



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P4-85-154

Е.Е.Радеску

НАВЕДЕННЫЕ  
АНАПОЛЬНЫЕ (ТОРОИДНЫЕ) МОМЕНТЫ  
И ФИЗИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ,  
СВЯЗАННЫЕ С НОВЫМ ТИПОМ  
ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ

Направлено в "Письма в ЖЭТФ"

1985

Зельдович<sup>/1/</sup> рассмотрел новый вид электромагнитного взаимодействия / T-инвариантное, P-нарушающее/ и ввел новую статическую характеристику для спиновых частиц, интерпретируемую в виде замкнутого тороидального тока - анаполь. В последнее время в рамках единой теории электрослабых взаимодействий было изучено анапольное взаимодействие в атомной физике<sup>/2/</sup>, а также были оценены собственные анапольные моменты лептонов, кварков<sup>/3/</sup> и ядер<sup>/4/</sup>. С другой стороны, развитие суперсимметрии и теории нейтрино привели к более тщательному исследованию майорановских фермионов. При этом оказалось<sup>/5/</sup>, что единственной электромагнитной структурой, которую могут иметь такие частицы со спином 1/2, является именно анаполь Зельдовича. Цель настоящей заметки - обсудить физические эффекты, связанные не с собственными анапольными /тороидными/ моментами, а с соответствующими моментами, индуцированными в системе внешним током.

Приведем сначала мультипольное разложение<sup>/6/</sup> классической плотности тока  $\vec{j}(\vec{x}, t)$  с учетом членов, включающих тороидный дипольный момент /ананоль/:

$$\begin{aligned} j_i(\vec{x}, t) = & \dot{Q}_i \delta^3(\vec{x}) - [\dot{Q}_{ik} - \epsilon_{ikl} M_l + \frac{1}{6} \delta_{ik} \dot{\Gamma}^2] \partial_k \delta^3(\vec{x}) + \\ & + \frac{1}{2} [2\dot{Q}_{ijk} + \frac{1}{10} (\delta_{ij} \dot{\Gamma}_k^2 + \delta_{ik} \dot{\Gamma}_j^2) - \frac{1}{3} (\epsilon_{ijl} M_{kl} + \epsilon_{ikl} M_{jl}) + \\ & + (\delta_{ik} T_j + \delta_{ij} T_k - 2\delta_{jk} T_i)] \partial_j \partial_k \delta^3(\vec{x}) + \dots \end{aligned} \quad /1/$$

$Q_i, M_i, \dot{\Gamma}^2, \dot{\Gamma}_i^2, Q_{ij}, M_{ij}, Q_{ijk}$  - суть обычные электрический и магнитный диполи, среднеквадратические радиусы заряда и диполя, зарядовый и магнитный квадруполь и зарядовый октуполь /подразумевается суммирование по повторяющимся индексам/, а

$$T_i(t) = \frac{1}{10} \int (\dot{x}_i \dot{x}_k - 2\dot{x}^2 \delta_{ik}) j_k(\vec{x}, t) d^3x \quad /2/$$

есть дипольный тороидный момент<sup>/6/</sup>. Когда система токов, характеризуемая плотностью  $\vec{j}(\vec{x}, t)$ , взаимодействует с внешним полем  $\vec{A}^{ext}(\vec{x}, t)$ , возникает<sup>/1,6/</sup> следующий вклад в энергию:  $W(t) = -\vec{T}(t) \times [\nabla \times \vec{H}^{ext}]_{\vec{x}=0,t} = -\vec{T}(t) [4\pi \vec{J}^{ext} + \vec{D}^{ext}]_{\vec{x}=0,t}$  /в последней квадратной скобке стоит сумма внешнего тока проводимости и тока смещения/. В соответствии с правилами нестационарной теории возмущений отклик квантовой системы на рассматриваемое контак-



ное взаимодействие описывается следующей динамической поляризуемостью  $\gamma$ :

$$\gamma_{ij}(\omega) = \sum_n \left[ \frac{\langle 0 | T_i | n \rangle \langle n | T_j | 0 \rangle}{\omega_{n0} - \omega - i\epsilon} + \frac{\langle 0 | T_i | n \rangle \langle n | T_j | 0 \rangle}{\omega_{n0} + \omega + i\epsilon} \right] \quad /3/$$

( $\omega_{n0} = E_n - E_0$ ,  $E_0$  и  $E_n$  - энергии основного и возмущенных состояний), подобно тому, как отклик на возбуждения  $-\vec{Q}\vec{E}^{ext}$  или  $-\vec{M}\vec{H}^{ext}$  выражается через обычные коэффициенты электрической и магнитной поляризуемости системы  $\alpha_{ij}(\omega)$ ,  $\beta_{ij}(\omega)$ . Итак, безотносительно к тому, имеет или нет система собственный тороидный момент, она приобретает наведенный тороидный момент с фурье-компонентами  $T_i^{ind}(\omega) = \gamma_{ij}(\omega) [\nabla \times \vec{H}^{ext}(\omega)]_j$ . Никакого нарушения дискретных симметрий при этом не требуется, поскольку в данном случае имеется выделенное направление внешнего поля или тока.

Используя правильное мультипольное разложение /1/, можно вывести низкоэнергетическую теорему для комптоновского рассеяния с учетом членов четвертого порядка по частоте фотона. В стандартных обозначениях имеем следующую формулу для матричного элемента S-матрицы:

$$\langle p', k' | S | p, k \rangle = \delta_{if} + i(2\pi)^4 \delta^4(p' + k' - p - k) e_m^*(k') T_{mn} e_n(k),$$

$$T_{mn} = [(2\pi)^3 \delta^3(p=0)]^{-2} \sum_n \left[ \frac{\langle p' | F_m(-k') | n \rangle \langle n | F_n(k) | p \rangle}{\omega_n - \omega_0 - k_0 - i\epsilon} (2\pi)^3 \delta^3(p+k-n) + \frac{\langle p' | F_n(k) | n \rangle \langle n | F_m(-k') | p \rangle}{\omega_n - \omega_0 + k_0 - i\epsilon} (2\pi)^3 \delta^3(p'-k-n) \right],$$

$$F_n(k) = ik_0 A_n(k) + B_n(k), \quad /4/$$

$$A_n(k) = Q_n + ik_1 \left( Q_{ni} + \frac{1}{6} \delta_{ni} \vec{r}^{-2} \right) - \frac{1}{2} k_i k_j \left[ 2Q_{nij} + \frac{1}{10} (\delta_{ni} \vec{r}^{-2} + \delta_{nj} \vec{r}^{-2}) \right] + \dots$$

$$B_n(k) = -ik_1 \epsilon_{nij} M_j - \frac{1}{2} k_i k_j \left[ -\frac{1}{3} (\epsilon_{nil} M_{jl} + \epsilon_{njl} M_{il}) + (\delta_{ni} T_j + \delta_{nj} T_i - 2\delta_{ji} T_n) \right] + \dots$$

/Все мультипольные операторы в /4/ взяты при  $t=0$ /. Это разложение обобщает результат Петрунькина /7/, поскольку включает все необходимые члены следующего порядка по энергии фотона. В лабораторной системе ( $\vec{p}=0$ ,  $k_0 = \omega$ ,  $k'_0 = \omega'$ ,  $(k, k') = \omega \omega' \cos \theta$ ) тороид - тороидная (T, T) часть в  $T_{mn}$  получается в виде  $T_{mn}^{(T, T)} = \gamma_{ij}(0) (k'_i k'_m - \omega'^2 \delta_{im}) \cdot (k_j k_n - \omega^2 \delta_{jn})$ , т.е. определяется через статическую ( $\omega=0$ )  $\gamma$ -поляризуемость, которая определена в /3/. Следовательно, интерференция спин-независимой части (T, T)-рас-

сеяния  $\gamma \omega'^2 \omega^2 e^*(\vec{k}') e(\vec{k}) (y_{ij}(0) \rightarrow \gamma \delta_{ij})$  с томпсоновской амплитудой  $-2(Ze)^2 e^*(\vec{k}') e(\vec{k})$  /для системы с зарядом  $Ze (e^2 = 1/137)$  и массой  $m$  / ведет к вкладу  $-(Ze)^2 \gamma \omega^4 (1 + \cos^2 \theta_L) / m$  в усредненное по поляризациям дифференциальное сечение  $d\sigma/d\Omega$ . Этот вклад следует сравнить с вкладами  $^{8/} -(Ze)^2 a_{E2} \omega^4 \cos^3 \theta_L / 6m$  и  $(Ze)^2 \beta_{M2} \omega^4 (1 - 3\cos^2 \theta_L) / 12m$ , возникающими от интерференции томпсоновского рассеяния с рассеянием за счет квадрупольных, электрической и магнитной поляризуемостей  $\alpha_{E2}$  и  $\beta_{M2}$ . Хотя измерение коэффициента  $\gamma$  в комптоновском рассеянии в принципе и возможно, но непосредственное извлечение его из данных для  $d\sigma/d\Omega$  при низких энергиях затруднено тем, что структура  $\omega^4 (1 + \cos^2 \theta_L)$  в  $d\sigma/d\Omega$  определяется не одной только величиной  $\gamma$ , а комбинацией  $\gamma + \alpha'$ , где  $\alpha' = [da(\omega)/d\omega^2]_{\omega=0}$  /здесь  $\alpha_{ij}(\omega) \rightarrow a(\omega) \delta_{ij}$ /. Тем не менее само присутствие константы  $\gamma$  в амплитуде ведет к новым физическим следствиям, так как  $\gamma$  и  $\alpha'$  отражают разные явления в системе:  $\alpha(\omega)$  связана с распределением заряда, в то время как  $\gamma(\omega)$  определяется той частью распределения тока, которая не учитывается через магнитную поляризуемость  $\beta(\omega)$ .

Для оценки порядка величины обсуждаемого эффекта рассмотрим частный случай  $\pi^\pm$ -мезона. Наинизшее возбужденное состояние, которое должно рассматриваться в /3/ - это  $A_1 (m_A = 1270 \text{ МэВ})$  - мезон. С использованием  $A_1 \pi \gamma$  вершины:  $2g_A \phi_\pi F^{\mu\nu} \mathcal{F}^{\mu\nu} / \phi_\pi F^{\mu\nu} \mathcal{F}^{\mu\nu}$  - поля  $\pi$ -мезона, фотона и  $A_1$ -мезона/ и связи /9/ между  $g_A$  и радиационной шириной  $\Gamma(A_1 \rightarrow \pi \gamma) \approx 0,6 \text{ МэВ}$ , получаем  $\gamma_\pi^{(A_1)} \approx 1,2 \times 10^{-5} \text{ фм}^5$ ,  $\alpha'_\pi^{(A_1)} \approx 0,8 \times 10^{-5} \text{ фм}^5$ . Из этой оценки видно, что оба члена в сумме  $\gamma_\pi + \alpha'_\pi$  сравнимы друг с другом и имеют тот же самый порядок величины, что и обычные квадрупольные электрическая и магнитная поляризуемости пиона /см. численные оценки для последних в /8b/.

Отметим также, что за счет  $\gamma$ -поляризуемости, введенной в данной работе, возникают дополнительные, в некотором смысле необычные, ван-дер-ваальсовы силы. Они будут рассмотрены отдельно /10/.

Автор благодарен П.С.Баранову, Б.Н.Валуеву, С.Б.Герасимову и А.И.Лебедеву за обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я.Б. ЖЭТФ, 1957, 33, с. 1531.
2. Хрипович И.Б. Несохранение четности в атомных явлениях. М., "Наука", 1981.
3. Рекало М.П. Ядерная физика, 1978, 28, с. 1654; Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, с. 299.
4. Фламбаум В.В., Хрипович И.Б., Сушков О.П. Препринт ИЯФ, 1984, 84-89, Новосибирск.



5. Кобзарев И.Ю., Окунь Л.Б. В кн.: Проблемы теоретической физики. "Наука", М., 1972, с. 219; Kayser V. Phys.Rev., 1982, D26, p. 1162.
6. Дубовик В.М., Чешков А.А. ЭЧАЯ, 1974, 5, с. 791; Дубовик В.М., Тосунян Л.А. ЭЧАЯ, 1984, 14, с. 1193.
7. Петрунькин В.А. ЭЧАЯ, 1981, 12, с. 692.
8. (a) Guiasu I., Radescu E.E. Phys.Rev., 1978, D18, p. 651;  
(b) Annals of Physics, N.Y., 1979, 120, p. 145.
9. Filkov L.V., Guiasu I., Radescu E.E. Phys. Rev., 1982, D26, p. 3146.
10. Радеску Е.Е. ОИЯИ, Р4-85-155, Дубна, 1985.

Рукопись поступила в издательский отдел  
28 февраля 1985 года.

Радеску Е.Е. Р4-85-154  
Наведенные анапольные /тороидные/ моменты и физические эффекты, связанные с новым типом поляризуемости

Показано, что физические системы, не обладающие собственными анапольными /тороидными/ моментами, в присутствии внешнего тока могут приобрести соответствующие индуцированные моменты без сопутствующего нарушения P- и T-инвариантности. Изучается роль возникающей таким образом новой поляризуемости  $\gamma$  в комптоновском рассеянии. Оценивается  $\gamma$ -поляризуемость  $\pi^\pm$ -мезона.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод Т.Ю.Думбрайс

Radescu E.E. P4-85-154  
Induced Anapole (Toroid) Moments and Physical Effects  
Related to a New Type of Polarizability

It is shown that physical systems not possessing anapole (toroid) moments may well get induced ones in the presence of an external current without any need of P, T-violations. The role played in Compton scattering by the new type of polarizability  $\gamma$  which so appears is investigated. The  $\gamma$ -polarizability of the charged pion is estimated.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985