# АСИММЕТРИИ С РАЗЛИЧНЫМИ Р- И Т-ЧЕТНОСТЯМИ В УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯХ ПРОДУКТОВ ДВОЙНОГО И ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ЯДЕР ХОЛОДНЫМИ ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ И Т-ИНВАРИАТНОСТЬ.

# THE ASYMMETRIES WITH VARIOUS P- AND T-PARITY IN THE ANGULAR DISTRIBUTIONS OF THE PRODUCTS OF BINARY AND TERNARY FISSION OF ORIENTED NUCLEI BY COLD POLARIZED NEUTRONS AND T-INVARIANCE.

S.G. Kadmensky, P.V. Kostryukov

*Voronezh State University, Voronezh, Russia*

# 1. УСЛОВИЯ Т-ИНВАРИАНТНОСТИ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ

Т-инвариантность или, другими словами, инвариантность относительно обращения времени состоит в том, что в классической и квантовой механике для любого возможного состояния системы существует «обращённое по времени» к нему состояние, описываемое теми же уравнениями движения [Wigner E.P., Gottinger Nachrichten, 1932, v.51]. То есть решение квантового уравнения Шрёдингера:

$$ih\frac{\partial}{\partial t}\Psi(x,t) = \mathbf{H}(x)\Psi(x,t) \tag{1}$$

вместе обращенная по времени волновая функция $\Psi'(x,t)$, связанная с исходной как:

$$\Psi'(x,t) = \boldsymbol{\tau}\Psi(x,-t), \tag{2}$$

где $\boldsymbol{\tau}$ − оператор обращения времени [Давыдов А. С. , Квантовамеханикая, М.: Наука, 1973]:

$$\boldsymbol{\tau} = \mathbf{OK}, \tag{3}$$

причём **K** – оператор комплексного сопряжения , **O** – унитарный оператор, удовлетворяющий условию:

$$\mathbf{OH}^{*}\mathbf{O}^{-1} = \mathbf{H} \tag{4}$$

Обращенную функцию можно преобразовать к виду:

$$\Psi'(x,t) = e^{-i\frac{Ht}{\hbar}}\Psi'(x)$$

где $\Psi'(x)$ – обращённая по времени стационарная функция, связанная с аналогичной функцией $\Psi(x)$ как:

$$\Psi'(x) = \boldsymbol{\tau}\Psi(x) \tag{5}$$

Тогда матричный элемент $\langle \Psi_2|\mathbf{Q}|\Psi_1\rangle$, при использовании оператора $\boldsymbol{\tau}$, произвольного оператора $\mathbf{Q}$ преобразуется как :

$$\langle \Psi_2(x)|\mathbf{Q}|\Psi_1(x)\rangle = \langle \Psi_1'(x)|\mathbf{Q}'|\Psi_2'(x)\rangle, \qquad (6)$$

где $\mathbf{Q}'$ – обращенный по времени оператор, который связан с исходным оператором $\mathbf{Q}$ как:

$$\mathbf{Q}' = \boldsymbol{\tau}\mathbf{Q}^{\dagger}\boldsymbol{\tau}^{-1} \qquad (7)$$

Обращенные по времени операторы координаты $\mathbf{r}'$, импульса $\mathbf{p}'$, момента импульса $\mathbf{L}'$ и спина $\mathbf{s}'$ частицы при учёте их самосопряженности, связаны с исходными операторами $\mathbf{r}$, $\mathbf{p}$, $\mathbf{L}$, $\mathbf{s}$ :

$$\mathbf{r}' = \mathbf{r} \quad \mathbf{p}' = -\mathbf{p} \quad \mathbf{L}' = -\mathbf{L} \quad \mathbf{s}' = -\mathbf{s}$$

Тогда произвольный оператор $\mathbf{Q}$ называется Т-чётным ($\mathbf{Q} = \mathbf{Q}_{\mathrm{T}}$) или Т-нечётным ($\mathbf{Q} = \mathbf{Q}_{-\mathrm{T}}$) , когда выполняются условия:

$$\mathbf{Q}'_{\mathrm{T}} = \mathbf{Q}_{\mathrm{T}}; \quad \mathbf{Q}'_{-\mathrm{T}} = \mathbf{Q}_{-\mathrm{T}}. \qquad (8)$$

Для понимания условий Т-инвариантности самосопряжённый оператор гамильтониана $\mathbf{H}$ ( $\mathbf{H} = \mathbf{H}^{\dagger}$) произвольной квантовой системы можно представить по аналогии с работой [Блин-Стойл Р., Фундаментальные взаимодействия и атомное ядро, М.: Мир, 1976 г.] как:

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_{\mathrm{T}} + \mathbf{H}_{-\mathrm{T}} \qquad (9)$$

где $\mathbf{H}_{\mathrm{T}}$ и $\mathbf{H}_{-\mathrm{T}}$ – Т-чётная и Т-нечётная части гамильтониана $\mathbf{H}$, определяемые как

$$\mathbf{H}_{\mathrm{T}} = \frac{\mathbf{H} + \mathbf{H}'}{2}; \quad \mathbf{H}_{-\mathrm{T}} = \frac{\mathbf{H} - \mathbf{H}'}{2}, \qquad (10)$$

причём $\mathbf{H}'$ - обращенный по времени гамильтониан, определяемый по формуле (7). Тогда квантовая система будет удовлетворять условию Т-инвариантности при выполнении условия (4), которое преобразуется к условию

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}', \qquad (11)$$

соответствующему чётности гамильтониана **H**.

# 2. УСЛОВИЯ Т-ИНВАРИАНТНОСТИ ДЛЯ АМПЛИТУД ПРЯМЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Рассмотрим прямую бинарную ядерную реакцию вида $a \to b$, протекающую как $a + A \to b + B$, описываемая гамильтонианом **H**, который можно представить как:

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_a + \mathbf{V}_a = \mathbf{H}_b + \mathbf{V}_b \tag{12}$$

где $\mathbf{H}_a$,$\mathbf{H}_b$и $\mathbf{V}_a, \mathbf{V}_b$ – невозмущенные части гамильтониана **H** и взаимодействия в начальном $a$ и конечном $b$ каналах. Представление (12) описывает прямые бинарные реакции как без перераспределения нуклонов ($\mathbf{H}_a = \mathbf{H}_b$ и $\mathbf{V}_a = \mathbf{V}_b$), так и с их перераспределением ($\mathbf{H}_a \neq \mathbf{H}_b$ и $\mathbf{V}_a \neq \mathbf{V}_b$). Введём невозмущенные взаимодействием волновые функции $\Phi_a$ и $\Phi_b$ которые являются решениями следующих уравнений:

$$(\mathbf{H}_a - E_a)\Phi_a = 0; \quad (\mathbf{H}_b - E_b)\Phi_b = 0, \tag{13}$$

причём энергии $E_a$ и $E_b$ лежат на одной (массовой) поверхности, так что выполняется равенство $E_a = E_b = E$.

Амплитуда перехода исследуемой реакции $f_{b,a}$ определяется матричным элементом Т-матрицы $\mathrm{T}_{b,a}$ :

$$f_{b,a} = \mathrm{T}_{b,a} = \langle \Phi_b | \mathbf{T} | \Phi_a \rangle, \tag{14}$$

где оператор определяется как [Гольдбергер М., Ватсон К., Теория столкновений, М.:Мир, 1967]:

$$\mathbf{T} = \mathbf{V}_a + \mathbf{V}_b (\mathrm{E} - \mathbf{H} + i\eta)^{-1} \mathbf{V}_a \tag{15}$$

Можно показать, что амплитуда $f_{b,a}$ исходной реакции связана с амплитудой $f_{a',b'}$ обращенной по времени реакции условием T-инвариантности [4]:

$$\langle \Phi_b | \mathbf{T} | \Phi_a \rangle = \langle \Phi_{a'} | \mathbf{T}' | \Phi_{b'} \rangle, \tag{16}$$

где T-матрица $\mathbf{T}'$ представляется при использовании формул (15) и (7) как:

$$\mathbf{T}' = \boldsymbol{\tau} \mathbf{T}^{\dagger} \boldsymbol{\tau}^{-1} = \mathbf{V}_b + \mathbf{V_a} (\mathrm{E} - \mathbf{H} + \mathrm{i}\eta)^{-1} \mathbf{V}_b \tag{17}$$

Поскольку амплитуда $f_{a,b}$ обратной реакции вида $b \to a$ имеет вид

$$f_{a,b} = \mathrm{T}_{a,b} = \langle \Phi_a | \overline{\mathbf{T}} | \Phi_b \rangle\,, \tag{18}$$

где оператор $\overline{\mathbf{T}}$ определяется как:

$$\overline{\mathbf{T}} = \mathbf{V}_b + \mathbf{V}_a (\mathrm{E} - \mathbf{H} + \mathrm{i}\eta)^{-1} \mathbf{V}_b\,, \tag{19}$$

то сопоставление формулы (19) с формулой (17) приводит к заключению, что матрица $\mathbf{T}'$ для обращенной времени реакции совпадает с матрицей $\overline{\mathbf{T}}$ для обратной реакции. Это означает, что при переходе от амплитуды исходной реакции к амплитуде обращенной по времени реакции с перераспределением нуклонов, когда $\mathbf{H}_a \neq \mathbf{H}_b$ и $\mathbf{V}_a \neq \mathbf{V}_b$, необходимо совершить не две операции (перестановка начального и конечного состояний и замена волновых функций этих состоянии на обращенные по времени), как это происходит для реакций без перераспределения нуклонов, а три операции, включающие рассмотренные выше две операции и операцию перестановки потенциалов взаимодействия $\mathbf{V}_a$ и $\mathbf{V}_b$.

## 3. УСЛОВИЯ Т-ИНВАРИАНТНОСТИ ДЛЯ Т-ЧЁТНЫХ И Т-НЕЧЁТНЫХ АСИММЕТРИЙ В СЕЧЕНИЯХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

В общем случае при переходе от функций $\Phi_a$, $\Phi_b$ к обращенным по времени функциям $\Phi_{a'}$, $\Phi_{b'}$ амплитуды перехода $f_{b,a}$ для исходных реакций можно разделить на Т-чётные и Т-нечётные, удовлетворяющие следующим условиям:

$$f_{b,a}^{\mathrm{T}} = f_{b',a'}^{\mathrm{T}}\,; \qquad f_{b,a}^{-\mathrm{T}} = -f_{b',a'}^{-\mathrm{T}}. \tag{20}$$

Тогда одновременное учёт полученных выше условия Т-инвариантности (18) и (20), приводят к соотношениям:

$$f_{b,a} = f_{a,b}\,; \qquad f_{b,a} = -f_{a,b}\,, \tag{21}$$

которое отвечает за изменение знака амплитуды реакции при перестановке начального и конечного каналов реакции в зависимости от Т-чётности амплитуды перехода.

Сечении исходной реакции $\sigma_{b,a}$, связано с амплитудой $f_{b,a}$ как:

$$\sigma_{b,a} \sim |f_{b,a}|^2. \tag{22}$$

Если сечение $\sigma_{b,a}$ определяется одной амплитудой $f_{b,a}$, являющейся Т-чётной либо Т-нечётной, то из (22) следует, что указанное сечение будет Т-чётным, когда

$$\sigma_{b,a}^{\mathrm{T}} = \sigma_{b',a'}^{\mathrm{T}}. \tag{23}$$

Если же амплитуда исходной реакции $f_{b,a}$ определяется суммой двух амплитуд:

$$f_{b,a} = f_{b,a}^{(1)} + f_{b,a}^{(2)}, \tag{24}$$

которые имеют разную Т-чётность интерференционный член в сечении вида:

$$\sigma_{b,a}^{-\mathrm{T}} \sim \left[f_{b,a}^{(1)} \cdot \left(f_{b,a}^{(2)}\right)^* + f_{b,a}^{(2)} \cdot \left(f_{b,a}^{(1)}\right)^*\right] \tag{25}$$

даёт Т-нечётный член $\sigma_{b,a}^{-\mathrm{T}}$ в сечении $\sigma_{b,a}$, когда

$$\sigma_{b,a}^{-\mathrm{T}} = -\sigma_{b',a'}^{-\mathrm{T}}, \tag{26}$$

Поскольку вклад Т-неинваринтных взаимодействии в формирование Т-чётных и Т-нечётных асимметрии в сечениях ядерной реакции не превышает в относительном смысле 1%, то все Т-чётных и Т-нечётных асимметрии в сечениях ядерной реакции должны с точностью 1% Т-инвариантными, то есть:

$$\sigma_{b,a}^{\mathrm{T}} = \sigma_{a,b}^{\mathrm{T}}, \qquad \sigma_{b,a}^{-\mathrm{T}} = -\sigma_{a,b}^{-\mathrm{T}} \tag{27}$$

# 4. УСЛОВИЯ Т-ИНВАРИАНТНОСТИ АМПЛИТУД СТАТИСТИЧЕСКИХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Рассмотрим последовательную статистическую двухступенчатую ядерную реакцию вида $a \to b$, которая протекает как $a + A \to r_0 \to b + B$, где $r_0$ – квазистационарное состояние составного ядра со спином $\mathfrak{I}_{r_0}$ и шириной $\Gamma_{r_0}$ образуемое при столкновении частиц $a$, $A$. Тогда амплитуда перехода для рассматриваемой двухступенчатой двухчастичной реакции $f_{b,a}$ имеет вид [A. M. Lane, R.G. Thomas, Rev. Mod. Phys., 1958, V. 30, P.257]:

$$f_{b,a} = \sum_{r_0} \frac{g(J_B J_b l_b \leftarrow J_{r_0})\, g(J_{r_0} \leftarrow J_A J_a l_a)}{\left(Q_{ar_0} - T_a + {}^{i}/_{2}\, \Gamma_{r_0}\right)}, \tag{28}$$

где $J_a, J_b$– полные спины частиц $a$ , $b$ ; $l_a$ и $l_b$ – относительные орбитальные моменты частиц $a$, $A$; $b$, $B$; $Q_{ar_0}$– теплота реакции, $T_a$ – кинетическая энергия относительного движения частиц $a$, $A$. Амплитуда перехода вида $g(J_{r_0} \leftarrow J_A J_a l_a)$ связана с шириной $\Gamma_{r_0}$ соотношением [Бор О., Моттельсон Б., Структура атомного ядра, т. 1 - М.: Мир, 1971]:

$$g(J_{r_0} \leftarrow J_A J_a l_a) = \left(\Gamma_{r_0}\right)^{1/2} \exp(-i\delta_{aA}), \tag{29}$$

где $\delta_{aA}$ – потенциальная фаза рассеяния частиц $a$, $A$ друг на друге, и выражается через потенциал взаимодействия $\mathbf{V}_a$ частиц $a$, $A$. Аналогично, амплитуда $g(J_B J_b l_b \leftarrow J_{r_0})$ имеет аналогичную форму (28), связанная с потенциалом взаимодействия частиц $b$, $B$.

Тогда амплитуда $f_{b,a}$ (28) является аналогом амплитуды $f_{b,a}$ (14) и удовлетворяют условиям Т-инвариантности[6]:

$$f_{b,a} = f_{a',b'} = \sum_{r_0} \frac{g(\overline{J_A J_a l_a} \leftarrow \overline{J_{r_0}})\, g(\overline{J_{r_0}} \leftarrow \overline{J_B J_b l_b})}{\left(Q_{ar_0} - T_a + {}^{i}/_{2}\, \Gamma_{r_0}\right)}, \tag{30}$$

где

$$g(J_{r_0} \leftarrow J_A J_a l_a) = g(\overline{J_A J_a l_a} \leftarrow \overline{J_{r_0}}), \tag{31}$$

Причём индексами $\overline{J_{r_0}}, \overline{J_A}, \overline{J_a}, \overline{l_a}$ характеризуются обращённые по времени состояния.

Анализ формулы (30) приводит к условию, полученному ранее из формулы (18), которое требует чтобы переход от амплитуды исходной реакции к амплитуде обращенной реакции совершался с помощью трёх операции: перестановки начального и конечного состояний, замены волновых функций этих состоянии на обращенные по времени состоянии и операции перестановки потенциалов взаимодействия $\mathbf{V}_a$ частиц $a$, $A$ и $\mathbf{V}_b$ частиц $b$, $B$.

Амплитуда $f_{b,a}$ для последовательной трёхступенчатой статистической ядерной реакции, которая протекает как $a + A \rightarrow r_0 \rightarrow b_1 + r_1 \rightarrow b_1 + b_2 + B$, где конечный канал $b$ связан с появлением трёх стабильных частиц $b_1$, $b_2$, $B$, при использовании результатов работы [5] представляется как:

$$f_{b,a} = \sum_{r_0, r_1} \frac{g(J_B J_{b_2} l_{b_2} \leftarrow J_{r_1}) g(J_{r_1} J_{b_1} l_{b_1} \leftarrow J_{r_0}) g(J_{r_0} \leftarrow J_A J_a l_a)}{(Q_{b_1 b_2 B} - T_b + {}^{i}/_{2}\, \Gamma_{r_1})(Q_{a r_0} - T_a + {}^{i}/_{2}\, \Gamma_{r_0})}. \tag{31}$$

В этом случае условие T-инвариантности амплитуды $f_{b,a}$ имеет вид :

$$f_{b,a} = f_{a\prime,b\prime} = \sum_{r_0, r_1} \frac{g(\overline{J_A J_a l_a} \leftarrow \overline{J_{r_0}}) g(\overline{J_{r_0}} \leftarrow \overline{J_{r_1} J_{b_1} l_{b_1}}) g(\overline{J_{r_1}} \leftarrow \overline{J_B J_{b_1} l_{b_2}})}{(Q_{b_1 b_2 B} - T_{b_1 b_2 B} + {}^{i}/_{2}\, \Gamma_{r_1})(Q_{a r_0} - T_a + {}^{i}/_{2}\, \Gamma_{r_0})}, \tag{32}$$

которое полностью совпадает с полученным выше аналогичным условием для трёхступенчатой прямой ядерной реакции.

# 5. ТЕСТИРОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ РАЗЛИЧНЫМИ Р- И Т-ЧЕТНОСТЯМИ АСИММЕТРИЙ В ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЯХ РЕАКЦИЙ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ДВОЙНОГО И ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ УСЛОВИИ ИХ Т-ИНВАРИАНТНОСТИ

Применим полученные выше результаты Т-инвариантности системы для определения механизмов двойного и тройного деления ориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами, в которых возникают следующие асимметрии:

| Р−чётные Т−чётные | Р-чётные Т-нечётные | Р-нечётные Т-чётные | Р-нечётные Т-нечётные |
|---|---|---|---|
| $(\mathbf{k}_n, \mathbf{k}_{LF})$ | $(\boldsymbol{\sigma}_n, [\mathbf{k}_n, \mathbf{k}_{LF}])$ | $(\boldsymbol{\sigma}_n, \mathbf{k}_{LF})$ | $([\mathbf{I}, \boldsymbol{\sigma}_n], \mathbf{k}_{LF})$ |
| $(\mathbf{k}_3, \mathbf{k}_{LF})$ | $(\mathbf{I}, [\mathbf{k}_n, \mathbf{k}_{LF}])$ | $(\mathbf{I}, \mathbf{k}_{LF})$ | $([\mathbf{I}, \boldsymbol{\sigma}_n], \mathbf{k}_3)$ |
| $([\mathbf{I}, \boldsymbol{\sigma}_n], [\mathbf{k}_n, \mathbf{k}_{LF}])$ | $(\boldsymbol{\sigma}_n, [\mathbf{k}_3, \mathbf{k}_{LF}])$ | $(\boldsymbol{\sigma}_n, \mathbf{k}_3)$ | |
| $([\mathbf{I}, \boldsymbol{\sigma}_n], [\mathbf{k}_3, \mathbf{k}_{LF}])$ | $(\mathbf{I}, [\mathbf{k}_3, \mathbf{k}_{LF}])$ | $(\mathbf{I}, \mathbf{k}_3)$ | |
| $([\mathbf{I}, \boldsymbol{\sigma}_n], [\mathbf{k}_n, \mathbf{k}_3])$ | $(\boldsymbol{\sigma}_n, [\mathbf{k}_n, \mathbf{k}_3])$ | | |
| | $(\mathbf{I}, [\mathbf{k}_n, \mathbf{k}_3])$ | | |
| возникают при интерференциях амплитуд s-, p-резонансов и s-, s-резонансов с учётом кориолисовым взаимодействием | | возникают при интерференции амплитуд s- и примешанным к s p-резонансов | |

где $\mathbf{k}_n$ , $\mathbf{k}_{LF}$ , $\mathbf{k}_3$ – волновые вектора падающего нейтрона, легкого фрагмента деления и третьей легкой частицы соответственно, $\boldsymbol{\sigma}_n$ – спин нейтрона, $\mathbf{I}$ – вектор поляризации ядра-мишени.

Условие Т-инвариантности в форме (27) выполняются автоматически для всех асимметрий, кроме асимметрий, которые включают в себя векторные произведения $[\mathbf{I}, \boldsymbol{\sigma}_n]$ и $[\mathbf{k}_3, \mathbf{k}_{LF}]$. Для случая последних асимметрий условие Т-инвариатности выполняется при учёте перестановки векторов $\mathbf{I}, \boldsymbol{\sigma}_n$ и $\mathbf{k}_3, \mathbf{k}_{LF}$ , которые связаны при учёте последовательного многоступенчатого характера рассматриваемой реакции. Отсюда следует важный вывод , что представление об одновременном вылете третьей легкой частицы и фрагментов деления противоречат условиям Т-инвариантности.

# THE ASYMMETRIES WITH VARIOUS *P*- AND *T*-PARITY IN THE ANGULAR DISTRIBUTIONS OF THE PRODUCTS OF BINARY AND TERNARY FISSION OF ORIENTED NUCLEI BY COLD POLARIZED NEUTRONS AND *T*-INVARIANCE

Kadmensky S.G., Kostryukov P.V.
*Voronezh State University, Voronezh, Russia*
E-mail: kadmensky@phys.vsu.ru

In products angular distributions for binary and ternary fission of oriented target-nuclei by cold polarized neutrons *P*-even, *T*-even $\left(\vec{k}_n,\vec{k}_{LF}\right)$, $\left(\left[\vec{I},\vec{\sigma}_n\right],\left[\vec{k}_n,\vec{k}_{LF}\right]\right)$, $\left(\left[\vec{I},\vec{\sigma}_n\right],\left[\vec{k}_3,\vec{k}_{LF}\right]\right)$; *P*-odd, *T*-even $\left(\vec{\sigma}_n,\vec{k}_{LF}\right)$, $\left(\vec{I},\vec{k}_{LF}\right)$; *P*-even, *T*-odd $\left(\vec{\sigma}_n,\left[\vec{k}_n,\vec{k}_{LF}\right]\right)$, $\left(\vec{I},\left[\vec{k}_n,\vec{k}_{LF}\right]\right)$, $\left(\vec{\sigma}_n\left[\vec{k}_3,\vec{k}_{LF}\right]\right)$, $\left(\vec{I},\left[\vec{k}_3,\vec{k}_{LF}\right]\right)$ and *P*-odd, *T*-odd $\left(\left[\vec{\sigma}_n,\vec{I}\right],\vec{k}_{LF}\right)$, $\left(\left[\vec{\sigma}_n,\vec{I}\right],\vec{k}_3\right)$ asymmetries, where $\vec{k}_n$, $\vec{k}_{LF}$ and $\vec{k}_3$ – the wave vectors of the incident neutron, light fission fragment and the third particle, $\vec{I}$ and $\vec{\sigma}_n$ – the polarization vectors for the target-nucleus and incident neutron, are found. Let us assume that analyzed types of fission have two-step character, when on the initial step polarization of the target nucleus and capture of polarized incident neutron by this nucleus occur simultaneously with formation of polarized compound fissile nucleus and on the final step emissions of fission fragments and third particle from indicated compound nucleus occur simultaneously. In this case conditions of T-invariance [1] for named above asymmetries are realized if these asymmetries don't change itself for inversion of vectors $\vec{I},\vec{\sigma}_n,\vec{k}_n$, $\vec{k}_{LF}$, $\vec{k}_3$ and simultaneous for permutations of moments (spins) of particles participating in initial and final steps. But then asymmetries $\left(\vec{\sigma}_n\left[\vec{k}_3,\vec{k}_{LF}\right]\right)$; $\left(\left[\vec{\sigma}_n,\vec{I}\right],\vec{k}_{LF}\right)$; $\left(\left[\vec{\sigma}_n,\vec{I}\right],\vec{k}_3\right)$; $\left(\left[\vec{I},\vec{\sigma}_n\right],\left[\vec{k}_n,\vec{k}_{LF}\right]\right)$; $\left(\vec{I},\left[\vec{k}_3,\vec{k}_{LF}\right]\right)$ violate *T*-invariance conditions [1], although these asymmetries were obtained by usage of *T*-invariant Hamiltonians of nuclear systems.

Analyzed asymmetries are *T*-invariant if fission process has multistep sequential character. It means that the polarization of the target nucleus and absorption of the incident polarized neutron by the target nucleus must be viewed as two following one after another in time processes as well as the flight of the third particle from the compound nucleus occurs earlier then flight of fission fragments. For this case, it's necessary to go to generalized conditions of *T*-invariance [2], when the transition to the time reversed asymmetries requires not only the inversion of moments and spins of all the particles appearing at different steps of fission process, but simultaneously the permutation of moments (spins) of particles, appearing in various following one after another steps of the processes. Then the vector products $\left[\vec{I},\vec{\sigma}_n\right]$ and $\left[\vec{k}_3,\vec{k}_{LF}\right]$ change signs for permutations vectors $\vec{I}$ , $\vec{\sigma}_n$ and $\vec{k}_3,\vec{k}_{LF}$, correspondently, so that all named above asymmetries satisfy the *T*-invariance condition.

1. A.Bohr, B.Mottelson. Nuclear Structure (W.A.Benjamin, NY, Amsterdam, 1969)
2. S.G.Kadmensky, P.V.Kostryukov // *Abstracts of this conference*.