

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

2959/82

28/11-82

P2-82-213

М. Динейхан, Г. В. Ефимов, Р. Х. Мурадов,
В. А. Охлопкова

О ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ π -МЕЗОНОВ

Направлено в журнал "Письма в ЖЭТФ"

1982

Исследование процессов столкновения мезонов с фотонами даёт уникальные возможности с точки зрения выяснения электромагнитных свойств пионов. При низких энергиях эти свойства характеризуются конечным числом параметров, которые определяются из разложения амплитуд мезон-фотонных процессов по частотам γ -квантов. В частности, коэффициенты электрической, a_π , и магнитной, β_π , поляризуемости мезонов вводятся для описания эффективного взаимодействия адронов с внешним электромагнитным полем^{/1,2/}.

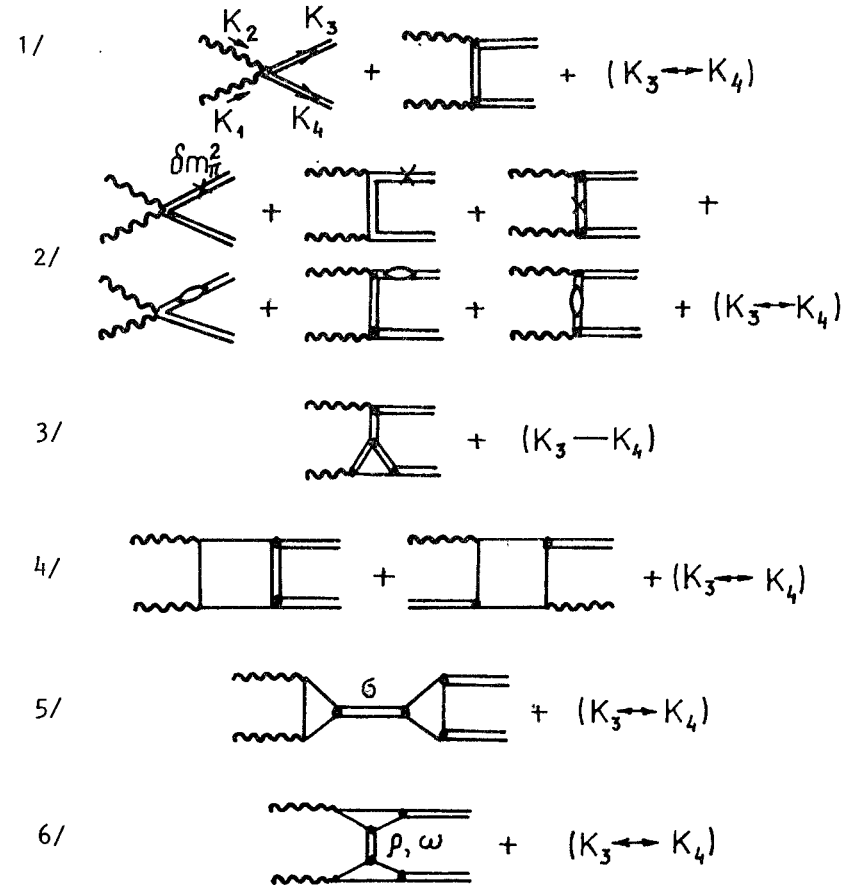
$$V_{int} = -\frac{a_\pi}{2} E^2 - \frac{\beta_\pi}{2} H^2 \quad /1/$$

Отметим, что в настоящее время интерес к изучению низкоэнергетических характеристик мезонов заметно усилился. Этот возросший интерес обязан, с одной стороны, появлению более совершенных методов измерения таких характеристик мезонов, как их электромагнитный радиус, поляризуемость^{/10/}, а, с другой стороны, созданию новых теоретических моделей и схем в теории элементарных частиц /см. обзор^{/3/} /.

Теоретическая оценка коэффициентов a_π и β_π для π -мезонов извлекается из амплитуды процесса $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$, вычисление которой предполагает знание сильных взаимодействий пионов. Поскольку такая теория отсутствует, то в литературе для расчета a_π и β_π используются разные низкоэнергетические предположения и приближения. Например, в работе^{/1/} амплитуда $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ вычисляется с использованием алгебры токов и гипотезы ЧСАТ, там же выясняется ее связь с коэффициентами поляризуемости π -мезона. Работы^{/4,5/} посвящены исследованию $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ в рамках квантовой теории поля с кирально-инвариантными лагранжианами. Ряд расчетов поляризуемости π -мезона^{/6,7,9/} был проведен при использовании разных вариантов σ -модели. Отметим также работы^{/2,3,11/}, где коэффициенты a_π и β_π пионов изучались с помощью методов дисперсионных правил сумм и нерелятивистских кварковых моделей. Результаты этих исследований для коэффициента электрической поляризуемости a_π приведены в табл.1.

Настоящая работа посвящена вычислению коэффициентов электрической, a_π , и магнитной, β_π , поляризуемости π -мезонов в рамках нелокальной модели кварков /НМК/^{/12/}. Диаграммы, описывающие процесс $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ в НМК, приведены на рисунке. Низко-

	$a_{\pi^+}(\frac{a}{m_\pi^2})$	$a_{\pi^0}(\frac{a}{m_\pi^2})$
/1/ Терентьев	0,16	0
/4/ Волков, Первушин	0,31	-0,04
/5/ Эберт, Волков	0,35	0
/6/ Львов	0,27	-0,04
/11/ Львов, Петрунькин	0,25+0,11	0,055+0,11
/2/ Дегтев	0,1	-
/9/ Cannata, Mazzanti	0,36	-0,004
/7/ Гальперин, Калиновский	0,3	-0,06



энергетическое приближение позволяет ограничиться в амплитуде $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ членами нулевого и второго порядка по внешним импульсам:

Вклад диаграмм, показанных на рисунке, в амплитуду $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ /техника расчета описана в /13/ / выражается следующим образом:

$$\langle \pi^a(k_3)\pi^b(k_4) | S | \gamma^\lambda(k_1)\gamma^\lambda(k_2) \rangle = C_{\mu\nu}^{\lambda_1\lambda_2} T_{ab}^{\mu\nu}(k_3, k_4 | k_1, k_2). \quad /2/$$

Здесь

$$T_{ab}^{\mu\nu} = 2e^2 \{ (\delta_{ab} - \delta_{a3}\delta_{b3}) [g_{\mu\nu} - \frac{k_{4\nu}k_{3\mu}}{k_1 \cdot k_4} - \frac{k_{4\mu}k_{3\nu}}{k_1 \cdot k_3} + \gamma_{\pi^\pm} d_{\mu\nu} + \frac{\gamma_{\pi^\pm}^\nu}{m_\pi^2} f_{\mu\nu}] - \delta_{a3}\delta_{b3} (\gamma_{\pi^0} d_{\mu\nu} - \frac{\gamma_{\pi^0}^\nu}{m_\pi^2} f_{\mu\nu}) \},$$

$$C_{\mu\nu}^{\lambda_1\lambda_2} = \frac{i\delta(k_1+k_2-k_3-k_4)}{4(2\pi)^2 \sqrt{\omega_1\omega_2 k_{03}k_{04}}} \epsilon_{\nu}^{\lambda_1} \epsilon_{\mu}^{\lambda_2}, \quad d_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} k_1 \cdot k_2 - k_{1\mu} k_{2\nu},$$

$$f_{\mu\nu} = k_{1\mu} q_\nu (k_2 \cdot q) + k_{2\nu} q_\mu (k_1 \cdot q) - g_{\mu\nu} (q \cdot k_1)(q \cdot k_2) - q_\nu q_\mu (k_1 \cdot k_2),$$

$$q = k_3 - k_2,$$

$$\gamma_a = \gamma_\pi^q + \gamma_\pi^\sigma + \gamma_\pi^v, \quad \gamma_{\pi^\pm}^q = -\frac{i\alpha}{6\pi m_\pi^2} (Lm_\pi)^2 \lambda_\pi \frac{N(\xi)}{e^2 L^2},$$

$$\gamma_{\pi^0}^q = \frac{40}{9e^2} \frac{\pi\alpha}{m_\pi^2} (Lm_\pi)^2 \lambda_\pi, \quad \gamma_{\pi^\pm}^v = \frac{8\pi\alpha}{m_\pi^2 e^2} \frac{m_\pi^2}{m_\rho^2 - m_\pi^2} (Lm_\pi)^2 \lambda_\pi \lambda_\nu K_{\rho\nu}^2(\xi),$$

$$\gamma_{\pi^\pm}^\sigma = \gamma_{\pi^0}^\sigma = \frac{20\pi\alpha}{27e^2 m_\pi^2} \left(\frac{m_\pi}{\sigma}\right)^2 4^4 \lambda_\pi \lambda_\sigma V_5(\xi),$$

$$\gamma_{\pi^0}^v = \gamma_\pi^v + \frac{9m_\pi^2}{m_\omega^2 - m_\pi^2} \frac{8\pi\alpha}{m_\pi^2 e^2} (Lm_\pi)^2 \lambda_\pi \lambda_\nu K_{\rho\nu}^2(\xi), \quad \alpha = e^2 / 4\pi.$$

a и b - изотопические индексы; k_1, k_2 - импульсы фотонов; $\epsilon_{\nu}^{\lambda_1}, \epsilon_{\mu}^{\lambda_2}$ - их векторы поляризации; k_3, k_4 - импульсы π -мезонов. Нами также учитываются равенства: $k_1^2 = k_2^2 = 0, k_3^2 = k_4^2 = m_\pi^2, k_1 \cdot \epsilon_1 = k_2 \cdot \epsilon_2 = 0$. Параметры модели являются $L = /320 \text{ МэВ}^{-1}, \xi = 1.4$, а функции $N(\xi), V_5(\xi)$ и $K(\xi)$, возникающие в расчетах по НМК, приведены в /13,14/.

Заметим, что без учета диаграммы б на рисунке /т.е. при $\gamma_\pi^v = 0$ в /2// амплитуда $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ имеет единственную градиентно-инвариантную структуру $d_{\mu\nu}$, и поэтому коэффициенты a_π и β_π в этом приближении равны:

$$a_{\pi^\pm} = -\beta_{\pi^\pm}^{(0)} = \frac{e^2}{m_\pi} (\gamma_{\pi^\pm}^q + \gamma_{\pi^\pm}^\sigma), \quad a_{\pi^0} = -\beta_{\pi^0}^{(0)} = \frac{e^2}{m_\pi} (\gamma_{\pi^0}^q + \gamma_{\pi^0}^\sigma). \quad /3/$$

Что касается вклада в амплитуду процесса $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ диаграмм, с обменом ρ - и ω -мезонами, то они содержат кроме $d_{\mu\nu}$ еще и другую градиентно-инвариантную структуру $-f_{\mu\nu}$. Следовательно, для этой диаграммы a_π и β_π могут отличаться как по величине, так и по знаку. Анализ членов с γ_π^v в /2/ показывает, что ее вклад в электрическую поляризуемость равен нулю, тогда как для магнитной поляризуемости β_π он отличен от нуля /существенный вклад она вносит в β_{π^0} из-за обмена ω -мезоном/. Таким образом, электрическая поляризуемость пионов в НМК определяется по /3/, тогда как для магнитной поляризуемости имеем:

$$\beta_{\pi^\pm} = \beta_{\pi^\pm}^{(0)} + \frac{e^2}{m_\pi} \gamma_{\pi^\pm}^v, \quad \beta_{\pi^0} = \beta_{\pi^0}^{(0)} + \frac{e^2}{m_\pi} \gamma_{\pi^0}^v. \quad /4/$$

Результаты вычислений коэффициентов электрической, a_π , и магнитной, β_π , поляризуемости по формулам /3/ и /4/ приведены в табл. 2.

Таблица 2

Тип диаграмм	$a_{\pi^\pm} \left(\frac{\alpha}{m_\pi^3}\right)$	$\beta_{\pi^\pm} \left(\frac{\alpha}{m_\pi^3}\right)$	$a_{\pi^0} \left(\frac{\alpha}{m_\pi^3}\right)$	$\beta_{\pi^0} \left(\frac{\alpha}{m_\pi^3}\right)$
	-0,05	+0,05	-0,35	0,35
	0,45	-0,45	0,45	-0,45
	0	0,01	0	0,06
Суммарные значения	0,40	-0,39	0,10	-0,04

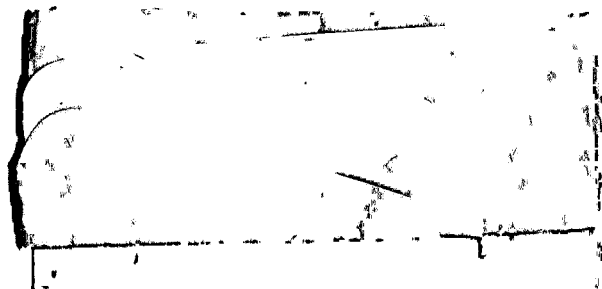
Как видно из табл. 1 и 2, значения a_π и β_π , вычисленные в разных моделях, имеют достаточно большое расхождение. Поэтому экспериментальное измерение их значений является принципиально важным для построения теории взаимодействия мезонов с электромагнитным полем. Особенно существенным, по нашему мнению, является определение знака электрической поляризуемо-

сти нейтрального пиона a_{π^0} , так как ее величина наиболее чувствительна к предположению о механизме сильных взаимодействий π -мезонов при низких энергиях.

Авторы выражают благодарность С.Б.Герасимову, А.Б.Говоркову; М.А.Иванову за плодотворные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Терентьев М.В. ЯФ, 1972, 16, с.16; УФН, 1974, 112, с.37.
2. Петрунькин В.А. В кн.: Труды III семинара "Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях". "Наука", М., 1976.
3. Петрунькин В.А. ЭЧАЯ, 1981, 12, с.692.
4. Волков М.К., Первушин В.Н. ЯФ, 1975, 22, с.346.
5. Ebert D., Volkov M.K. Phys.Lett., 1981, 101B, p.252.
6. Львов А.И. ЯФ, 1981, 34, с.522.
7. Гальперин А.С., Калиновский Ю.Л. ОИЯИ, P2-10849, Дубна, 1977.
8. Llanta E., Tarrach R. Phys.Lett., 1980, 91B, p.132.
9. Cannata F., Mazzanti P. Nuovo Cim., 1977, 41A, p.433; Lett.Nuovo Cim., 1978, 22, p.336.
10. Гальперин А.С. и др. ЯФ, 1980, 32, с.1053.
11. L'vov A., Petrunkin V.A. Preprint 170, Lebedev Physical Institute, Moscow, 1977.
12. Dubnickova A.Z., Efimov G.V., Ivanov M.A. Fort.Phys., 1979, 27, p.403; Ефимов Г.В., Иванов М.А. ЭЧАЯ, 1981, 12, с.1220.
13. Efimov G.V., Okhlopko V.A. JINR, E2-11568, Dubna, 1978.
14. Динейхан М., Ефимов Г.В., Иванов М.А. ОИЯИ, P2-80-604, Дубна, 1980.



Рукопись поступила в издательский отдел
22 марта 1982 года.

Динейхан М. и др.

P2-82-213

О поляризуемости π -мезонов

Вычислена амплитуда процесса $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ в нелокальной модели кварков. Найдены численные значения коэффициентов электрической, a_{π} , и магнитной, β_{π} , поляризуемости пионов:

$$a_{\pi^{\pm}} = 0,40 \frac{a}{m_{\pi}^3}, \quad \beta_{\pi^{\pm}} = -0,39 \frac{a}{m_{\pi}^3},$$

$$a_{\pi^0} = 0,1 \frac{a}{m_{\pi}^3}, \quad \beta_{\pi^0} = -0,04 \frac{a}{m_{\pi}^3}.$$

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Dinejkhon M. et al.
On Pion Polarizability

P2-82-213

The amplitude for the process $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ is calculated in the nonlocal quark model. Numerical values for coefficients of electrical a_{π} and magnetic β_{π} pion polarizabilities are found to be

$$a_{\pi^{\pm}} = 0,40 \frac{a}{m_{\pi}^3}, \quad \beta_{\pi^{\pm}} = -0,39 \frac{a}{m_{\pi}^3}$$

$$a_{\pi^0} = 0,1 \frac{a}{m_{\pi}^3}, \quad \beta_{\pi^0} = -0,04 \frac{a}{m_{\pi}^3}.$$

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.