

ПРОВЕРКА Т-ИНВАРИАНТНОСТИ В РАСПАДЕ  $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu + \gamma$

А.И.Вайнштейн, Б.Л.Иоффе

В работе [1] была предложена гипотеза нарушения инвариантности относительно отражения времени в электромагнитных взаимодействиях адронов. В настоящем письме рассматривается возможность проверки этой гипотезы в радиационном распаде  $\bar{K}$ - мезона

$$\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu + \gamma$$

путем наблюдения поляризации  $\gamma$ - квантов.

Экспериментальные данные по этому распаду приводятся в [2,3]. В работах [4-6] проводится теоретическое рассмотрение. Матричный элемент представляется в виде суммы трех частей, соответствующих сопровождающему излучению, векторному и аксиально-векторному переходам.

$$M = M_{IV} + M_V + M_A, \quad (1)$$

$$M_{IV} = -i\sqrt{4\pi\alpha} \frac{fmG}{\sqrt{2}} \psi \bar{u}_e \left[ \frac{(Ap)}{(kp)} - \frac{(A\bar{p})}{(k\bar{p})} + \frac{F_{\mu\nu} S_{\mu\nu}}{4(kp)} \right] (1 + \gamma_5) u_\nu, \quad (2)$$

$$M_V = i\alpha\sqrt{4\pi\alpha} \frac{G_V}{\sqrt{2}} \psi \tilde{F}_{\mu\nu} \tilde{J}_\mu P_\nu, \quad (3)$$

$$M_A = i\beta\sqrt{4\pi\alpha} \frac{G_A}{\sqrt{2}} \psi F_{\mu\nu} \tilde{J}_\mu P_\nu, \quad (4)$$

где

$$F_{\mu\nu} = A_\mu k_\nu - A_\nu k_\mu, \quad \tilde{F}_{\mu\nu} = \frac{i}{2} \epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} F_{\lambda\sigma},$$

$$\tilde{J}_\mu = \bar{u}_e \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u_\nu.$$

$P$  - импульс  $\bar{K}$ - мезона,  $p$ - электрона,  $k$ -  $\gamma$ - кванта, а величины  $|f|^2$  и  $|a|^2$  выражаются [4] соответственно через вероятности процессов  $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu$  и  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$

$$W_{e+\nu} = \frac{G^2 |f|^2 m^2 \mu}{8\pi}, \quad W_{\pi^0} = \frac{\pi}{4} \alpha^2 |a|^2 \mu^3. \quad (5)$$

Известно [4], что в случае Т-инвариантности  $f$ ,  $a$ ,  $b$  - действительные величины. При нарушении Т-инвариантности величина  $\lambda = \frac{bG}{aG_V}$  должна быть, вообще говоря, комплексной

$$\lambda = \lambda' + i\lambda''.$$

При этом, если, как это предполагается в работе [1], в электродинамике адронов имеет место стопроцентное нарушение Т-инвариантности, то  $\lambda'$  и  $\lambda''$  должны быть одного порядка.

Дифференциальная вероятность  $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu + \gamma$  распада с испусканием плоско-поляризованного кванта имеет вид (сопровождающее излучение не интерферирует с остальными частями, если пренебречь лептонной массой)

$$dW = dW_{IB} + dW_{V+A}, \quad (6)$$

$$dW_{IB} = W_{e+\nu} \frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{1+\cos\theta}{1-\cos\theta} \frac{dx}{x} d\theta \frac{1}{[2-x(1-\cos\theta)]^2} \times$$

$$\times \left[ \frac{1}{2}(1-x)^2 + \frac{1}{2} + (2(\vec{e}\vec{n}_1) - 1)(1-x) \right], \quad (7)$$

$$dW_{V+A} = \frac{1}{32\pi^4} W_{\pi^0} \frac{G_V^2 \mu^4}{\alpha} \frac{(1-x)^2 x^3 dx d\theta}{[2-x(1-\cos\theta)]^3} \times$$

$$\times \left\{ \frac{(1+|\lambda|^2)}{2} \left[ 2-x(1-\cos\theta) + \frac{2(1-x)\sin^2\theta}{2-x(1-\cos\theta)} \right] - \right.$$

$$- \lambda' \left[ x(1-\cos\theta) + 2\cos\theta \right] + \frac{(1-x)\sin^2\theta}{2-x(1-\cos\theta)} \times$$

$$\left. \times \left[ (1-|\lambda|^2)(2(\vec{e}\vec{n}_1) - 1) + 4\lambda''(\vec{e}\vec{n}_1)(\vec{e}\vec{n}_2) \right] \right\}. \quad (8)$$

Здесь  $\vec{e}$  - единичный вектор плоской поляризации фотона,  $x$  - его энергия в долях от максимально возможной  $k = x\mu/2$ ,  $\theta$  - угол между импульсами электрона и  $\gamma$ -кванта,  $\vec{n}_1$  и  $\vec{n}_2$  - единичные векторы, ортогональные импульсу  $\gamma$ -кванта,  $\vec{n}_2$  расположен в плоскости распада,  $\vec{n}_1$  - нормаль к этой области.

$$\vec{n}_1 = \frac{[\vec{k}, [\vec{p}, \vec{k}]]}{|[\vec{k}, [\vec{p}, \vec{k}]]|}, \quad \vec{n}_2 = \frac{[\vec{k}, \vec{p}]}{|[\vec{k}, \vec{p}]|}. \quad (9)$$

То обстоятельство, что в (8) пропорциональный  $\lambda''$  член является Т-нечетным, можно непосредственно увидеть из (8), заметив, что при обращении времени  $\vec{n}_1 \rightarrow -\vec{n}_1$ ,  $\vec{n}_2 \rightarrow -\vec{n}_2$  и  $\vec{e} \rightarrow -\vec{e}$ .

Для наблюдения нарушающего Т-инвариантность члена наиболее целесообразно измерять плоскую поляризацию фотонов в направлении, составляющем угол в  $45^\circ$  с векторами  $\vec{n}_1$  и  $\vec{n}_2$ , когда этот член максимален. При отсутствии такого члена вероятность  $w$  того, что фотон окажется поляризованным в этом направлении, равна  $\frac{1}{2}$ . Для оценки ожидаемого эффекта в случае нарушения Т-инвариантности запишем вероятность  $w$ , проинтегрированную по энергии  $\gamma$ -кванта от  $x_{min}$  до 1 в виде

$$w = \frac{1}{2} (1 + \lambda'' f(\theta)). \quad (10)$$

Из экспериментальных данных [3] можно определить лишь связь  $|\lambda|^2$  и  $\lambda'$ . (Мы считаем [6]  $\tau_{x_0} = 0,74 \cdot 10^{-16}$  сек.)

$$|\lambda|^2 + 1,72\lambda' - 0,7 = 0. \quad (11)$$

$1 - \cos \theta$	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0
$f(\theta)$	0,21	0,29	0,43	0,58	0,44	0,00

Значения  $f(\theta)$  при  $|\lambda|^2 = 2$  и  $x_{min} = 0,3$  собраны в таблице.  $f(\theta)$  достигает максимального значения 0,58 при  $\theta \approx 127^\circ$ . Если считать, что в случае полного нарушения Т-инвариантности  $\lambda'' \sim 1$ , то эффект оказывается довольно большим.

Поступило в редакцию

2 марта 1966 г.

## Литература

- [1] J. Bernstein, G. Feinberg, T. D. Lee. Phys. Rev., 139B, 1650, 1965.
- [2] А.Ф. Дунайцев, К.Д. Прокошкин и др. ЖЭТФ, 42, 1422, 1962.
- [3] P. Derommier et al. Phys. Lett., 7, 285, 1963.
- [4] В.Г. Вакс, Б.Л. Иоффе. ЖЭТФ, 35, 221, 1958.
- [5] S. Bludman, J. Young. Phys. Rev., 118, 602, 1960.
- [6] D. Neville, Phys. Rev., 124, 2037, 1961.
- [7] G. Bellettini et al. Phys. Lett., 18, 333, 1965.