Omega}$ и первого $\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}$ порядков теории возмущений по вектору σ_n :

$$\frac{d\sigma_{nf}}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{nf}^0}{d\Omega} + \frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}. \quad (1)$$

Тогда для описания анализируемых P-чётных T-нечётных асимметрий в дифференциальных сечениях $\frac{d\sigma_{nf}}{d\Omega}$ (1) удобно ввести [1-2] понятия коэффициентов этих асимметрии $D(\Omega)$:

$$D(\Omega) = \left(\frac{d\sigma_{nf}^+}{d\Omega} - \frac{d\sigma_{nf}^-}{d\Omega} \right) / \left(\frac{d\sigma_{nf}^+}{d\Omega} + \frac{d\sigma_{nf}^-}{d\Omega} \right), \quad (2)$$

где дифференциальные сечения $\frac{d\sigma_{nf}^\pm}{d\Omega}$ связаны с направлениями вектора поляризации нейтрона σ_n вдоль (+) или против (-) оси Y . Тогда при использовании формулы (1), в которой величина $\frac{d\sigma_{nf}^0}{d\Omega}$ не зависит от вектора σ_n и описывает тройное деление ядер неполяризованными нейтронами, а величина $\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}$ меняет знак при преобразовании $\sigma_n \rightarrow -\sigma_n$, коэффициент $D(\Omega)$ (2) представляется как

$$D(\Omega) = \frac{d\sigma_{nf}^{1+}}{d\Omega} / \frac{d\sigma_{nf}^0}{d\Omega}. \quad (3)$$

Целью работы является анализ общих зависимостей сечения $\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}$ и определяющих его компонент $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_3$ и $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_5$ связанных соответственно с тройными и пятерными скалярными

корреляциями зависящими от комбинаций трёх векторов σ_n , k_α и k_{LF} , фигурирующих при описании исследуемых асимметрий. При использовании экспериментальных значений величин $D^{\text{exp}}(\Omega)$ и $\frac{d\sigma_{nf}^0}{d\Omega}$ предполагается нахождение экспериментальных величин $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_3^{\text{exp}}$ и $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_5^{\text{exp}}$, которые при сопоставлении с аналогичными величинами, рассчитанными в рамках квантовой теории тройного деления [5], позволяют получить информацию о физических механизмах, приводящих к формированию исследуемых асимметрий.

2. СВЯЗЬ СЕЧЕНИЙ АНАЛИЗИРУЕМЫХ РЕАКЦИЙ С РАЗЛИЧНЫМИ ВИДАМИ СКАЛЯРНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ

Величины $\frac{d\sigma_{nf}^0}{d\Omega}$ в формуле (1) можно представить как

$$\frac{d\sigma_{nf}^0}{d\Omega} = \sigma_{nf}^0 P^0(\theta) \quad (4)$$

где σ_{nf}^0 — полное сечение реакции тройного деления неориентированных ядер-мишеней холодными неполяризованными нейтронами, а $P^0(\theta)$ — нормированное угловое распределение вылетающих в этой реакции третьих частиц в л.с.к.. Величина $P^0(\theta)$ выражается через его амплитуду углового распределения $A^0(\theta)$, которую при использовании методов работы [6] можно представить в виде разложения по сферическим функциям $Y_{l0}(\theta)$, где l — орбитальный момент α -частицы, как

$$P^0(\theta) = |A^0(\theta)|^2 = \left| \sum_l d_l Y_{l0}(\theta) \right|^2 = \left| \sum_l |d_l| e^{i\delta_l} Y_{l0}(\theta) \right|^2, \quad (5)$$

причём $|d_l|$ и δ_l — модуль и фаза величины d_l . При этом амплитуду $A^0(\theta)$ можно выразить через сумму компонент $A_{ev}^0(\theta)$ и $A_{odd}^0(\theta)$ её разложения (5) с чётными $l = l_{ev}$ и нечётными $l = l_{odd}$ значениями l соответственно:

$$A_0(\theta) = A_{ev}^0(\theta) + A_{odd}^0(\theta), \quad (6)$$

которые удовлетворяют условиям:

$$A_{ev}^0(\theta) = A_{ev}^0(\pi - \theta); \quad A_{odd}^0(\theta) = -A_{odd}^0(\pi - \theta). \quad (7)$$

Как было показано в работе [8], фазы δ_l^{ev} и δ_l^{odd} , входящие в определение (5–6) амплитуд $A_{ev}^0(\theta)$ и $A_{odd}^0(\theta)$, слабо зависят от орбитальных моментов α -частицы l , вносящих заметный вклад в указанные амплитуды. Такая ситуация реализуется, поскольку монополярная, дипольная и квадрупольная компоненты потенциала кулоновского взаимодействия α -частицы с фрагментами деления $V^{кyl}(\mathbf{r}, \mathbf{R})$, где \mathbf{r} — радиус-вектор α -частицы, а \mathbf{R} — относительный радиус-вектор фрагментов деления, значительно превосходят центробежные потенциалы, связанные с орбитальными моментами α -частицы l . Последнее условие удовлетворяется в области, где формируются угловые распределения α -частицы, поскольку значения кулоновских параметров α -частицы для её кулоновского взаимодействия с легким и тяжелым фрагментами деления $\eta_{LF} = \frac{2Z_{LF}e^2}{hv_\alpha}$ и $\eta_{HF} = \frac{2Z_{HF}e^2}{hv_\alpha}$ в этой области $\eta_{LF}, \eta_{HF} \gg 1$ и заметно превосходят значения ведущих орбитальных моментов α -частицы l в сумме (5). Это утверждение подкрепляется тем фактом, что угловые распределения вылетающих α -частиц, в реакциях тройного деления ядер неполяризованными нейтронами успешно описываются в рамках классического метода траекторных расчетов [7-8]. Тогда можно положить $\delta_l^{ev} = \delta_l^{odd} = \delta_0$, где δ_0 — не

зависящая от l постоянная фазы и получить для углового распределения α -частиц $P^0(\theta)$ соотношение:

$$P^0(\theta) = (|A_{ev}^0(\theta)| + |A_{odd}^0(\theta)|)^2 = P_{ev}^0(\theta) + P_{odd}^0(\theta), \quad (8)$$

где $|A_{ev}^0(\theta)|$ и $|A_{odd}^0(\theta)|$ — модули амплитуд $A_{ev}^0(\theta)$ и $A_{odd}^0(\theta)$ — при использовании условия $\delta_l^{ev} = \delta_l^{odd} = \delta_0$ имеют вид:

$$|A_{ev}^0(\theta)| = \sum_{l=l_{ev}} |d_l| Y_{l0}(\theta), \quad |A_{odd}^0(\theta)| = \sum_{l=l_{odd}} |d_l| Y_{l0}(\theta), \quad (9)$$

а чётная $P_{ev}^0(\theta)$ и нечётная $P_{odd}^0(\theta)$ компоненты углового распределения $P^0(\theta)$ с учётом формул (5-7) представляются как

$$P_{ev}^0(\theta) = |A_{ev}^0(\theta)|^2 + |A_{odd}^0(\theta)|^2, \quad P_{odd}^0(\theta) = 2|A_{ev}^0(\theta)||A_{odd}^0(\theta)|. \quad (10)$$

Тогда при использовании формул (5-7) модули $|A_{ev}^0(\theta)|$ и $|A_{odd}^0(\theta)|$ можно выразить через угловые распределения $P^0(\theta)$ (8):

$$|A_{ev}^0(\theta)| = \frac{1}{2} \left[\sqrt{P^0(\theta)} + \sqrt{P^0(\pi - \theta)} \right]; \quad |A_{odd}^0(\theta)| = \frac{1}{2} \left[\sqrt{P^0(\theta)} - \sqrt{P^0(\pi - \theta)} \right]. \quad (11)$$

Из полученной выше формулы (8) следует также, что угловое распределение $P^0(\theta)$ выражается суммой чётной $P_{ev}^0(\theta)$ и нечётной $P_{odd}^0(\theta)$ компонент указанного распределения, зависящих соответственно от чётных и нечётных степеней скалярного произведения $(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{k}_{LF}) = \cos \theta$ и поэтому удовлетворяющих условиям:

$$P_{ev}^0(\theta) = P_{ev}^0(\pi - \theta), \quad P_{odd}^0(\theta) = -P_{odd}^0(\pi - \theta). \quad (12)$$

Величина $\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}$ (1), строящихся в первом порядке по вектору $\boldsymbol{\sigma}_n$, в общем случае может быть представлена суммой двух компонент, отвечающих соответственно тройным и пятерным скалярным корреляциям [9–11, 5], как:

$$\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega} \right)_3 + \left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega} \right)_5, \quad (13)$$

где

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega} \right)_3 &= B_3(\theta) (\boldsymbol{\sigma}_n [\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{k}_{LF}]) = A_3(\theta) \sin \theta \cos \varphi, \\ \left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega} \right)_5 &= B_5(\theta) (\boldsymbol{\sigma}_n [\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{k}_{LF}]) (\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{k}_{LF}) = A_5(\theta) \sin \theta \cos \theta \cos \varphi, \end{aligned} \quad (14)$$

а величины $B_3(\theta)$ и $B_5(\theta)$ - зависят от чётных степеней скалярных произведений $(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{k}_{LF})^n = \cos^n(\theta)$ с четными значениями n .

Далее рассмотрим случай, когда используются детекторы α -частиц, расположенные в плоскости ZX , когда угол φ в формуле (14) равен нулю. Тогда из формулы (14) следует, что величины $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1(\theta)}{d\Omega} \right)_3$ и $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1(\theta)}{d\Omega} \right)_5$ удовлетворяют условиям:

$$\left(\frac{d\sigma_{nf}^1(\pi - \theta)}{d\Omega} \right)_3 = \left(\frac{d\sigma_{nf}^1(\theta)}{d\Omega} \right)_3, \quad (15)$$

$$\left(\frac{d\sigma_{nf}^1(\pi - \theta)}{d\Omega} \right)_5 = - \left(\frac{d\sigma_{nf}^1(\theta)}{d\Omega} \right)_5, \quad (16)$$

что позволяет при использовании формул (15-16) получить соотношения:

$$\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_3 = [D(\theta)P^0(\theta) + D(\pi - \theta)P^0(\pi - \theta)]/2, \quad (17)$$

$$\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_5 = [D(\theta)P^0(\theta) - D(\pi - \theta)P^0(\pi - \theta)]/2. \quad (18)$$

Формулы (17-18) позволяют найти экспериментальные значения $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_3^{\text{exp}}$ и $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_5^{\text{exp}}$ через экспериментальные значения коэффициентов $D_{\text{exp}}(\theta)$ и экспериментальные угловые распределения третьих частиц $P_{\text{exp}}^0(\theta)$, представленные для реакций тройного деления ядермишеней ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu с вылетом предразрывных α -частиц в работе [6].

Теперь можно провести сравнение найденных экспериментальных коэффициентов $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_3^{\text{exp}}$ и $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_5^{\text{exp}}$ с соответствующими коэффициентами $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_3$ и $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_5$, рассчитанными при использовании квантовой теории деления [6, 12-17].

Исследуемые коэффициенты $\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}$ (13) для случая $\varphi = 0$, построенные в рамках квантового подхода [15], учитывают интерференцию делительных ширин различных нейтронных резонансных состояний $sJ_s \neq s'J'_s$ и используют связь возмущенных кориолисовым взаимодействием чётных $P_{ev}^{Cor}(\theta)$ и нечетных $P_{odd}^{Cor}(\theta)$ компонент углового распределения α -частиц с соответствующими невозмущенными указанным взаимодействием компонентами $P_{ev}^0(\theta)$ и $P_{odd}^0(\theta)$ формулой вида:

$$P_{ev}^{Cor}(\theta) = \Delta_5 \frac{dP_{ev}^0(\theta)}{d\theta}; \quad P_{odd}^{Cor}(\theta) = \Delta_3 \frac{dP_{odd}^0(\theta)}{d\theta}. \quad (19)$$

Тогда сечение $\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}$ представляется как

$$\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega} = \left[\Delta_5 \frac{dP_{ev}^0(\theta)}{d\theta} + \Delta_3 \frac{dP_{odd}^0(\theta)}{d\theta} \right], \quad (20)$$

где величины Δ_{ev} и Δ_{odd} при использовании обозначений работы [17] определяются как:

$$\Delta_5 = \frac{\sum_{sJ_s \neq s'J'_s, K_s q} \tau\omega(K_s, J_s, J_{s'}) A_{qsJ_s s' J'_s K_s}^0 (k^{ev} - 1) \sin \delta_{sJ_s s' J'_s}}{\sum_{sJ_s s' J'_s, K_s q} A_{qsJ_s s' J'_s K_s}^0 \cos(\delta_{sJ_s s' J'_s})}, \quad (21)$$

$$\Delta_3 = \frac{\sum_{sJ_s \neq s'J'_s, K_s q} \tau\omega(K_s, J_s, J_{s'}) A_{qsJ_s s' J'_s K_s}^0 (k^{odd} - 1) \sin \delta_{sJ_s s' J'_s}}{\sum_{sJ_s s' J'_s, K_s q} A_{qsJ_s s' J'_s K_s}^0 \cos(\delta_{sJ_s s' J'_s})}. \quad (22)$$

Тогда из формулы (20) при использовании формул (15-16) можно выделить коэффициенты $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_3$ (17) и $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_5$ (18):

$$\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_3 = \Delta_3 \frac{dP_{odd}^0(\theta)}{d\theta}, \quad (23)$$

$$\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_5 = \Delta_5 \frac{dP_{ev}^0(\theta)}{d\theta}, \quad (24)$$

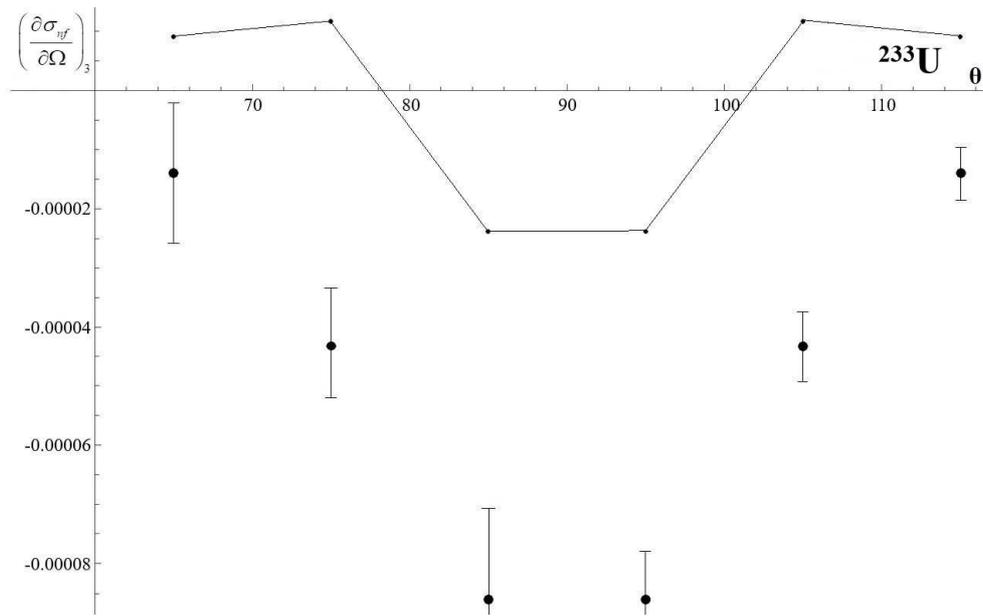


Рис. 1. Экспериментальные (черные кружки) и рассчитанные в рамках теоретических подходов (квантового — непрерывная линия, классического — пунктирная линия) коэффициенты $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_3$ для ядра-мишени ^{233}U .

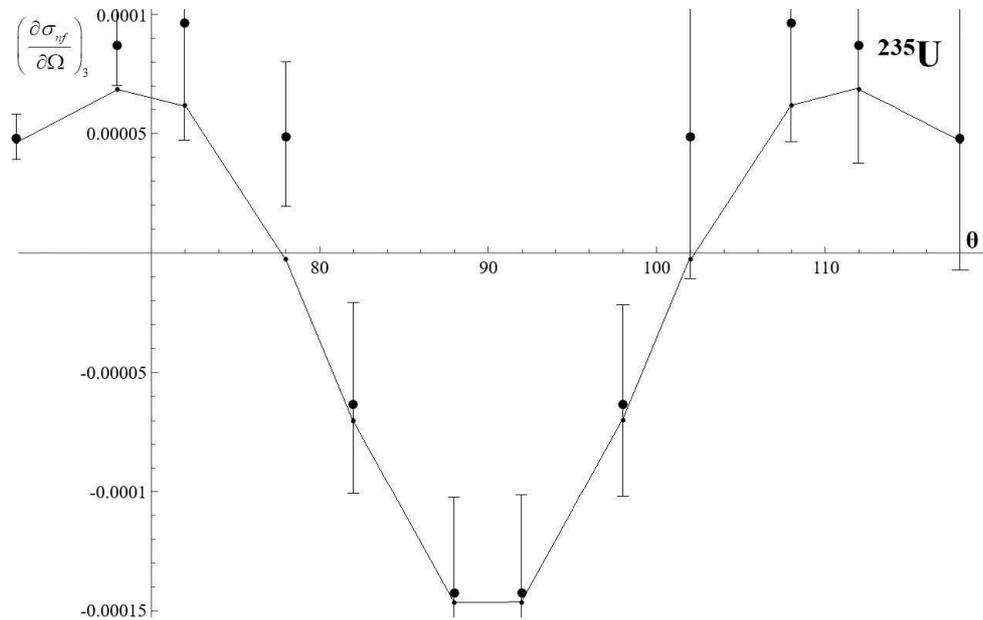


Рис. 2. Экспериментальные (черные кружки) и рассчитанные в рамках теоретических подходов (квантового — непрерывная линия, классического — пунктирная линия) коэффициенты $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_3$ для ядра-мишени ^{235}U .

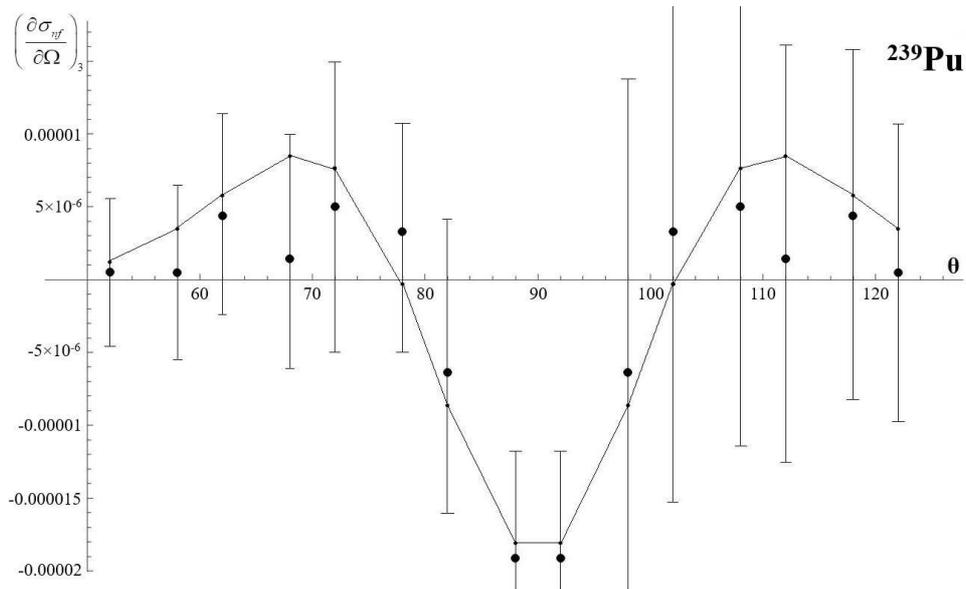


Рис. 3. Экспериментальные (черные кружки) и рассчитанные в рамках теоретических подходов (квантового – непрерывная линия, классического – пунктирная линия) коэффициенты $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_3$ для ядра-мишени ^{239}Pu .

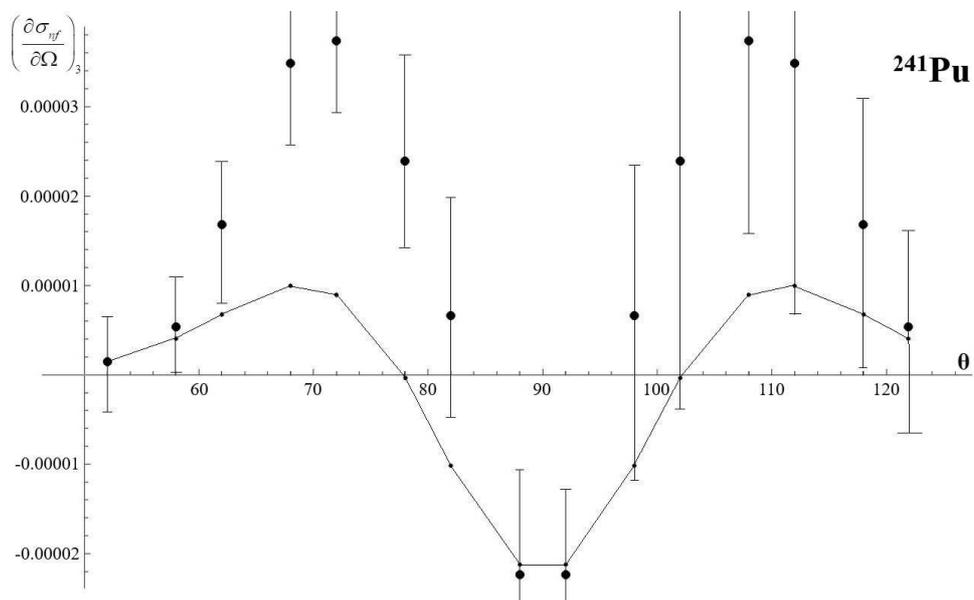


Рис. 4. Экспериментальные (черные кружки) и рассчитанные в рамках теоретических подходов (квантового – непрерывная линия, классического – пунктирная линия) коэффициенты $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_3$ для ядра-мишени ^{241}Pu .

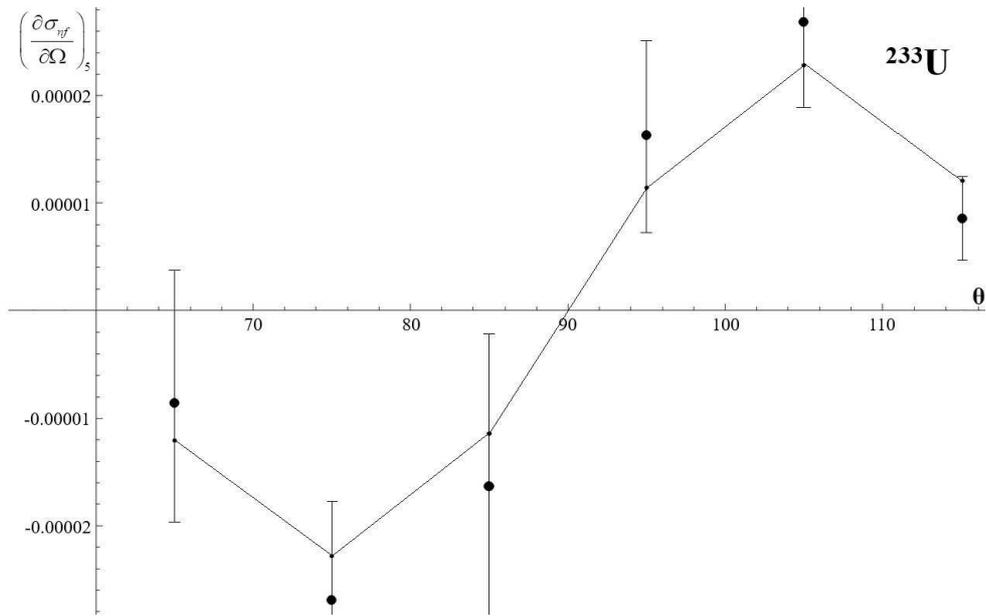


Рис. 5. Экспериментальные (черные кружки) и рассчитанные в рамках теоретических подходов (квантового – непрерывная линия, классического – пунктирная линия) коэффициенты $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_5$ для ядра-мишени ^{233}U .

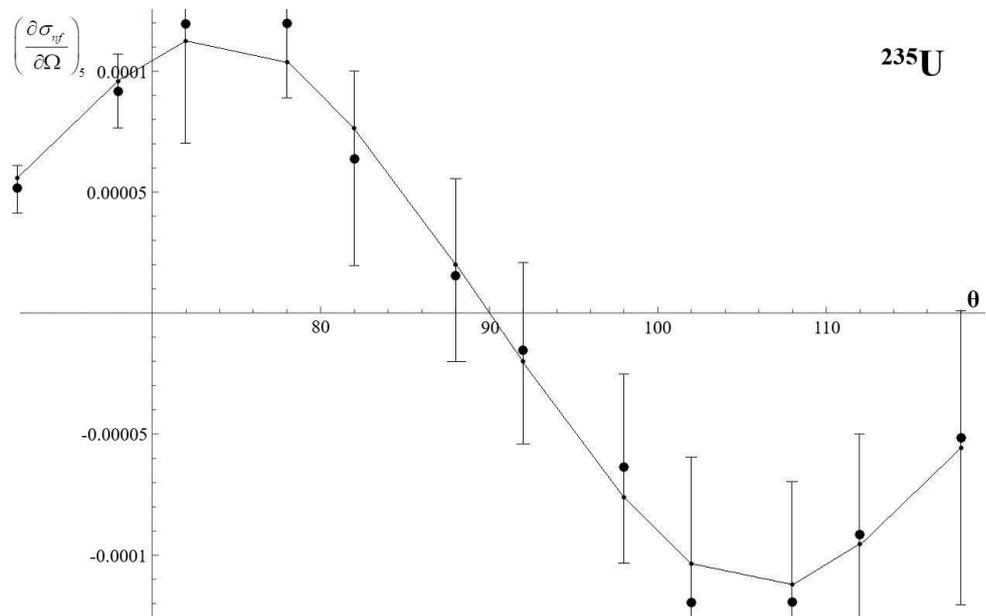


Рис. 6. Экспериментальные (черные кружки) и рассчитанные в рамках теоретических подходов (квантового – непрерывная линия, классического – пунктирная линия) коэффициенты $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_5$ для ядра-мишени ^{235}U .

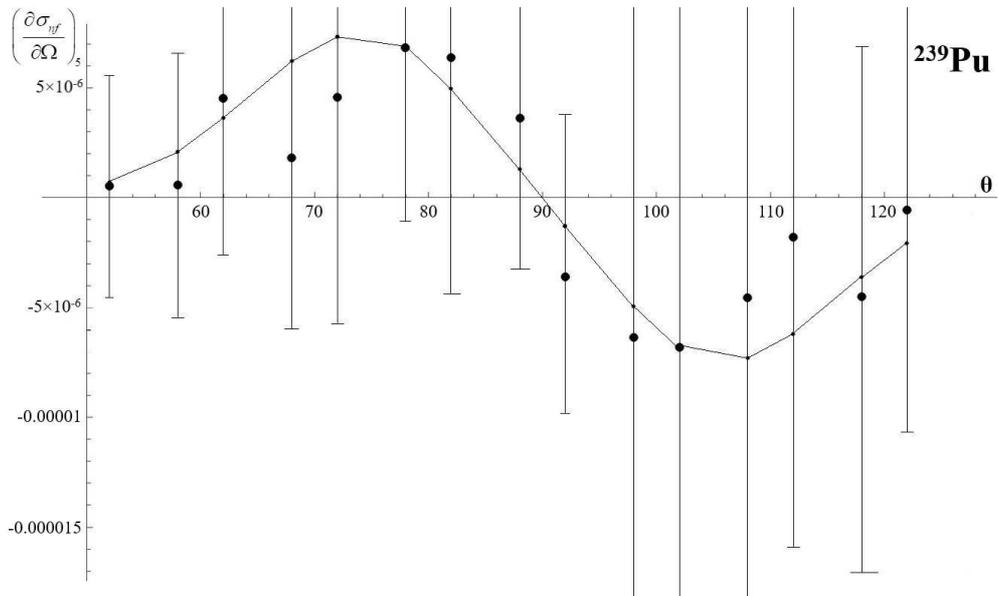


Рис. 7. Экспериментальные (черные кружки) и рассчитанные в рамках теоретических подходов (квантового – непрерывная линия, классического – пунктирная линия) коэффициенты $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_5$ для ядра-мишени ^{239}Pu .

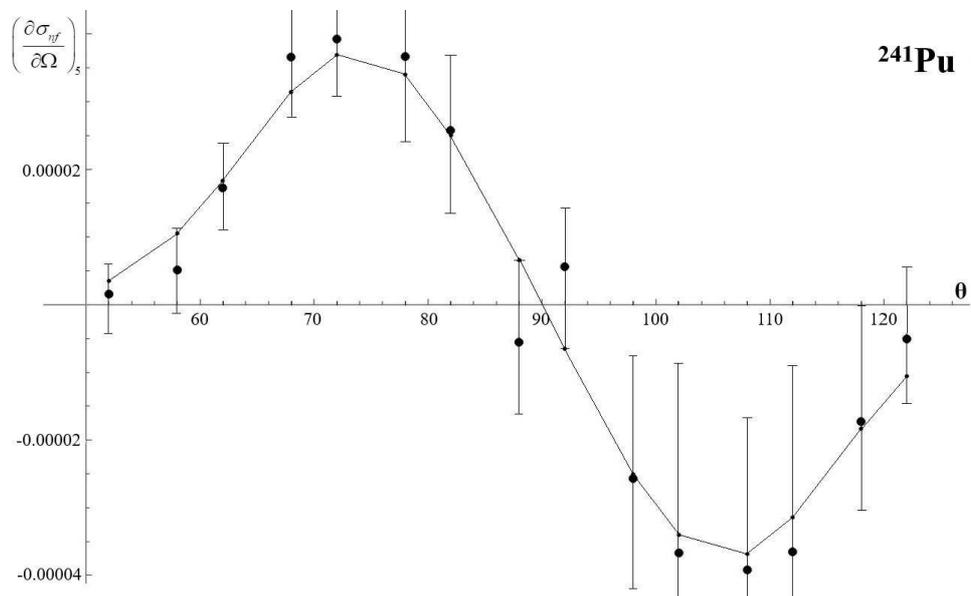


Рис. 8. Экспериментальные (черные кружки) и рассчитанные в рамках теоретических подходов (квантового – непрерывная линия, классического – пунктирная линия) коэффициенты $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_5$ для ядра-мишени ^{241}Pu .

Величины Δ_3 и Δ_5 в формулах (23–24), рассчитанные при использовании χ^2 -метода из условия согласования теоретических коэффициентов $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_3$ (23) и $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_5$ (24) с аналогичными экспериментальными коэффициентами $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_3^{\text{exp}}$ и $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_5^{\text{exp}}$, представленных для исследуемых ядер-мишеней на Рис. 1–8, представлены в Таблице 1. Как видно из Рис. 1–4 для ядер-мишеней ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu наблюдается качественное и количественное согласие экспериментальных $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_3^{\text{exp}}$ и теоретических коэффициентов $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_3$ во всей области углов. Представленные на Рис. 5–8 теоретические коэффициенты $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_5$ (24), рассчитанные в рамках квантового подхода, также находятся в достаточно приемлемом согласии, как по абсолютным величинам, так и по знакам для всех ядер-мишеней.

Таблица 1. Рассчитанные при использовании χ^2 -метода величины Δ_3 и Δ_5 для ядер-мишеней ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu .

Ядро-мишень	Δ_3	Δ_5
^{233}U	0.018	- 0.019
^{235}U	0.085	0.092
^{239}Pu	0.010	0.006
^{241}Pu	0.012	0.030

В то же время над заметными расхождениями экспериментальных $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_3^{\text{exp}}$ и теоретических $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_3$ коэффициентов, рассчитанных в рамках квантовой теории деления для ядра – мишени ^{233}U , что может быть связано с использованием в работе [17] приближением, обусловленной формулой (20). Можно ожидать, что для ядра-мишени ^{233}U нечётные компоненты $P_{\text{odd}}^{Cor}(\theta)$ возмущенной кориолисовым взаимодействием углового распределения α -частиц из-за учёта влияния кулоновского взаимодействия α -частицы с фрагментами деления существенно отличаются по форме от величин $\frac{dP_{\text{odd}}^0(\theta)}{d\theta}$, использованных в соотношении (20) для нечетной компоненты. К сожалению, нахождение $P_{\text{odd}}^{Cor}(\theta)$ требует решения достаточно сложной трёхтельной квантовой задачи о движении третьей частицы в кулоновском поле фрагментов деления с учётом влияния H^{Cor} в первом порядке теории возмущений.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследована зависимость сечения $\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}$ и определяющих его компонент $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_3$ и $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_5$ от тройных и пятерных скалярных корреляций соответственно. Проведено сравнение найденных экспериментальных сечений с сечениями, рассчитанными при использовании квантового подхода сделан вывод о хорошем качественном и количественном согласии сечений $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_3$ для ядер ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu и сечений $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_5$ для ядер ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu , однако для ядра-мишени ^{233}U не удалось достигнуть приемлемого согласия сечения $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}\right)_3$, что указывает на необходимость проведения трёхтельных расчётов возмущенного кориолисовым взаимодействием углового распределения α -частиц, движущихся в кулоновских полях фрагментов деления.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Interference effect in the angular distribution of outgoing particles in ternary fission induced by cold polarized neutrons / P. Jessinger et. al. // *Physics. Atomic. 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. Particular features of ternary fission induced by polarized neutrons in the major actinides $^{233,235}\text{U}$ and $^{239,241}\text{Pu}$ / A. Gagarski et. al. // *Phys. Rev. C.* — 2016. — V. 93. — P. 054619.
5. Кадменский, С. Г. Единый механизм появления *T*-четных TRI- и ROT-асимметрий в реакциях тройного деления ядер-актинидов холодными поляризованными нейтронами / С. Г. Кадменский, В. Е. Бунаков, Д. Е. Любашевский // *ЯФ.* — 2018. — Т. 81. — С. 415.
6. Любашевский, Д. Е. Четные и нечетные амплитуды угловых распределений третьих частиц в делении ядер / Д. Е. Любашевский, С. Г. Кадменский // *Изв. РАН. Сер. Физ.* — 2010. — Т. 74. — С. 828.
7. Гусева, И. С. Вращение ядерной системы в траекторных расчетах / И. С. Гусева, Ю. В. Гусев // *Изв. РАН. Сер. Физ.* — 2007. — Т. 71. — С. 382.
8. Guseva, I. S. The rotation of scissioning 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.
9. Бунаков, В. Е. *P*-нечетные и *P*-четные корреляции для третьих частиц в тройном делении ядер / В. Е. Бунаков, С. Г. Кадменский, С. С. Кадменский // *ЯФ.* — 2008. — Т. 71. — С. 1917.
10. 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.
11. Effects of *T*-odd asymmetry of the emission of light charged particles and photons during fission of heavy nuclei by polarized neutrons / A. M. Gagarskii et. al. // *Crystal. Reports.* — 2011. — V. 56. — С. 1238.
12. Bohr, A. Single-particle motion / A. Bohr, B. Mottelson // *Nuclear Structure.* — 1969. — V. 1.
13. Bohr, A. Nuclear deformations / A. Bohr, B. Mottelson // *Nuclear Structure.* — 1974. — V. 2.
14. Сушков, О. П. Нарушение пространственной четности при взаимодействии нейтронов с тяжелыми ядрами / О. П. Сушков, В. В. Фламбаум // *УФН.* — 1982. — Т. 136. — С. 3.
15. Кадменский, С. Г. Распад и деление ориентированных ядер / С. Г. Кадменский // *ЯФ.* — 2002. — Т. 65. — С. 1424.
16. Кадменский, С. Г. Тройное деление ядер в адиабатическом приближении / С. Г. Кадменский // *ЯФ.* — 2002. — Т. 65. — С. 1833.
17. Бунаков, В. Е. *T*-нечетная асимметрия в угловых распределениях продуктов тройного деления ядер / В. Е. Бунаков, С. Г. Кадменский // *ЯФ.* — 2003. — Т. 66. — С. 1894.

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 ternary fission induced by polarized. *Physics. Atomic. Nucl.*, 2002, vol. 65, p. 630.
4. Gagarski A. et. al. Particular features of ternary fission induced by polarized neutrons in the major actinides $^{233,235}\text{U}$ and $^{239,241}\text{Pu}$. *Phys. Rev. S*, 2016, vol. 93, p. 054619.
5. Kadmskiy S.G., Bunakov V.E., Lyubashevsky D.E. A single mechanism for the appearance of T-odd TRI and ROT asymmetries in triple fission reactions of actinides by cold polarized neutrons. [Kadmskiy S.G., Bunakov V.E., Lyubashevskiy D.E. Edinyy mexanizm poyavleniya T-chetnyx TRI- i ROT-asimmetriy v reakciyax troyjnogo deleniya yader-aktinidov xlodnymi polarizovannymi neytronami]. *Yadernaya fizika – Nuclear physics*, 2018, vol. 81, p. 415.
6. Lyubashevsky D.E., Kadmskiy S.G. Even and odd amplitudes of angular distributions of third particles in the division of nuclei. [Lyubashevskiy D.E., Kadmskiy S.G. Chetnye i nechetnye amplitudy uglovyx raspredeleniy tret'ix chastic v delenii yader]. *Izvestiya vysshix uchebnyx zavedenij. Fizika – Russian Physics Journal*, 2010, vol. 74, pp. 828.
7. Gusev I.S., Gusev Yu.V. Rotation of the nuclear system in trajectory calculations. [Guseva I.S., Gusev Yu.V. Vrashhenie yadernoy sistemy v traektornyx raschetax]. *Izvestiya vysshix uchebnyx zavedenij. Fizika – Russian Physics Journal*, 2007, vol. 71, p. 382.
8. 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.
9. Bunakov V.E., Kadmskiy S.G., Kadmskiy S.S. P- odd and P-even correlations for third particles in the triple division of nuclei. [Bunakov V.E., Kadmskiy S.G., Kadmskiy S.S. R-nechetnye i R-chetnye korrelyacii dlya tret'ix chastic v troyjnom delenii yader]. *Yadernaya fizika – Nuclear physics*, 2008, vol. 71, p. 1917.
10. Bunakov V.E., Kadmskiy S.G., Kadmskiy S.S. Quantum nature of ROT - and TRI-asymmetries in triple division of nuclei. [Bunakov V.E., Kadmskiy S.G., Kadmskiy S.S. Kvantovaya priroda ROT- i TRI- asimmetriy v troyjnom delenii yader]. *Yadernaya fizika – Nuclear physics*, 2010, vol. 73, p. 1474.
11. Gagarski A.M. et. al. Effects of T-odd asymmetry of the emission of light charged particles and photons during fission of heavy nuclei by polarized neutrons. *Kristall. Reports*, 2011, vol. 56, p. 1238.
12. Bohr A., Mottelson B. Single-particle motion. *Nuclear Structure*, 1969, vol. 1.
13. Bohr A., Mottelson B. Nuclear deformations. *Nuclear Structure*, 1974, vol. 2.
14. Sushkov O.P., Flambaum V.V. Violation of spatial parity in the interaction of neutrons with heavy nuclei. [Sushkov O.P., Flambaum V.V. Narushenie prostranstvennoy chetnosti pri vzaimodeystvii neytronov s tyazhelymi yadrami]. *Uspehi fizicheskix nauk – Physics-Uspekhi*, 1982, vol. 136, p. 3.
15. Kadmskiy S.G. Decay and fission of oriented nuclei. [Kadmskiy S.G. Raspad i delenie orientirovannyx yader]. *Yadernaya fizika – Nuclear physics*, 2002, vol. 65, p. 1424.
16. Kadmskiy S.G. Triple division of nuclei in the adiabatic approximation. [Kadmskiy S.G. Troyjnoe delenie yader v adiabaticheskom priblizhenii]. *Yadernaya fizika – Nuclear physics*, 2002, vol. 65, p. 1833.
17. Bunakov V.E., Kadmskiy S.G. T-odd asymmetry in angular distributions of products of triple division of nuclei. [Bunakov V.E., Kadmskiy S.G. T-nechetnaya asimmetriya v uglovyx raspredeleniyax produktov troyjnogo deleniya yader]. *Yadernaya fizika – Nuclear physics*, 2003, vol. 66, p. 1894.

*Любашевский Дмитрий Евгеньевич, доцент кафедры ядерной физического факультета Воронежского государственного университета, кандидат физико-математических наук, Воронеж, Российская Федерация
E-mail: dima_physicist@mail.ru*

*Lyubashevsky Dmitry Evgenievich, associate professor, of the Department of Nuclear Physics, Physics faculty Voronezh State University, candidate of physics and mathematics sciences, Voronezh, Russian Federation
E-mail: dima_physicist@mail.ru*