



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

У875 / 82

P2-82-476

М.К.Волков, Д.В.Креопалов

ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ ПИОНОВ
В КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ С УЧЕТОМ СКАЛЯРНЫХ
И ВЕКТОРНЫХ РЕЗОНАНСОВ

1982

В нелинейной кирально-симметричной модели была рассчитана поляризуемость пионов с использованием барионных^{/1/} и кварковых^{/2/} петель. Цель настоящей работы - сделать оценки поляризуемости пионов с помощью недавно предложенной модели мезонов с кварковыми петлями^{/3/}. В отличие от нелинейной кирально-симметричной модели, где неявный учет скалярных резонансов происходит за счет диаграмм с несколькими мезонами в одной вершине, эта модель включает все резонансы в явном виде. Для скалярных и псевдоскалярных мезонов она воспроизводит σ -модель. В работе^{/4/} было высказано утверждение, что вместо фиктивных σ -частиц следует рассматривать экспериментально обнаруженные резонансы ϵ , S^* и δ .

В настоящее время масса изоскалярного ϵ -резонанса в отличие от изовекторного δ -резонанса точно не установлена. Здесь мы будем ориентироваться на экспериментальные работы^{/5/}, в одной из которых^{/5a/} дана оценка массы ϵ -мезона $m_\epsilon \approx 700$ МэВ с шириной ~ 400 МэВ, а в другой^{/6b/} дано новое экспериментальное подтверждение существования этого изоскалярного резонанса ($J^{PC} = 0^{++}$). Намного лучше измерены подобные же резонансы S^* /980/ с шириной ~ 40 МэВ и ϵ /1300/ с шириной 200-400 МэВ^{/6/}. Однако, как будет видно из приведенных здесь расчетов, вклады их в поляризуемость пиона менее заметны, чем вклад от первого резонанса ϵ /700/.

В нашей модели для σ -частицы / ϵ -резонанса/ имеет место следующая формула: $m_\sigma^2 = m_\pi^2 + 4m_q^2$, что дает при $m_q \approx 240$ МэВ $m_\sigma \approx 500$ МэВ.

При оценке величины поляризуемости пионов мы будем использовать два возможных значения: для массы ϵ -резонанса - физическое значение $m_\epsilon = 700$ МэВ и модельное значение $m_\sigma = 500$ МэВ. Оказывается, что величина поляризуемости очень чувствительна к любым изменениям величины массы первого из 0^{++} -резонансов.

Поляризуемость пиона вычислена с учетом смешивания между восьмой компонентой октета и синглетом в состояниях ϵ и S^* . Будут приведены также расчеты вероятностей распадов $\epsilon \rightarrow \pi\pi$, $S^* \rightarrow \pi\pi$ и $\epsilon \rightarrow \gamma\gamma$, $S^* \rightarrow \gamma\gamma$, сопутствующих процессу $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$.

Лагранжиан, необходимый для вычисления амплитуд указанных процессов, имеет вид^{/3/}

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{q} \left[g(\gamma_5 \vec{\tau} \vec{\pi} + \frac{\epsilon_8 + \sqrt{2}\epsilon_0}{\sqrt{3}}) + \frac{g_\rho}{2} \gamma^\mu (\omega_\mu + \vec{\tau} \rho_\mu) \right] q - \\ & - \frac{e}{g_\rho} (m_\rho^2 \rho_\mu^0 + \frac{m_\omega^2}{3} \omega_\mu) A^\mu = q \{ g[\gamma_5 \vec{\tau} \vec{\pi} + \epsilon \cos(\theta_0 + \theta_8) + S^* \sin(\theta_0 + \theta_8)] + \end{aligned} \quad /1/$$

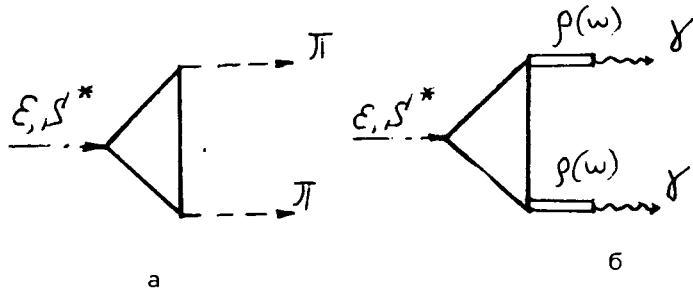


Рис.1

$$+ \frac{g_\rho}{2} \gamma^\mu [\omega_\mu + \vec{r} \rho_\mu] \{ q - \frac{e}{g_\rho} (m_\rho^2 \rho_\mu^0 + \frac{m_\omega^2}{3} \omega_\mu) A^\mu \}.$$

Здесь $q = (\frac{u}{d})$ - поля кварков, имеющих три цвета /предполагается суммирование по цветовым индексам в /1//; $\epsilon, S^*, \pi, \omega, \rho$ - поля соответствующих скалярных, псевдоскалярных и векторных мезонов; A^μ - фотонное поле; m_ρ и m_ω - массы ρ - и ω -мезонов; e - электромагнитный заряд; g и g_ρ - сильные константы связи $g = \sqrt{2}\pi$, $g_\rho = \sqrt{6}g$; θ_0 - идеальный угол смешивания $\text{tg } \theta_0 = 1/\sqrt{2}$. Угол θ_s определяет смешивание между восьмой компонентой октета ϵ_8 и синглетом ϵ_0 в состояниях ϵ и S^* :

$$\begin{aligned} \epsilon &= \epsilon_0 \cos \theta_s - \epsilon_8 \sin \theta_s, \\ S^* &= \epsilon_0 \sin \theta_s + \epsilon_8 \cos \theta_s. \end{aligned} \quad /2/$$

Процессы распада $\epsilon \rightarrow \pi\pi$, $S^* \rightarrow \pi\pi$, $\epsilon \rightarrow \gamma\gamma$, $S^* \rightarrow \gamma\gamma$ описываются треугольными кварковыми диаграммами, изображенными на рис.1. Им соответствуют амплитуды

$$\begin{aligned} T_{\epsilon, S^* \rightarrow \pi^+\pi^-} &= 4m_q g, & T_{\epsilon, S^* \rightarrow \pi^0\pi^0} &= \frac{4}{\sqrt{2}} m_q g, \\ T_{\epsilon, S^* \rightarrow \gamma\gamma} &= \frac{10a}{9\pi F} (g^{\mu\nu} q_1 q_2 - q_1^\nu q_2^\mu) \epsilon_1^\mu \epsilon_2^\nu. \end{aligned} \quad /3/$$

Здесь m_q - эффективная масса кварка, $m_q = 240$ МэВ; $F = 95$ МэВ - константа распада пиона; $a = e^2/4\pi$, q_1, q_2 и ϵ_1, ϵ_2 - импульсы и поляризация фотонов. Ширины распадов с учетом смешивания даются следующими формулами:

$$\begin{aligned} \Gamma_{\epsilon \rightarrow \pi^+\pi^-} &= \cos^2(\theta_0 + \theta_s) \pi \frac{(2F)^2}{m_\epsilon} \sqrt{1 - (\frac{2m_\pi}{m_\epsilon})^2}, \\ \Gamma_{S^* \rightarrow \pi^+\pi^-} &= \sin^2(\theta_0 + \theta_s) \pi \frac{(2F)^2}{m_{S^*}} \sqrt{1 - (\frac{2m_\pi}{m_{S^*}})^2}, \\ \Gamma_{\epsilon, S^* \rightarrow \pi^0\pi^0} &= \frac{1}{2} \Gamma_{\epsilon, S^* \rightarrow \pi^+\pi^-}, \\ \Gamma_{\epsilon \rightarrow \gamma\gamma} &= \cos^2(\theta_0 + \theta_s) \frac{m_\epsilon}{\pi} \left(\frac{5a m_\epsilon}{36\pi F} \right)^2, \\ \Gamma_{S^* \rightarrow \gamma\gamma} &= \sin^2(\theta_0 + \theta_s) \frac{m_{S^*}}{\pi} \left(\frac{5a m_{S^*}}{36\pi F} \right)^2. \end{aligned} \quad /4/$$

Исходя из экспериментально установленного соотношения $\Gamma_{S^* \rightarrow \pi\pi} / \Gamma_{\epsilon \rightarrow \pi\pi} = 0,1$, можно определить угол смешивания θ_s :

$$\text{tg}^2(\theta_0 + \theta_s) = 0,1 \sqrt{\frac{1 - (2m_\pi/m_\epsilon)^2}{1 - (2m_\pi/m_{S^*})^2}} \cdot \frac{m_{S^*}}{m_\epsilon}. \quad /5/$$

Откуда для $\theta_0 + \theta_s$ при двух возможных значениях масса ϵ -резонанса / $m_\epsilon = 700$ МэВ, $m_\epsilon = m_\sigma = 500$ МэВ/ имеем

$$\begin{aligned} \theta_0 + \theta_s &= 22,4^\circ, & m_\epsilon &= 500 \text{ МэВ}, \\ \theta_0 + \theta_s &= 20^\circ, & m_\epsilon &= 700 \text{ МэВ}. \end{aligned} \quad /6/$$

Подставляя эти значения в /4/, получаем

$$\begin{aligned} \Gamma_{\epsilon \rightarrow \pi\pi} &= \begin{matrix} 300 \text{ МэВ}, \\ 200 \text{ МэВ}, \end{matrix} & \Gamma_{S^* \rightarrow \pi\pi} &= \begin{matrix} 30 \text{ МэВ} \\ 20 \text{ МэВ} \end{matrix} & \epsilon / 500/, \\ & & & & \epsilon / 700/, \\ \Gamma_{\epsilon \rightarrow \gamma\gamma} &= \begin{matrix} 0,4 \text{ кэВ}, \\ 1,1 \text{ кэВ}, \end{matrix} & \Gamma_{S^* \rightarrow \gamma\gamma} &= \begin{matrix} 0,5 \text{ кэВ} \\ 0,4 \text{ кэВ} \end{matrix} & \epsilon / 500/, \\ & & & & \epsilon / 700/. \end{aligned} \quad /7/$$

Эксперимент дает следующие цифры /5/:

$$\begin{aligned} \Gamma_{\epsilon \rightarrow \pi\pi} &\sim 400 \text{ МэВ}, \\ \Gamma_{S^* \rightarrow \pi\pi} &= 40 \pm 10 \text{ МэВ}. \end{aligned} \quad /8/$$

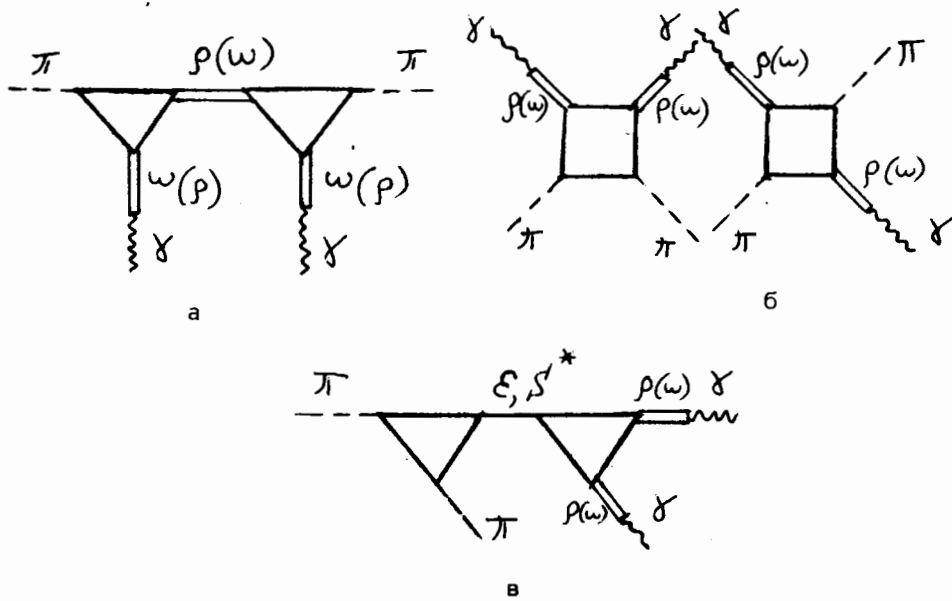


Рис. 2

Теперь мы имеем все необходимые компоненты для описания процесса $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$. Он происходит при участии трех групп диаграмм*. Первая группа - это треугольные диаграммы с участием промежуточных ρ^0 - и ω -мезонов /рис.2а/. Оценка вклада таких диаграмм в величину поляризуемости пионов была сделана в работе /7/, где было показано, что ρ^0 - и ω -резонансы дают вклад только в величину магнитной поляризуемости пиона. Однако этот вклад на порядок меньше вкладов от двух следующих групп диаграмм. Вторая группа диаграмм - это четырехугольные диаграммы /рис.2б/. И, наконец, третья группа - также треугольные диаграммы, но с промежуточным скалярным мезоном /рис.2в/.

Рассмотрим вначале поляризуемость заряженных пионов. Вклад в амплитуду от четырехугольных диаграмм /рис.2б/ равен

$$T_{\square}^{\pi^+\pi^-} = -\frac{\alpha}{9\pi F^2} (g^{\mu\nu} q_1 q_2 - q_1^\nu q_2^\mu) \epsilon_1^\nu \epsilon_2^\mu. \quad /9/$$

* Возможна также группа диаграмм, связанная с пионными петлями. Такие диаграммы изучались в работе /1/, где было показано, что вклад их в величину поляризуемости заряженных пионов при $q^2=0$ мал.

Треугольные диаграммы с участием скалярного мезона дают

$$T_{\triangle}^{\pi^+\pi^-} = \frac{40\alpha m_q^2}{9\pi F^2} \frac{(g^{\mu\nu} q_1 q_2 - q_1^\nu q_2^\mu)}{(m_\epsilon^2 - q_1 q_2)} \epsilon_1^\nu \epsilon_2^\mu. \quad /10/$$

Отсюда для величины электрической поляризуемости заряженных пионов при $q_1 q_2 = 0$ имеем

$$a_{\pi^\pm} = \frac{\alpha}{18\pi F^2 m_\pi} \left[\frac{40m_q^2}{m_\epsilon^2} - 1 \right]. \quad /11/$$

Легко видеть, что, осуществляя предельный переход к нелинейной кирально-симметричной теории, (то есть полагая $m_\epsilon^2 = m_\sigma^2 = m_\pi^2 + 4m_q^2$ и устремляя $m_q \rightarrow \infty$), для величины электрической поляризуемости получаем

$$a_{\pi^\pm}(m_q \rightarrow \infty) = \frac{\alpha}{2\pi F^2 m_\pi}, \quad /12/$$

что равно выражению для a_{π^\pm} , вычисленному в работе /2/ с использованием нелинейных киральных лагранжианов.

В новой модели /3/ при вычислении поляризуемости пиона необходимо учитывать известные в настоящее время скалярные резонансы ϵ_1 /700/, ϵ_2 /1300/ и S^* /980/. Тогда выражение для электрической поляризуемости с учетом смешивания между октетной и синглетной компонентами в состояниях ϵ_1 и S^* будет равно

$$a_{\pi^\pm} = \frac{1}{18\pi} \left(\frac{m_\pi}{F} \right)^2 \left\{ 40m_q^2 \left[\frac{\cos^2(\theta_0 + \theta_s)}{m_{\epsilon_1}^2} + \frac{\sin^2(\theta_0 + \theta_s)}{m_{S^*}^2} + \frac{1}{m_{\epsilon_2}^2} \right] - 1 \right\} \frac{\alpha}{m_\pi^3}. \quad /13/$$

Отсюда имеем*

$$\begin{aligned} a_{\pi^\pm} &\approx 7 \cdot 10^{-3} \text{ Фм}^3, & \epsilon_1 / 500/, \\ a_{\pi^\pm} &\approx 4 \cdot 10^{-3} \text{ Фм}^3, & \epsilon_1 / 700/. \end{aligned} \quad /14/$$

Экспериментальный результат, недавно полученный при совместном эксперименте ОИЯИ-ИФВЭ /группа СИГМА-АЯКС/, равен /9/

$$a_{\pi^\pm} = 8,5 \pm 1,8 \cdot 10^{-3} \text{ Фм}^3. \quad /15/$$

Видно, что лучшее согласие с экспериментом достигается при массе ϵ -резонанса $m_{\epsilon_1} = 500$ МэВ.

В нелинейной кирально-симметричной теории электрическая поляризуемость нейтрального пиона целиком определялась вкладом пионных петель. Поэтому представляет особый интерес рассмотреть поляризуемость нейтрального пиона в новой модели.

Вклад в амплитуду процесса $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ от четырехугольных диаграмм /рис.2б/ равен

* Здесь и далее будет использована хевисайдовская система единиц, в которой $e^2/4\pi = 1/137$. Заметим, что при вычислении поляризуемости иногда используется гауссовская система единиц /8/, в которой $e^2 = 1/137$.

$$T_{\square}^{\pi^0} = - \frac{10\alpha}{9\pi F^2} (g^{\mu\nu} q_1 q_2 - q_1^\nu q_2^\mu) \epsilon_1^\nu \epsilon_2^\mu. \quad /16/$$

Треугольные диаграммы с участием скалярного мезона /рис.2в/ дают

$$T_{\epsilon}^{\pi^0} = \frac{40\alpha m_q^2}{9\pi F^2} \frac{(g^{\mu\nu} q_1 q_2 - q_1^\nu q_2^\mu)}{(m_{\epsilon}^2 - q_1 q_2)} \epsilon_1^\nu \epsilon_2^\mu. \quad /17/$$

Отсюда величина электрической поляризуемости нейтрального пиона при $q_1 q_2 = 0$ равна

$$a_{\pi^0} = \frac{10}{18} \frac{\alpha}{\pi F^2 m_{\pi}} \left[\frac{4m_q^2}{m_{\epsilon}^2} - 1 \right]. \quad /18/$$

Вновь осуществляя предельный переход к нелинейной кирально-симметричной модели, имеем

$$a_{\pi^0} = 0. \quad /19/$$

Это значение совпадает с результатом, полученным в /1,2/. С учетом физических скалярных резонансов имеем

$$a_{\pi^0} = - \frac{10}{18\pi} \left(\frac{m_{\pi^0}}{F} \right)^2 \left[1 - 4m_q^2 \left(\frac{\cos^2(\theta_0 + \theta_s)}{m_{\epsilon_1}^2} + \frac{\sin^2(\theta_0 + \theta_s)}{m_{S^*}^2} + \frac{1}{m_{\epsilon_2}^2} \right) \right] \frac{\alpha}{m_{\pi}^3}, \quad /20/$$

откуда

$$\begin{aligned} a_{\pi^0} &= -0,5 \cdot 10^{-8} \text{ Фм}^3, & \epsilon_1/500/, \\ a_{\pi^0} &= -3 \cdot 10^{-8} \text{ Фм}^3, & \epsilon_1/700/. \end{aligned} \quad /21/$$

видно, что оценка электрической поляризуемости нейтрального пиона сильно зависит от выбора значения массы ϵ_1 -резонанса.

Итак, показано, что используемая модель в кирально-симметричном пределе воспроизводит результаты нелинейной киральной модели с кварковыми петлями /2/. Полученные здесь оценки для поляризуемости заряженного пиона наиболее близки к эксперименту при выборе массы ϵ_1 -резонанса, совпадающей с массой σ -частицы $m_{\epsilon}^2 = m_{\sigma}^2 = m_{\pi}^2 + 4m_q^2$ / $m_{\epsilon} = 500$ МэВ/. Поскольку ширина ϵ -резонанса равна 400 МэВ, такой выбор массы ϵ -резонанса не противоречит эксперименту. Кроме того, при этом значении массы ϵ -резонанса достигается лучшее согласие с экспериментом и для оценки ширин распадов $\epsilon \rightarrow \pi\pi$, $S^* \rightarrow \pi\pi$. В заключение приведем значения электрической поляризуемости заряженных пионов, полученные в различных моделях:

1. Кирально-симметричная модель с барионными полями /1/:

$$a_{\pi^{\pm}} = 6 \cdot 10^{-8} \text{ Фм}^3.$$

2. Кирально-симметричная модель с кварковыми петлями /2/:

$$a_{\pi^{\pm}} = 7 \cdot 10^{-8} \text{ Фм}^3.$$

3. Сигма-модель:

$$a_{\pi^{\pm}} = 7,2 \cdot 10^{-8} \text{ Фм}^3.$$

4. Модель резонансов с кварковыми петлями:

$$a_{\pi^{\pm}} = \sim 7 \cdot 10^{-8} \text{ Фм}^3, \quad \epsilon_1/500/,$$

$$a_{\pi^{\pm}} = \sim 4 \cdot 10^{-8} \text{ Фм}^3, \quad \epsilon_1/700/.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Волков М.К., Первушин В.Н. ЯФ, 1975, 22, с. 346.
2. Волков М.К., Эберт Д. ЯФ, 1981, 34, с. 182.
3. Волков М.К., Эберт Д. ОИЯИ, P2-81-836, Дубна, 1981; Ebert D., Volkov M.K. Berlin-Zeuthen Preprint, PHE 82-3, 1982.
4. Волков М.К., Креопалов Д.В. ОИЯИ, E4-82-355, Дубна, 1982.
5. a) Nagles M.N. et al. Nucl.Phys., 1978, B147, 189, p. 215; b) Daun C. et al. Nucl.Phys., 1981, B187, p. 1.
6. Particle Data Group, Rev.Mod.Phys., 1980, 52, No.2.
7. Волков М.К., Креопалов Д.В. ОИЯИ, P4-81-697, Дубна, 1981.
8. Петрунькин В.А. ЭЧАЯ, 1981, 12, с. 692.
9. Антипов Ю.М. и др. Письма в ЖЭТФ, 1982, т.35, вып.7, с.302; Мицельмахер Г.В., Первушин В.И. ОИЯИ, P2-82-352, Дубна, 1982.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 июня 1982 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
Д17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
Д6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
Д3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Волков М.К., Креопалов Д.В. Поляризуемость пионов в кварковой модели с учетом скалярных и векторных резонансов P2-82-476

С использованием модели мезонов с кварковыми петлями, основанной на рассмотрении четырехкваркового взаимодействия, вычислены значения электрической поляризуемости пионов. Сделаны оценки для ширин сопутствующих распадов $\epsilon \rightarrow \pi\pi$, $S^* \rightarrow \pi\pi$, $\epsilon \rightarrow \gamma\gamma$, $S^* \rightarrow \gamma\gamma$. Значения электрической поляризуемости вычислены с учетом синглет-октетного смешивания в состояниях ϵ , S^* . В кирально-симметричном пределе предложенная модель воспроизводит результат нелинейной кирально-симметричной модели. Показано, что лучшее согласие с экспериментом достигается при выборе значения массы ϵ -резонанса $m_\epsilon = 500$ МэВ.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Volkov M.K., Kreopalov D.V. The Pion Polarizability in Quark Model Taking into Account Scalar and Vector Resonances P2-82-476

A model of mesons with quark loops based on four-quark interactions is applied to calculate the pion polarizability. The estimates of the decay widths of $\epsilon \rightarrow \pi\pi$, $S^* \rightarrow \pi\pi$, $\epsilon \rightarrow \gamma\gamma$, $S^* \rightarrow \gamma\gamma$ are made. The pion polarizability is calculated with the use of the singlet-octet mixing between S^* and ϵ resonances. In chiral-symmetric limit the model reproduces the results of nonlinear chiral-symmetric theory. It is shown that for the mass of the ϵ -resonances $m_\epsilon = 500$ MeV the agreement becomes better.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.