

2653

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



8655

P2 - 8655

Эта чит. зала

М.К.Волков, В.Н.Первушин

КОМПТОН-ЭФФЕКТ НА КАОНЕ

1975

P2 - 8655

М.К.Волков, В.Н.Первушин

КОМПТОН-ЭФФЕКТ НА КАОНЕ

**Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ**

Волков М.К., Первушин В.Н.

P2 - 8655

Комптон-эффект на каоне

В рамках квантовой киральной теории вычислена амплитуда комптон-эффекта на каоне при низких энергиях. Получена оценка величины поляризуемости каона: $\alpha_{K^{\pm}} = 1,6 \cdot 10^{-3} f^3$, $\alpha_{K^0} = 0$.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1975

Volkov M.K., Pervushin V.N.

P2 - 8655

Compton-Effect on Kaon

In the framework of the quantum chiral theory the amplitude has been calculated for the Compton effect on kaon. The estimate of the value of the kaon polarizability has been obtained to be $\alpha_{K^{\pm}} = 1.6 \cdot 10^{-3} f^3$, $\alpha_{K^0} = 0$.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1975

§1. Введение

В работе /1/ в рамках квантовой киральной теории поля была вычислена амплитуда комптон-эффекта на пионе. В однопетлевом приближении проводилась оценка поляризуемости заряженного и нейтрального пионов. В настоящей статье аналогичные вычисления проведены для каона.

Напомним, что при вычислении амплитуды комптон-эффекта на пионе в однопетлевом приближении, соответствующем порядку e^2/F_{π}^2 теории возмущений / F_{π} - константа распада пиона/, все расходимости при совместном рассмотрении петлевых диаграмм полностью компенсировались. Та же ситуация имеет место и при расчетах, связанных с каоном. Поэтому мы не нуждаемся здесь в использовании специальных методов регуляризации, обычно применяемых в неполиномиальных теориях /суперпропагаторный метод/ и можем ограничиться лишь рассмотрением низших по $1/F_{\pi}^2$ порядков нелинейного кирального лагранжиана.

Массовые члены, нарушающие как $SU(3) \times SU(3)$, так и $SU(2) \times SU(2)$ - симметрию лагранжиана, вводим, следуя работам /2,3/. В следующем параграфе будут приведены те части лагранжиана, которые необходимы для вычисления амплитуды комптон-эффекта на каоне в приближении e^2/F_{π}^2 .

В третьем параграфе вычисляется амплитуда комптон-эффекта.

В четвертом параграфе дана оценка значения поляризуемости каона, и полученная величина сравнивается с экспериментальными данными и другими теоретическими оценками.

§2. Лагранжиан взаимодействия

Мы используем лагранжиан, полученный в работе^{/3/}. Его необходимо дополнить членами, описывающими взаимодействие барионов с мезонами. В низшем порядке на константе связи $g \approx g_A \frac{M_N}{F_\pi}$ / g - сильная константа связи, $g_A = 1,25$, M_N - масса нуклона, $F_\pi = 92$ МэВ - константа распада пиона/ получаем^{/4/}:

$$\mathcal{L}_1^B = 2g(\alpha d_{ijk} - i(1-\alpha) f_{ijk}) \bar{B}_i \gamma_5 B_j M_k, \quad /1/$$

$$\mathcal{L}_2^B = \frac{2g^2}{M_N} (\alpha d_{kim} - i(1-\alpha) f_{kim}) (\alpha d_{ljm} - i(1-\alpha) f_{ljm}) \bar{B}_i B_l M_j M_k / 2/$$

где $\alpha \approx \frac{2}{3}$ - параметр смешивания, d_{ijk} и f_{ijk} - SU(3) - коэффициенты d и f связи, B_i - поля барионов, M_k - поля мезонов.

Взаимодействие с электромагнитным полем A_μ вводится градиентно-инвариантным способом

$$\partial_\mu \chi^\pm \rightarrow (\partial_\mu \pm ieA_\mu) \chi^\pm,$$

где $\chi^\pm = (\pi^\pm, K^\pm, p^\pm, \Sigma^\pm, \Xi^\pm)$. /3/

Тогда в низших порядках по константе $1/F_\pi$ лагранжиан имеет вид*

$$\mathcal{L}_{KK} = -(4F_\pi)^{-2} : \vec{K}^2 [(\partial_\mu \vec{K})^2 - m_K^2 \vec{K}^2] : , \quad /4/$$

*Мы полагаем, что $F_\pi = F_K$. Для барионов приводим здесь лишь ту часть лагранжиана, которая содержит K^- . Из /1/ и /2/ легко получить и остальные части лагранжиана с барионами.

$$\mathcal{L}_{\pi K} = -\frac{1}{2} (2F_\pi)^{-2} : \vec{\pi}^2 [(\partial_\mu \vec{K})^2 - m_K^2 \vec{K}^2] : , \quad /5/$$

$$\mathcal{L}_{\pi A} = ie : A_\mu (\pi^+ \partial_\mu \pi^- - \pi^- \partial_\mu \pi^+) : + e^2 : A_\mu^2 \pi^+ \pi^- : , \quad /6/$$

$$\mathcal{L}_{KA} = ie : A_\mu (K^+ \partial_\mu K^- - K^- \partial_\mu K^+) : + e^2 : A_\mu^2 K^+ K^- : , \quad /7/$$

$$\mathcal{L}_{BA} = \mp e : A_\mu \bar{B}^\pm \gamma^\mu B^\pm : , \quad /8/$$

$$\mathcal{L}_{1(K^-)}^B = \sqrt{2} g_A \frac{M_N}{F_\pi} K^- \{ \bar{\Xi}^0 \cdot \Sigma^+ + (2\alpha - 1) \bar{\Sigma}^- \cdot n + \frac{2\alpha - 1}{\sqrt{2}} \bar{\Sigma}^0 \cdot p - \frac{\bar{\Xi}^- \cdot \Sigma^0}{\sqrt{2}} - \frac{3 - 2\alpha}{\sqrt{6}} \bar{\Lambda} \cdot p + \frac{4\alpha - 3}{\sqrt{6}} \bar{\Xi}^- \cdot \Lambda \} , \quad /9/$$

$$\mathcal{L}_{2(K^- K^+)}^B = g_A^2 \frac{M_N}{F_\pi^2} K^- K^+ \{ \bar{\Sigma}^- \Sigma^- + (1 - 2\alpha)^2 \bar{\Sigma}^+ \Sigma^+ + \quad /10/$$

$$+ 2[\frac{\alpha^2}{3} + (1-\alpha)^2 - \frac{\alpha(1-\alpha)}{4}] p p + 2[\frac{\alpha^2}{3} + (1-\alpha)^2 + \frac{\alpha(1-\alpha)}{4}] \bar{\Xi}^- \Xi^-$$

+ нейтр. барионы }.

$$(\vec{K}^2 = 2K^+ K^- + 2\bar{K}^0 K^0, \vec{\pi}^2 = 2\pi^+ \pi^- + (\pi^0)^2, \bar{B} \cdot B = \bar{B} \gamma_5 B).$$

Выписанные здесь лагранжианы позволяют нам найти амплитуду комптон-эффекта на каоне в однопетлевом приближении порядка e^2/F^2 .

§3. Амплитуда комптон-эффекта

Амплитуду комптон-эффекта запишем стандартным способом

$$\langle K^0(p_1) K^0(p_2) | S | \gamma_{\lambda_1}(q_1) \gamma_{\lambda_2}(q_2) \rangle = t_{\lambda_1 \lambda_2}^{\mu\nu} T_{\mu\nu}^{\pm(1)}(p_1 p_2 | q_1 q_2),$$

$$t_{\lambda_1 \lambda_2}^{\mu\nu} = \frac{i \delta^{(4)}(p_1 + p_2 - q_1 - q_2)}{(4\pi)^2 \sqrt{p_1^0 p_2^0 q_1^0 q_2^0}} \epsilon_{\lambda_1}^{\mu} \epsilon_{\lambda_2}^{\nu}, \quad /11/$$

где q_1 и q_2 - импульсы фотонов, $\epsilon_{\lambda_1}^{\mu}$, $\epsilon_{\lambda_2}^{\nu}$ - поляризации фотонов, p_1 , p_2 - импульсы каонов. В борновском приближении /рис. 1/ имеем

$$T_{\mu\nu}^{\pm(1)} = 2e^2 \left(g^{\mu\nu} - \frac{p_1^{\mu} p_2^{\nu}}{p_1^0 q_2^0} - \frac{p_1^{\nu} p_2^{\mu}}{p_1^0 q_2^0} \right), \quad /12/$$

$$T_{\mu\nu}^{0(1)} = 0.$$

Здесь будут использованы соотношения $p_1^2 = p_2^2 = m_K^2$, $q_1^2 = q_2^2 = 0$, $(q_1 \epsilon_{\lambda_1}) = (q_2 \epsilon_{\lambda_2}) = 0$.

Перейдем к рассмотрению следующего порядка теории возмущений - e^2/F_{π}^2 . Подобно тому, как это делалось в работе /1/, будем вычислять совместные вклады от диаграмм, изображенных на рис. 2-6. В результате приходим к конечному выражению для амплитуды комптон-эффекта в e^2/F^2 -приближении

$$T_{\mu\nu}^{\pm(2)} = \frac{2e^2}{(4\pi F_{\pi})^2} (g^{\mu\nu} q_1 q_2 - q_1^{\nu} q_2^{\mu}) [\beta^{(\pi)}(q_1 q_2) + \beta_{\pm}^{(K)}(q_1 q_2) + \beta^{(B)}],$$

$$T_{\mu\nu}^{0(2)} = \frac{2e^2}{(4\pi F_{\pi})^2} (g^{\mu\nu} q_1 q_2 - q_1^{\nu} q_2^{\mu}) [\beta^{(\pi)}(q_1 q_2) + \beta_0^{(K)}(q_1 q_2)]. \quad /13/$$

Поясним, что означают функции $\beta^{(\pi)}(q_1 q_2)$, $\beta_{\pm}^{(K)}(q_1 q_2)$, $\beta_0^{(K)}(q_1 q_2)$, $\beta^{(B)}$ и как они вычисляются.

Функция $\beta^{(\pi)}(q_1 q_2)$ соответствует вкладу от двух диаграмм с внутренними пионными линиями, изображен-

ных на рис. 2. Как показано в работе /1/, при совместном вычислении эти две диаграммы дают конечный вклад в амплитуду рассеяния даже без использования какой-либо специальной регуляризации. Этот вклад одинаков как для случая заряженных, так и для случая нейтральных внешних каонов и равен

$$\beta^{(\pi)}(q_1 q_2) = \frac{q_1 q_2}{4m_{\pi}^2} J\left(\frac{q_1 q_2}{2m_{\pi}^2}\right), \quad /14/$$

где

$$J(\xi) = \frac{1}{\xi} \left\{ \frac{1}{\xi} \left[\arctg\left(\frac{1}{\xi} - 1\right)^{1/2} \right]^2 - 1 \right\}. \quad /15/$$

Чтобы показать, как меняется функция $J(\xi)$, приведем

ее значения в двух точках: $J(0) = \frac{1}{3}$ и $J(1) = \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 - 1 = \frac{3}{2}$.

Отсюда видно, что если при значении $(q_1 q_2) = 0$ функция $\beta^{(\pi)}(q_1 q_2)$ не дает вклада в амплитуды /13/, то уже при значениях $(q_1 q_2)$ близких к порогу рождения двух пионов, этот вклад в $T_{\mu\nu}^{0(2)}$, а значит и в поляризуе-

мость каона /см. §4/, будет довольно заметным.

Функция $\beta_{\pm}^{(K)}(q_1 q_2)$ соответствует вкладу от двух диаграмм с внутренними каонными линиями и заряженными внешними каонами /рис. 3/. Вычисления, подобные предыдущим, приводят к функции

$$\beta_{\pm}^{(K)}(q_1 q_2) = \frac{1}{4} \left(1 + \frac{q_1 q_2}{2m_K^2} \right) J\left(\frac{q_1 q_2}{2m_K^2}\right). \quad /16/$$

Несколько иное выражение получается для случая нейтральных внешних каонов /рис. 3/:

$$\beta_0^{(K)}(q_1 q_2) = \frac{q_1 q_2}{2m_K^2} J\left(\frac{q_1 q_2}{2m_K^2}\right). \quad /17/$$

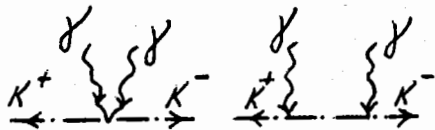


Рис. 1

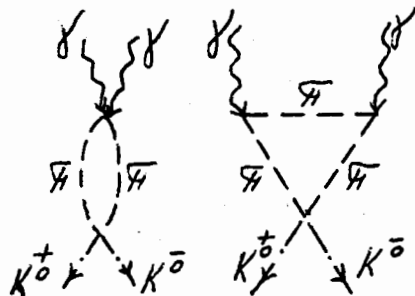


Рис. 2

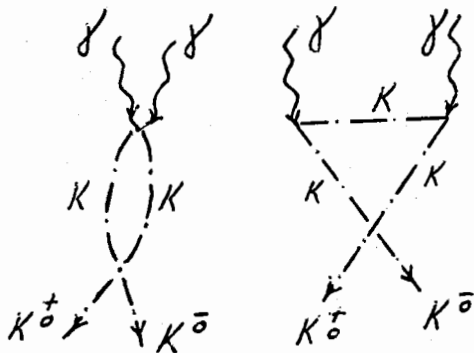


Рис. 3

Отсюда видно, что при $(q_1 q_2) = 0$ отличный от нуля вклад в $T_{\mu\nu}^{(2)}$ дает лишь функция $\beta_{\pm}^{(K)}(0) \approx 0,08$. Как мы ниже убедимся, этот вклад существенно меньше соответствующего вклада от диаграммы с барионными петлями.

Перейдем, наконец, к оценке вклада от барионных петель. Не останавливаясь на деталях вычислений, поскольку они подобны описанным в работе /1/, сразу приведем конечный результат. Для случая нейтральных внешних каонов совместный вклад в амплитуду $T_{\mu\nu}^{(2)}$ от диаграмм, изображенных на рис. 4 и 5, равен нулю. Для случая же заряженных внешних каонов совместный вклад от диаграмм, изображенных на рис. 4 и 6, равен

$$\begin{aligned} \beta^{(B)} &= \frac{2}{3} g_A^2 \left\{ 4 \left[\frac{a^2}{3} + (1-a)^2 - \frac{a(1-a)}{4} \right] + \right. \\ &+ 4 \left[\frac{a^2}{3} + (1-a)^2 + \frac{a(1-a)}{4} \right] \left(\frac{M_N}{M_E} \right)^2 + 2 \left(\frac{M_N}{M_{\Sigma}} \right)^2 + \\ &+ 2(1-2a)^2 \left(\frac{M_N}{M_{\Sigma}} \right)^2 - \left(\frac{M_N}{M_{(\Sigma 3\Sigma)}} \right)^2 - (2a-1)^2 \left(\frac{M_N}{M_{(n 3\Sigma)}} \right)^2 - \\ &- \frac{(2a-1)^2}{2} \left(\frac{M_N}{M_{(\Sigma 3p)}} \right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{M_N}{M_{(\Sigma 3E)}} \right)^2 - \\ &\left. - \frac{(3-2a)^2}{6} \left(\frac{M_N}{M_{(\Lambda 3p)}} \right)^2 - \frac{(4a-1)^2}{6} \left(\frac{M_N}{M_{(\Lambda 3E)}} \right)^2 \right\} \approx 1,4^* \end{aligned} \quad /18/$$

* В случае точной $SU(3)$ симметрии все однопетлевые барионные диаграммы для собственной энергии мезона, его формфактора и амплитуды комптон-эффекта оказываются пропорциональными величине $f(a) = 3(1-a)^2 + 5/3a^2$. Минимальное значение функции $f(a)$ соответствует весьма разумной величине параметра смешивания $a = 9/14 \approx 0,65$.

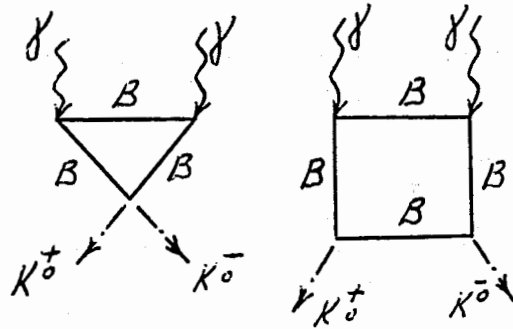


Рис. 4

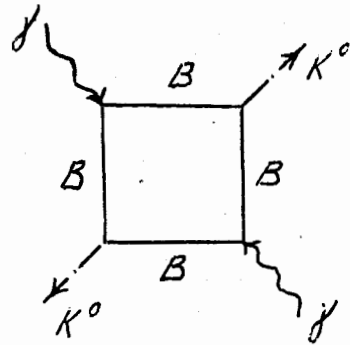


Рис. 5

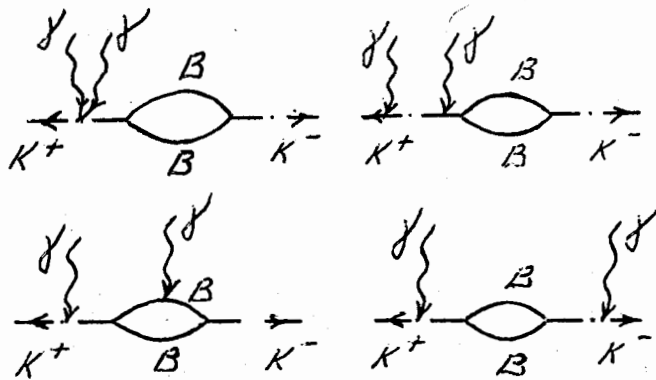


Рис. 6

Здесь оставлены лишь константные члены, поскольку следующие члены разложения по степеням $(q_1 q_2)$ малы,

$$\text{типа } 0\left(\frac{q_1 q_2}{M_N^2}\right).$$

Отсюда видно, что при $(q_1 q_2) = 0$ барионные петли дают определяющий вклад в амплитуду $T_{\mu\nu}^{\pm(2)}(0)$. Амплитуда же $T_{\mu\nu}^{0(2)}(0)$ равна нулю.

§4. Поляризуемость каона и обсуждение результатов

Перейдем теперь к вычислению поляризуемости каона. Поляризуемость α_K определяется как коэффициент эффективного взаимодействия каона с внешним электромагнитным полем /1,5,6/

$$V_{\text{вз.}} = -\frac{\alpha_K}{2} (\vec{E}^2 - \vec{H}^2). \quad /19/$$

Как и в случае пионов, электрическая и магнитная поляризуемости каона оказываются одинаковыми по абсолютной величине и разными по знаку.

Коэффициент α_K связан с функцией $\beta(q_1 q_2)$, стоящей в квадратных скобках в /13/, следующим соотношением /1,6/:

$$\alpha_K = \frac{e^2}{(4\pi F_\pi)^2} \frac{\beta(0)}{m_K}. \quad /20/$$

Отсюда нетрудно получить, что

$$\alpha_{K^\pm} \approx \left(\frac{e}{4\pi F_\pi}\right)^2 \frac{1,5}{m_K} \approx 1,6 \cdot 10^{-3} \phi^3, \quad /21/$$

$$\alpha_{K^0} = 0.$$

Эти значения согласуются с теоретическими оценками, полученными недавно М.В. Терентьевым с использованием алгебры токов и ЧСАТ /6/ : $\alpha_{K^\pm} \approx 10^{-3} \phi^3$ и с экспериментальными данными имеющими пока, к сожалению, большие ошибки: $\alpha_{K^\pm}^{\text{эксп.}} = -(4 \pm 11) \cdot 10^{-3} \phi^3$.

Отсюда можно заключить, что используемое нами однопетлевое приближение достаточно верно описывает эффект поляризуемости каона, как минимум, воспроизводя реальную качественную картину.

В заключение авторы выражают благодарность Д.И.Блохинцеву за внимание к работе.

Литература

1. V.N.Pervushin, M.K.Volkov. Preprint JINR, E2-8098, Dubna, 1974.
2. M.Gell-Mann, R.J.Oakes, B.Renner. Phys.Rev., 175, 2195 (1968).
3. F.Gursey, M.Serdaroglu. Nuovo Cim., 7A, 584 /1972/; 9A, 263 /1972/.
4. С.Газиорович. "Физика элементарных частиц". М., Наука, 1969.
5. В.А.Петрунькин. Труды ФИАН, 41, М., Наука, 1968.
6. М.В.Терентьев. ЯФ, 16, 162 /1972/; УФН, 112, 37 /1974/; ЯФ, 19, 1298 /1974/.
7. G.Backenstoss et al. Phys.Lett., B43, 431 /1973/.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 марта 1975 года.