ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ НЕЙТРОННОГО КРИСТАЛЛ-ДИФРАКЦИОННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА К ЭЛЕКТРИЧЕСКОМУ ДИПОЛЬНОМУ МОМЕНТУ НЕЙТРОНА И P-, T-НЕЧЕТНЫМ ЯДЕРНЫМ СИЛАМ

В. Г. Барышевский, С. Л. Черкас

Наличие у нейтрона электрического дипольного момента (ЭДМ) требует одновременного нарушения инвариантности относительно инверсии как времени (T), так и пространственной координаты (P). В моделях, объясняющих барионную асимметрию Вселенной, ЭДМ нейтрона оказывается на уровне $\sim 10^{-26} - 10^{-28}$ $e \cdot$см [1], так что его обнаружение было бы прямым свидетельством в пользу объединяющих различные взаимодействия моделей, таких как суперсимметричные и модели Великого объединения.

Более того, в последнее время нарастает интерес и к исследованию T-нечетных констант взаимодействия нейтрона с ядром. Однако в данных исследованиях существуют серьезные проблемы, связанные с методикой таких экспериментов, поэтому разработка методов, чувствительных к T-нечетным взаимодействиям нейтрона с ядром, является важной и насущной задачей современной физики.

Поскольку в кристалл-дифракционном эксперименте [2–9] нейтроны взаимодействуют с атомами кристалла, то возможно несколько механизмов, приводящих к P-, T-нечетному вращению спина нейтрона в кристалле, а именно взаимодействие электрического дипольного момента нейтрона с электрическим полем кристалла и нарушающее пространственную четность и инвариантность относительно обращения времени ядерное взаимодействие нейтрона с ядрами. Ниже будут подробно рассмотрены эти два механизма нарушения P-, T-инвариантности в области тепловых и резонансных энергий нейтронов.

Согласно работам [6, 7], угол поворота ϕ_{PT} поляризации нейтрона в кристалле толщины L определяется спин-зависящей частью показателя преломления:

$$\phi_{PT} = 2kL\,|\,\mathbf{M}_{PT}\,|, \tag{1}$$

где k – волновое число нейтрона, $\mathbf{M}_{PT}$ – абсолютное значение вектора, входящего в формулу для P-, T-нечетной матричной части показателя преломления нейтрона в кристалле: $n_{PT} = \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{M}_{PT}$.

При условии слабой дифракции на некоторой системе плоскостей кристалла (рис. 1), соответствующих вектору обратной решетки $\boldsymbol{\tau}$, показатель преломления может быть записан в виде

$$n_{PT} \sim \left(\frac{4\pi}{k^2 V}\right)^2 \frac{f_s\, f_{PT}(\boldsymbol{\tau})}{2\alpha_B} e^{-2w(\boldsymbol{\tau})} s(\boldsymbol{\tau}), \tag{2}$$

где f_s – амплитуда упругого рассеяния нейтрона на ядре (длина рассеяния), $f_{PT}(\mathbf{q})$ – P-, T-нечетная амплитуда упругого рассеяния;

$$\alpha_B = \frac{\boldsymbol{\tau}(\boldsymbol{\tau} + 2\mathbf{k})}{k^2}, \tag{3}$$

где V – объем единичной ячейки, $e^{-w(\tau)} = exp\left(-u^2\tau^2/4\right)$ – фактор Дебая – Уоллера и u^2 – средний квадрат амплитуды теплового движения атомов относительно положения равновесия.

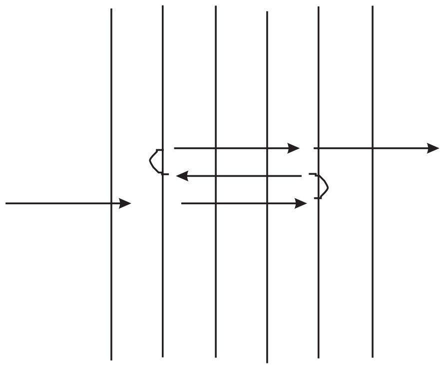

Рис. 1. Перерассеяние нейтрона кристаллическими плоскостями

Множитель $s(\boldsymbol{\tau}) = \sum_{jl}\left\{\exp(i\boldsymbol{\tau}\mathbf{R}_l) - \exp(-i\boldsymbol{\tau}\mathbf{R}_j)\right\}$, где суммирование проводится по атомам одной единичной ячейки кристалла, описывает степень нецентросимметричности кристалла [10], т. е. $s(\boldsymbol{\tau})$ равно нулю для кристаллов, обладающих центром симметрии, и таким образом только нецентросимметричные (пьезоэлектрические) кристаллы пригодны для эксперимента.

В геометрии обратного рассеяния только P-, T-нечетные взаимодействия приводят к вращению спина, наблюдение которого и будет свидетельствовать о нарушении указанных симметрий.

Сравним вклад различных источников P-, T-нарушения, а именно P-, T-нечетных ядерных сил и взаимодействия ЭДМ нейтрона с электрическим полем кристалла в поворот спина нейтрона, который планируется наблюдать. Рассмотрим сначала P-, T-нечетную амплитуду рассеяния нейтрона ядром (атомом) кристалла. Данная амплитуда содержит электромагнитную и ядерную части. Последняя может быть выведена в приближении однопионного обмена из лагранжиана взаимодействия нуклонного и мезонного полей. Для простоты будем рассматривать обмен только π-мезоном, изображенный на рис. 2, *а*. В этом случае плотность лагранжиана взаимодействия может быть записана в виде [11]

$$L = ig_\pi \bar{N}\gamma_5(\boldsymbol{\tau\pi})N + \bar{g}_\pi^{(0)}\bar{N}(\boldsymbol{\tau\pi})N + \bar{g}_\pi^{(1)}\bar{N}\pi_0 N + \bar{g}_\pi^{(2)}\bar{N}(3\tau^z\pi_0 - \boldsymbol{\tau\pi})N, \tag{4}$$

где $N(x)$ – амплитуда нуклонного поля и $\pi_0(x)$, $\boldsymbol{\pi}(x)$ амплитуды полей нейтральных и заряженных π-мезонов.

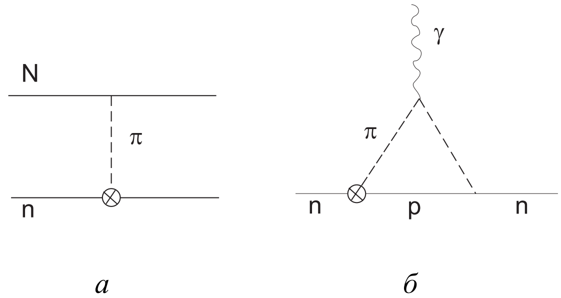

Рис. 2. Диаграмма однопионного обмена (а), вклад пионной петли в ЭДМ нейтрона (б); P-, T-нарушающая вершина отмечена крестиком

Три последних слагаемых в (4) нарушают пространственную четность и инвариантность относительно обращения времени. В рамках однопионного обмена [11] можно вывести соответствующий потенциал нуклон-нуклонного взаимодействия:

$$V_{PT}^{(\pi)} = \frac{1}{2m_N m_\pi^2}(g_\pi \overline{g}_\pi^{(0)}(\boldsymbol{\tau}\boldsymbol{\tau}_1)(\boldsymbol{\sigma}-\boldsymbol{\sigma}_1)+$$
$$+g_\pi \overline{g}_\pi^{(1)}\Big((\tau_1^z+\tau^z)(\boldsymbol{\sigma}-\boldsymbol{\sigma}_1)+(\tau_1^z-\tau^z)(\boldsymbol{\sigma}+\boldsymbol{\sigma}_1)\Big)+$$
$$+g_\pi \overline{g}_\pi^{(2)}(3\tau^z\tau_1^z-\boldsymbol{\tau}\boldsymbol{\tau}_1)(\boldsymbol{\sigma}-\boldsymbol{\sigma}_1))\cdot\nabla\delta^{(3)}(\mathbf{r}), \quad (5)$$

где вследствие малой энергии нейтронов для простоты принимается, что взаимодействие имеет нулевой радиус действия. Полученное P-, T-нечетное нуклон-нуклонное взаимодействие позволяет найти P-, T-нечетный потенциал взаимодействия нейтрона с ядром. Предположим для простоты, что ядро состоит из одинакового количества протонов и нейтронов с пространственным распределением $\rho(\mathbf{r})$, нормированным на единицу: $\int \rho(\mathbf{r})d^3\mathbf{r}=1$. Усреднение нуклон-нуклонного взаимодействия приводит к нейтрон-ядерному потенциалу следующего вида:

$$V_{\text{NPT}} = -\frac{A}{m_N m_\pi^2} g_\pi \overline{g}_\pi^{(1)}\boldsymbol{\sigma}\nabla\rho(\mathbf{r}), \quad (6)$$

где A – число нуклонов в ядре, а также использовано соотношение

$$\int \rho(\mathbf{r}')\nabla\delta^{(3)}(\mathbf{r}-\mathbf{r}')d^3\mathbf{r}' = \nabla\rho(\mathbf{r}).$$

Слагаемые из (5), которые пропорциональны $\overline{g}_\pi^{(0)}$ и $\overline{g}_\pi^{(2)}$, не дают вклада в потенциал нуклон-ядерного взаимодействия, поскольку их изоспиновая зависимость приводит к противоположному знаку для $n-n$ и $n-p$ взаимодействий, в то время как мы предполагали равное число нейтронов и протонов в ядре.

Следующий шаг состоит в расчете амплитуды упругого рассеяния нейтрона на ядре в первом порядке по переданному импульсу $\mathbf{q}$:

$$f_{\text{NPT}}(\mathbf{q}) = -\frac{m_N}{2\pi}\int V_{\text{NPT}}(\mathbf{r})e^{-i\mathbf{qr}}d^3r = iA\frac{g_\pi \bar{g}_\pi^{(1)}}{2\pi}\frac{\boldsymbol{\sigma}\mathbf{q}}{m_\pi^2}, \tag{7}$$

где мы положили $\rho(\mathbf{r}) = A\delta^{(3)}(\mathbf{r})$ для упрощения расчета.

Как уже говорилось, другим источником нарушения P-, T-инвариантности является взаимодействие электрического дипольного момента нейтрона с электрическим полем:

$$V_{\text{EDM}} = -d_n\,\boldsymbol{\sigma}\mathbf{E} = d_n\,\boldsymbol{\sigma}\nabla\left(\frac{Ze}{r}\exp(-r/R_a)\right) = -d_n Z\,e\frac{(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{r})}{r}\left(\frac{1}{r^2}+\frac{1}{rR_a}\right)\exp(-r/R_a), \tag{8}$$

Вычисление амплитуды рассеяния для этого случая приводит к следующему выражению:

$$\begin{aligned} f_{\text{EDM}}(\mathbf{q}) &= \frac{m_n}{2\pi}d_n\,Z\,e\int\frac{(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{r})}{r}\left(\frac{1}{r^2}+\frac{1}{rR_a}\right)\exp(-r/R_a)e^{-i\mathbf{qr}}d^3\mathbf{r} = \\ &= -2\,i\,m_n\,d_n Ze\frac{(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{q})}{q^2}\left(1-\frac{1}{1+q^2R_a^2}\right), \end{aligned} \tag{9}$$

где радиус экранирования считается равным радиусу атома R_a.

Следует заметить, что электрический дипольный момент нейтрона также может быть выражен через константы пион-нуклонного взаимодействия [12]:

$$d_n = \frac{e}{4\pi^2 m_n}g_\pi \bar{g}_\pi^{(0)}\ln\frac{m_n}{m_\pi}, \tag{10}$$

что дает возможность сравнивать величину амплитуд упругого рассеяния даваемых выражениями (7) и (9). Окончательный вывод состоит в том, что вклад от взаимодействия ЭДМ нейтрона с электрическим полем атома в угол вращения поляризации нейтрона в кристалле намного больше вклада, возникающего из-за P-, T-нечетных короткодействующих ядерных взаимодействий (ср. вторую и пятую колонки таблицы), если сделать достаточно естественное предположение $\bar{g}_\pi^{(0)} \approx \bar{g}_\pi^{(1)}$.

Однако можно задать вопрос, что произойдет, если наблюдение вращения спина проводить в окрестности *p*-резонансов составного ядра. Как известно, P-нечетные и P-, T-нечетные эффекты ядерного происхождения претерпевают существенное усиление в этом случае.

В окрестности *p*-резонанса в предположении, что вблизи расположен *s*-резонанс, амплитуда рассеяния имеет вид [13, 14]

$$f_{PT}^{res}(\mathbf{q}) = \frac{(\boldsymbol{\sigma}\mathbf{q})}{k^2}\frac{\gamma_p W_{ps}\gamma_s}{(E-E_p+i\Gamma_p)(E_s-E_p)}, \tag{11}$$

где γ_p – амплитуда захвата в *p*-резонанс, γ_s – амплитуда захвата в *s*-резонанс, W_{sp} – матричный элемент P-, T-нечетного взаимодействия между *s*- и *p*-состояниями компаунд-ядра. Амплитуда захвата в *p*-резонанс подавлена по сравнению с амплитудой захвата в s-резонансе: $\gamma_p = (kR)\gamma_s$, где R – радиус ядра. В соответствии с теорией реакций, идущих через составное ядро, $\Psi_p = \sum_m^N C_{pm}\psi_m$, где ψ_m – базисные волновые функции оболочечной модели и $N \sim 10^6$ число «главных» компонент в волновой функции составного ядра [13, 14]. Коэффициенты C_{pm}, так же как C_{sm}, являются случайными величинами, что приводит к следующей формуле для матричного элемента между компаунд состояниями: $W_{sp} = W/\sqrt{N}$, где W – характерная величина одночастичного Р-, Т-нечетного взаимодействия, которая, согласно (6), может быть оценена как $W = \frac{g_\pi \bar{g}_\pi^{(1)} A}{m_n m_\pi^2 R^4}$. Следует отметить, что не только одночастичное взаимодействие (6) дает вклад в матричный элемент, но также и исходное двухчастичное взаимодействие (5). Таким образом, по-видимому, вклад в матричный элемент W от слагаемых, пропорциональных $\bar{g}_\pi^{(0)}$ и $\bar{g}_\pi^{(2)}$, такого же порядка, как от $\bar{g}_\pi^{(1)}$. Принимая во внимание оценку для интервала энергий между s- и p-резонансами $E_s - E_p = \Delta E/N$, где ΔE = 7 МэВ – типичная разность энергий между состояниями оболочечной модели, мы приходим к следующему виду амплитуды упругого рассеяния:

$$f_{PT}^{res}(q) = \frac{(\boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{q})}{k^2}\frac{1}{kR}\frac{\sqrt{N}\,W}{\Delta E}\frac{\gamma_p^2}{\Gamma_p} \qquad (12)$$

в окрестности p-резонанса, когда $E - E_p = \Gamma_p$.

Существует еще один метод оценки Р-, Т-нечетной резонансной амплитуды – использование результатов измерений Р-нечетного вращения спина в ^{139}La [15–18]. Из результатов этих экспериментов можно оценить отношение матричного элемента Т-инвариантного Р-нечетного взаимодействия между s- и p-резонансами к разности энергий резонансов [15–18]:

$$\frac{\tilde{W}_{sp}}{E_s - E_p} = \frac{1.7\times10^{-3}}{38} = 4.5\times10^{-5}. \qquad (13)$$

Можно предположить, что данный матричный элемент происходит от Р-нечетного взаимодействия, которое описывается мезон-нуклонным лагранжианом, состоящим из сильного и Р-нечетного слагаемых [19]:

$$L = ig_\pi \bar{N}\gamma_5(\boldsymbol{\tau}\cdot\boldsymbol{\pi})N + h_\pi\,\bar{N}(\boldsymbol{\tau}\times\boldsymbol{\pi})_3 N, \qquad (14)$$

из которого можно получить Р-нечетное нуклон-нуклонное взаимодействие следующего вида:

$$V(r) = i\frac{g_\pi h_\pi}{2\sqrt{2}m_n m_\pi^2}(\boldsymbol{\tau}_1\times\boldsymbol{\tau}_2)_3(\boldsymbol{\sigma}_1+\boldsymbol{\sigma}_2)[(\hat{\mathbf{p}}_1-\hat{\mathbf{p}}_2),\delta^{(3)}(\mathbf{r})]. \qquad (15)$$

Далее можно предположить, что коэффициент пропорциональности, который определяется сложной структурой компаунд состояний, между произведением констант $g_\pi h_\pi$ (Р-нечетное Т-четное взаимодействие) и матричным элементом $\tilde{W}_{sp}$ такой же, как для констант $g_\pi \overline{g}_\pi^{(i)}$ (Р-нечетное Т-нечетное взаимодействие) и матричного элемента W_{sp}. В результате находим W_{sp}:

$$W_{sp} = \frac{g_\pi \overline{g}_\pi^{(i)}}{g_\pi h_\pi} \tilde{W}_{sp}, \tag{16}$$

где $g_\pi = 13$ и оценка для Р-нечетной константы h_π приведена в [19, 20]: $h_\pi = 1.9 \times 10^{-7}$. Значения других необходимых параметров: полная ширина p-резонанса $\Gamma_p = 0.045$ эВ, нейтронная ширина резонанса $\Gamma_p^n = 3.6 \times 10^{-8}$ эВ, нейтронная ширина s-резонанса $\Gamma_s^n = 0.1$ эВ, интервал энергии до ближайшего s-резонанса $E_s - E_p \sim 38$ эВ [19, 20].

Перейдем к оценке угла поворота спина нейтрона. Будем рассматривать наиболее выгодную геометрию отражения назад (угол Брэгга равен 180°). Для α_B (3), описывающего расстройку от выполнения точного условия Брэгга, имеем

$$\alpha_B = 4\left(\Delta k/k + \Delta\theta^2\right), \tag{17}$$

поскольку $\tau = 2k$. Параметр $\Delta\theta \sim 10^{-3}$ определяется мозаичностью кристалла и при этом должно быть $\Delta k/k = \Delta\theta^2 = 10^{-6}$. Оставшиеся параметры следующие: $L = 0.5$ м, $u = 0.1\,\text{Å}$, $V^{1/3} = 5\,\text{Å}$, $R_a = 2\,\text{Å}$, $R = 1.45A^{1/3}$ фм, где $A = 139$ массовое число ядра, $Z = 57$ заряд. Фактор $s(\tau)$, описывающий нецентросимметричность кристалла, взят равным единице, поскольку в большинстве пьезоэлектрических кристаллов центральная симметрия нарушена сильно. Величина электрического дипольного момента нейтрона взята 10^{-26} e·см, соответствующее этому значению произведение констант $g_\pi \overline{g}_\pi^{(i)}$ находится из уравнения (10) в предположении, что Р-, Т-нарушающие константы $\overline{g}_\pi^{(1)}$, $\overline{g}_\pi^{(2)}$, $\overline{g}_\pi^{(3)}$ одного порядка величины. Следует заметить, что, кроме того, $\Delta\theta$ должно быть больше мозаичности кристалла (типичная величина 10^{-3}–10^{-4}), оно также должно удовлетворять условию слабости дифракции: $\alpha_B = 4(\Delta\theta^2 + \Delta k/k) >> \frac{4\pi}{k^2 V} f_s$.

Подводя итог, можно сделать вывод, что ЭДМ нейтрона вносит главный вклад во вращение спина нейтрона в условиях дифракции в нецентросимметричном кристалле при энергиях тепловых нейтронов около 0.003 эВ (см. таблицу). Необходимое число нейтронов для измерения угла поворота спина составляет $N_{tot} = 1/\phi_{EDM}^2 = 7 \times 10^7$ и, например, при потоке нейтронов на дне канала реактора $N_0 = 10^{15}$ нейтрон/(см^2·с) и площади кристалла S = 30×30 см^2 время накопления данных составит всего $T = N_{tot}/(N_0 S \frac{\Delta\theta}{\pi} 2 \frac{\Delta k}{k}) \approx 0.12$ с.

Угол вращения спина нейтрона: ϕ_{EDM} – из-за вклада ЭДМ нейтрона, ϕ_{NPT}, ϕ_{res} – из-за Р-, Т-нечетных ядерных сил при потенциальном и резонансном рассеянии соответственно

E, eV	$\Delta\theta$	$\Delta k/k$	$\frac{4\pi}{k^2V} f_s$	ϕ_{EDM}	ϕ_{res}	ϕ_{NPT}
0.003	10^{-3}	10^{-6}	5.6×10^{-6}	1.2×10^{-4}	–	2.8×10^{-11}
0.1	10^{-3}	10^{-6}	1.7×10^{-7}	6.9×10^{-8}	–	6.7×10^{-13}
0.73	10^{-3}	10^{-6}	2.4×10^{-8}	2.9×10^{-10}	* 8.3×10^{-9}	2.0×10^{-14}
					** 5.6×10^{-10}	
0.73	10^{-3}	10^{-8}	2.4×10^{-8}	2.9×10^{-8}	* 8.3×10^{-7}	2.0×10^{-12}
					** 5.6×10^{-8}	

Примечание. Величины, помеченные *, соответствуют оценкам по формуле (12), в то время как величины, помеченные **, соответствуют оценкам, следующим из уравнений (11), (13), (16).

В области энергий около 0.73 эВ, соответствующей p-резонансу лантана $^{139}\mathrm{La}$, главный вклад вносят Р-, Т-нечетные ядерные силы (см. последнюю и предпоследнюю строки таблицы случай *). Однако требуемое число нейтронов для этого случая составляет $N_{tot} = 1.5\times10^{12}$ и при том же потоке нейтронов и площади кристалла требуемое время $T = 30$ дней. Таким образом, эксперимент в резонансной области имеет смысл проводить только на специализированных реакторах, в которых поток нейтронов с энергией 1 эВ намного больше, чем с энергией 0.001–0.003 эВ.

Литература

1. *Baker C. A.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2006. Vol. 97. P. 131801.
2. *Shull C .G., Nathans R.* // Phys. Rev. Lett. 1967. Vol. 19. P. 384.
3. *Forte M.* // J. Phys. G. 1983. Vol. 9. P. 745.
4. *Forte M., Zagen C.* // Nucl. Inst. Meth. A. 1989. Vol. 284. P.147.
5. *Fedorov V. V., Voronin V. V., Lapin E. G.* // J. Phys. G. 1992. Vol. 18. P. 1133.
6. *Барышевский В. Г.* // Ядерная физика. 1995. Т. 58. С. 1558.
7. *Baryshevsky V. G.* // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 1997. Vol. 23. P. 509.
8. *Лапин Е. Г.* и др. // Письма ЖЭТФ. 2001. Т. 74. С. 279.
9. *Fedorov V.V.* et al. // Appl. Phys. 2002. Vol. A74. P. s91.
10. Для простоты мы привели выражение для фактора $s(\tau)$ справедливое только для кристалла, состоящего из одного вида атомов. В общем случае необходимо рассматривать сумму общего вида $\sum_{jl} f_j(\boldsymbol{\tau}) f_l(-\boldsymbol{\tau}) \exp(i\boldsymbol{\tau}(\mathbf{R}_j - \mathbf{R}_l))$ [6, 7], где $\mathbf{R}_j$ – положение атома в ячейке кристалла и f_j – соответствующая амплитуда рассеяния.

11. *Liu C.-P., Timmermans R. G. E.* // Phys. Rev. C. 2004. Vol. 70. P. 055501.
12. *Pospelov M, Ritz A. //* Ann. Phys. (N.Y.). 2005. Vol. 318. P. 119.
13. *Bunakov V. E,.Gudkov V. P. //* J. de Phys. (Paris). 1984. Vol. 45. P. C3.
14. *Сушков О. П., Фламбаум В. В.* // Письма ЖЭТФ. 1980. Т. 32. С. 377.
15. *Алфименков В. П.* и др. // Письма ЖЭТФ. 1982. Т. 35. С. 42.
16. *Весна В. А.* и др.// Изв. Акад. Наук. СССР, сер. физ. 1982. Т. 46. С. 2116.
17. *Haseyama T.* et al. // Phys. Lett. B. 2002. Vol. 534. P. 39.
18. *Серебров А. П.* и др. // Письма ЖЭТФ 1995. Т. 62. С. 529.
19. *Zhu S.-L* et al. // Nucl. Phys. A. 2005. Vol. 748. P. 435.
20. *Shwe H., Cote R. E., Prestwich W. V.* // Phys. Rev. 1967. Vol. 159. P. 1050.

SENSITIVITY OF THE NEUTRON CRYSTAL DIFFRACTION EXPERIMENT TO THE NEUTRON EDM AND TO THE NUCLEAR P-, T-VIOLATING FORCES

V. G. Baryshevsky, S. L. Cherkas

We establish a link between an angle of the neutron polarization rotation in a crystal diffraction experiment and constants of the P-, T-violating interactions. The consideration applies to the energy range of thermal and resonance neutrons.