Письма в ЖЭТФ, том 15, вып. 5, стр. 290 – 293 5 марта 1972 г.

ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ π-МЕЗОНА

М. В. Терентьев

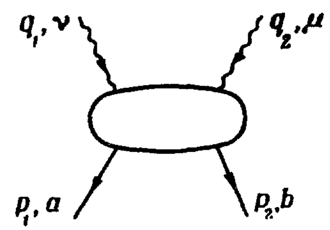
В последнее время в ряде работ (см. [1, 2]) была отмечена возможность экспериментального измерения электромагнитной поляризуемости π-мезона по сдвигу уровней в π-мезоатомах. В настоящей работе мы получим теоретическое значение поляризуемости в рамках низкоэнергетической π-мезонной техники.

Электромагнитная поляризуемость k_e определяет дипольный момент мезона во внешнем электрическом поле: $\mathbf{d} = 2k_e\mathbf{E}$ и приводит к энергии взаимодействия в виде:

$$H_{int} = - k_e E^2. \qquad (1)$$

Для вычисления k_e мы рассмотрим эффект Комптона на π-мезоне при низких энергиях. Обозначения импульсов показаны на рисунке. (ν, μ – поляризационные индексы фотонов, a, b – изотопические индексы мезонов).

Предположим, как обычно в низкоэнергетической технике, что возможно разложение в ряд по импульсам в неполюсных членах амплиту-



ды процесса на рисунке. Тогда, из градиентной инвариантности (тождеств Уорда) следует, что с точностью до второго порядка по импульсам амплитуда комптон-эффекта для реальных квантов имеет вид:

$$T^{ab}_{\nu\mu}(p_1, p_2;\ q_1, q_2) = (T^{ab}_{\nu\mu})_{\text{пол}} + (T^{ab}_{\nu\mu})_{\text{конт}}, \qquad (2)$$

$$(T^{ab}_{\nu\mu})_{\text{пол}} = 2e^2(\delta_{ab} - \delta_{3a}\delta_{3b})\left[\delta_{\nu\mu} + \frac{2p_{1\nu}p_{2\mu}}{(p_1 - q_1)^2 - \mu^2} + \frac{2p_{1\mu}p_{2\nu}}{(p_1 - q_2)^2 - \mu^2}\right], \qquad (3')$$

$$(T^{ab}_{\nu\mu})_{\text{конт}} = 2e^2[\beta(\delta_{ab} - \delta_{3a}\delta_{3b}) + \beta_0\delta_{3a}\delta_{3b}](q_1q_2\delta_{\nu\mu} - q_{1\mu}q_{2\nu}) \qquad (3'')$$

$$e^2 = 4\pi\alpha, \quad p_i^2 = \mu^2, \quad q_i^2 = 0.$$

Амплитуде $T_{\nu\mu}$ соответствует эффективный Лагранжиан :

$$L = -ieA_\mu\left(\frac{\partial\phi^+}{\partial x_\mu}\phi - \frac{\partial\phi}{\partial x_\mu}\phi^*\right) + 2e^2A_\mu^2\phi^*\phi - \frac{e^2}{2}(\beta\phi^*\phi + \frac{\beta_0}{2}\phi_0^2)F_{\nu\mu}^2, \qquad (4)$$

где ϕ и ϕ_0 поля π^-- и π-^{0}мезона. Из сравнения (1) и (4) следует:

$$k_e = e^2\beta/2\mu. \qquad (5)$$

Константа β_0 определяет электрическую поляризуемость π^0-мезона: $k_e^0 = e^2\beta_0/2\mu$. В (4) содержится также вклад магнитной поляризуемости k_h, причем $k_h = -k_e$.

Для вычисления β и β_0 рассмотрим $T^{ab}_{\nu\mu}$ при $p_1 \to 0$. Использование алгебры токов позволяет стандартным методом (см. [3]) получить:

$$T^{ab}_{\nu\mu}(p_2, 0;\ q_2, q_1) = -\frac{e^2\epsilon_{3ac}}{F_\pi}\left[\tau^{bc}_{\nu\mu}(p_2, q_2) + \tau^{bc}_{\mu\nu}(p_2, q_1)\right], \qquad (6)$$

где

$$\tau^{bc}_{\nu\mu}(p, q) = i\int dx\, e^{-iqx} < \pi^b(p)\,|(a_\nu^c(0)\,v_\mu^3(x))_+|\,0 > \qquad (7)$$

$F_\pi = 0{,}83\,\mu/\sqrt{2}$, μ масса π-мезона.

Здесь a_ν^b и v_ν^b аксиальный и векторный токи (в кварковой модели $a_\nu^b = \frac{1}{2}\bar{\psi}\tau^b\gamma_\nu\gamma_5\psi$, $v_\nu^b = \frac{1}{2}\bar{\psi}\tau^b\gamma_\nu\psi$).

Феноменологическое разложение $\tau_{\nu\mu}(p, q)$, использующее сохранение векторного и частичное сохранение аксиального тока имеет вид :

$$\tau_{\nu\mu}^{bc}(p, q) = -\epsilon_{3bc}\left[F_\pi\left(\delta_{\mu\nu} - \frac{q_\nu p_\mu}{pq} + \frac{p_\nu p_\mu}{pq}\right) + h_A(pq\delta_{\mu\nu} - q_\nu p_\mu)\right]. \tag{8}$$

Учитывая (8), (6) и сравнивая с (3′), (3′′) при $p_1 \to 0$, получим:

$$\beta = h_A / F_\pi , \qquad \beta_0 = 0 \tag{9}$$

откуда, в частности, следует, что поляризуемость нейтрального π-мезона равна нулю.

Величина $\tau_{\nu\mu}$ определяет вклад аксиального тока в распаде $\pi \to e\nu\gamma$. Амплитуда этого распада имеет вид:

$$T_\nu\big(\pi(p) \to e + \nu + \gamma(q)\big) = i\,eG\cos\theta(M_{\nu\mu}\ell_\mu + F_\pi\bar{u}_e\gamma_\nu(\hat{k} + \hat{q} - m)^{-1}\hat{p} \times$$
$$\times (1 - \gamma_5)u_\nu)..., \tag{10}$$

где ℓ_μ лептонный ток, k и m импульс и масса электрона,

$$M_{\nu\mu} = + ih_V\epsilon_{\nu\mu\alpha\beta}p_\alpha q_\beta - h_A(pq\delta_{\mu\nu} - p_\nu q_\mu) - F_\pi\left(\delta_{\mu\nu} - \frac{q_\mu p_\nu}{pq} + \frac{p_\mu p_\nu}{pq}\right)..., \tag{10′}$$

$$h_V = f / 2e^2 . \tag{10′′}$$

Константа f в (10′′) связана с временем жизни π°-мезона (см. [4]): $\tau(\pi^\circ) = 64\pi / f^2\mu^3$, константа h_A, как следует из (5) и (9), выражается через поляризуемость π^--мезона.

Из данных по вероятности распада $\pi \to e\nu\gamma$ известно два решения для отношения h_A / h_V [5]:

$$\gamma \equiv h_A/h_V = 0{,}4 \text{ или } -2{,}1^{1)}. \tag{11}$$

---

1) Необходимо отметить, что в [5] для вычисления γ использовалось значение $\tau(\pi^\circ) \approx 10^{-16}$ *сек* (это отвечает $\Gamma \approx 6{,}6$ *эв* и $f \approx 0{,}45 a/\mu$). Если, следуя данным [7], принять $\tau(\pi^\circ) \approx 0{,}56 \cdot 10^{-16}$ *сек* (это отвечает $\Gamma \approx 11{,}8$ *эв* и $f \approx 0{,}6\, a/\mu$), то два решения для γ будут соответственно 0,035 и – 1,8. При этом $k_e \approx 10^{-2} a/\mu^3$ или $0{,}45\, a/\mu^3$. Желательно иметь, таким образом, независимую информацию об h_A, которая может быть получена в поляризационных измерениях в распаде $\pi \to e\gamma\nu$. Желательно иметь также более надежную информацию о величине $\tau(\pi^\circ)$.

Константа h_A может быть выражена через спектральные функции векторных и аксиальных токов (см. [6]):

$$h_A = \frac{1}{F_\pi}\left\{\frac{<r^2>}{3} + \frac{1}{F_\pi^2}\int\frac{\rho^A(\kappa^2) - \rho^V(\kappa^2)}{\kappa^4}\,d\kappa^2\right\}, \qquad (12)$$

где $<r^2>^{1/2}$ – радиус π-мезона. (Отметим, что $F_\pi = F'_\pi/\sqrt{2}$, $\rho^{A\,V} = \rho'_{A,\,V}/2$, где F'_π и $\rho'_{A,V}$ константа распада $\pi \to e\nu$ и спектральные функции, используемые в [6]). Значение 0,4 в (11) является более предпочтительным, если справедлива векторная доминантность в спектральных интегралах для векторных и аксиальных токов, которая дает $y \approx 0,6$.

Учитывая (5), (9) и (11) мы получаем окончательный результат:

$$k_e = e^2 h_A / 2\mu F_\pi = f y / 4\mu F_\pi . \qquad (13)$$

Численное значение k_e оказывается равным $\approx 0,1\, a/\mu^3$, если использовать $y = 0,4$ в (11). Такое значение поляризуемости приводит к сдвигу энергии ~ 2 *эв* в переходе $6h - 5g$ в Tl^{81}. Измерение таких эффектов требует относительной точности $\sim 10^{-5}$ в определении энергии перехода, что по-видимому возможно (см. [8, 9]). В настоящее время в том же мезоатоме Tl^{81} уже достигнута точность $\sim 6 \cdot 10^{-5}$ (см. [9]).

Автор искренне благодарен В.М.Колыбасову за информацию о работах [1, 2] и за полезные обсуждения.

Институт теоретической
и экспериментальной физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
31 января 1972 г.

Литература

[1] F.Iachello, A.Lande. Phys. Lett., 35B, 205, 1971.

[2] T.Ericson. Preprint CERN, №1410, 1970.

[3] С.Адлер, Р.Дашен. Алгебры Токов. М., Изд. Мир, 1970; А.И.Вайнштейн, В.И.Захаров. УФН, 100, 225, 1970.

[4] V.G.Vaks, B.L.Ioffe. Nuovo Cim., 10, 342, 1958.

[5] P.Depommier, J.Heintze, C.Rubbia, V.Soergel. Phys. Lett., 7, 285, 1963.

[6] T.Das, V.S.Mathur, S.Okubo. Phys. Rev. Lett., 19, 859, 1967.

[7] G.Belletini, C.Bemporad, P.Braccini. Nuovo Cim., 66A, 243, 1970.

[8] G.Backenstoss. Ann. Rev. Nucl. Sci., 20, 467, 1970.

[9] G.Backenstoss, H.Daniel, U.Lynen et all. Phys. Lett., 36B, 403, 1971.