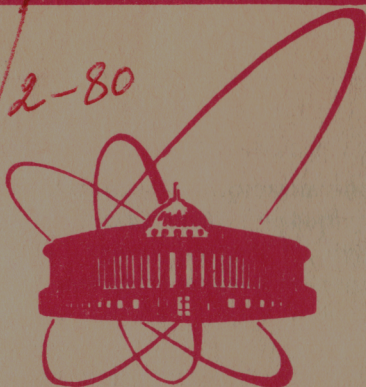


4866 / 2-80



объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
дубна

20/x-80  
P2-80-471

М.К.Волков, Д.Эберт

ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ ПИОНОВ  
В КИРАЛЬНОЙ КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ

Направлено в "Physics Letters, B"

1980



Волков М.К., Эберт Д.

P2-80-471

Поляризуемость пионов в киральной кварковой модели

Показано, что величина поляризуемости пиона, вычисленная в киральной модели с кварковыми петлями, полностью совпадает с аналогичной величиной, найденной в киральной мезон-барионной модели. Критически обсуждаются результаты работы Ланта и Тараха.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1980

Volkov M.K., Ebert D.

P2-80-471

Pion Polarizability in a Chiral Quark Model

The pion polarizability is calculated in a chiral me-

диаграммы с кварковыми петлями давно уже успешно используются для описания таких низкоэнергетических характеристик мезонов, как электромагнитные радиусы<sup>/1/</sup>, структурные константы распадов<sup>/1/</sup>, вероятности радиационных распадов  $\pi^0, \rho, \rho', K_2^0$  мезонов<sup>/2,3,4/</sup> и т.п. Поскольку при этом всегда приходится иметь дело с сильными взаимодействиями, то одним из главных вопросов, возникающих здесь, является вопрос о законности использования теории возмущений, т.е. законности использования лишь низших порядков этой теории (двух- и однопетлевых диаграмм).

Аргументы в пользу разумности однопетлевого приближения возникают иногда из-за появления диаграмм аномального типа<sup>/2-4/</sup>, иногда из-за дополнительного рассмотрения правил сумм<sup>/1/</sup>. Но во многих случаях эти аргументы не действуют. К такому случаю относится и комптон-эффект на пионе (или каоне). Здесь оправдание законности однопетлевого приближения следует искать в других областях. В частности, одной из таких возможностей является, по нашему мнению, использование кирально-симметричных лагранжианов. Как в случае электродинамики использование градиентно-инвариантного лагранжиана приводит к совпадению низкоэнергетического разложения по степеням  $q^2$  с разложением по константе  $\alpha$ <sup>/5/</sup>, так и здесь низкоэнергетическое разложение начинает приближаться к разложению по  $g$ , хотя  $\alpha$  - малая величина, а  $g$  - большая. Поэтому при вычислении поляризуемости пиона в однопетлевом приближении принципиально важно использовать киральный лагранжиан, иначе полученные результаты будут противоречить как общим результатам алгебры токов<sup>/6/</sup>, так и результатам других подходов<sup>/7-9/</sup>.

Именно такой недостаток, по нашему мнению, имеется в работе<sup>/10/</sup>, где авторы вычислили поляризуемость пиона с использованием простейшего пион-кваркового лагранжиана только с кавской связью (см.  $\mathcal{L}_1$  в формуле (2)). На самом деле, кварковая структура мезонов допускает, наряду с вершинами типа Ia (рис.1), существование в том же порядке вершин типа Ib (см.  $\mathcal{L}_2$  в формуле (2)), которые также надо рассматривать при описании комптон-эффекта. Первые вершины дают четырехугольные диаграммы, вторые - треугольные (см. рис.2).

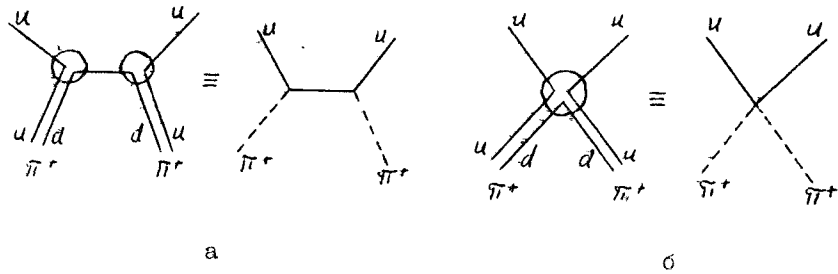


Рис. 1

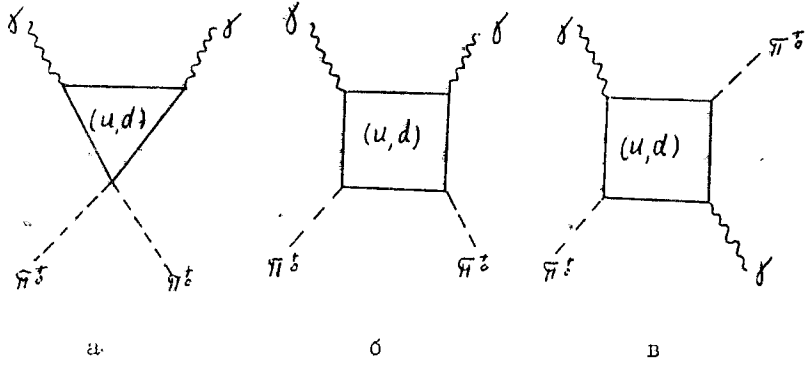


Рис. 2

в работе<sup>[4]</sup> при описании радиационных распадов  $\rho$ - и  $K_L^0$ -мезонов мы предложили кирально-инвариантный эффективный мезон-кварковый лагранжиан. Однако при значении  $g_A = 1$  (перенормировка аксиального кваркового тока) нелинейность по мезонам не играла роли при описании радиационных распадов, и результаты, вычисленные с киральным лагранжианом, совпадали с результатами, вычисленными при использовании простейшего линейного по мезонам лагранжиана  $\mathcal{L}_1$ . Но в той же работе было указано, что для таких величин, как поляризуемость пиона, использование нелинейного кирального лагранжиана начинает играть очень важную роль. Покажем здесь, что это действительно так.

Киральный кварк-мезонный лагранжиан группы  $SU(3)_L \times SU(3)_R$  имеет вид<sup>[4]</sup>

$$\mathcal{L} = \frac{F^2}{2} D_\mu \zeta_i D^\mu \zeta_i + \bar{q} (\gamma^\mu D_\mu - m) q - g_A (\bar{q} \gamma^\mu \gamma^5 V_\mu q) D_\mu \zeta_i + \Delta \mathcal{L}. \quad (1)$$

Здесь  $\zeta_i = \frac{\Phi_i}{F}$  ( $i=1, \dots, 8$ ) и  $q_{i\alpha}$  - поля мезонов и кварков, кварковые индексы соответствуют запаху и цвету,  $F = 95$  МэВ - константа распада пиона,  $g_A$  - константа перенормировки аксиального тока кварков,  $D_\mu \zeta_i$  и  $D_\mu q$  - ковариантные производные (см. [4, II]),  $V_i = \frac{\lambda_i}{2} \mathbf{1}$ ,  $A_i = \frac{\lambda_i}{2} \gamma^5$  - генераторы киральной группы,  $\lambda_i$  - матрицы Гелл-Манна,  $\Delta \mathcal{L}$  - массовый член мезонов.\*

После преобразования  $q = \exp(-ig_A A_i) \psi$  для мезон-кваркового лагранжиана с низшими степенями по  $\zeta_i$  получаем ( $g_A = 1$  [1, 4])

$$\mathcal{L}_1 = i(m_i + m_j)(V_k)_{ij} \bar{\psi}_{i\alpha} \gamma^5 \psi_{j\alpha} \zeta_k, \quad (2a)$$

$$\mathcal{L}_2 = \bar{\psi}_{i\alpha} \psi_{j\alpha} \zeta_k \zeta_l \left[ \frac{m_i + m_j}{2} (V_k V_l)_{ij} + m_n (V_k)_{in} (V_l)_{nj} \right] \quad (2b)$$

или, в случае только пион-кварковых взаимодействий,

$$\mathcal{L}'_1 = i\sqrt{2} \frac{m_u}{F} \bar{u} \gamma^5 u + i \frac{m_u}{F} \bar{u} \gamma^5 u (\bar{u} u + \bar{d} d), \quad (2'a)$$

$$\mathcal{L}'_2 = \frac{m_u}{F^2} \left( \frac{F}{2} \pi^0 + \pi^+ \pi^- \right) (\bar{u} u + \bar{d} d). \quad (2'b)$$

Из лагранжиана (2б) следует, что вклад от треугольной диаграммы, изображенной на рис. 2а, в амплитуду комптон-эффекта одинаков как для  $\pi^0$ , так и для  $\pi^+$  и равен

$$T_{(\pi^0)}^{(2a)} = \frac{10}{9} (2\pi F)^{-2} \epsilon_{\mu\nu\lambda} [g^{\mu\nu} q_1 q_2 - q_2^\mu q_1^\nu], \quad (3)$$

\* В лагранжиане (1) мезоны выступают как бесструктурные голдстоуновские частицы. Мезон-кварковые взаимодействия являются отражением сильных мезон-барионных взаимодействий. Подобный подход используется при описании кирально-инвариантного взаимодействия пионов с нуклонными мешками<sup>[12]</sup>.



где

$$C_{\mu\nu} = i \frac{\delta^{(\mu)}(\rho_1 + \rho_2 \cdot q_1 - q_2)}{(4\pi)^2 \sqrt{\omega_1 \omega_2} \rho_1^0 \rho_2^0} e^2 \varepsilon_1^\mu \varepsilon_2^\nu.$$

Здесь  $\varepsilon_i$  - поляризации фотонов,  $\omega_i$  - энергии фотонов,  $\rho_i^0$  - энергии пионов,  $q_i$  - импульсы фотонов,  $\rho_i$  - импульсы пионов.

Вклады от четырехугольных диаграмм, изображенных на рис. 2б, в, отличаются для заряженных и нейтральных пионов. В первом случае этот вклад равен

$$T_{(\pi^+)}^{(2\delta, \delta)} = -\frac{1}{9}(2\pi F)^{-2} C_{\mu\nu} [g^{\mu\nu} q_1 q_2 - q_2^\mu q_1^\nu + d^{\mu\nu}(\rho_1, q_1)] \quad (4)$$

Здесь  $d^{\mu\nu}(\rho, q)$  - члены, которые сокращаются при учете однопетлевых диаграмм, где один или оба фотона испускаются пионами. Для нейтральных пионов этот вклад оказывается на порядок больше

$$T_{(\pi^0)}^{(2\delta, \delta)} = -\frac{10}{9}(2\pi F)^{-2} C_{\mu\nu} [g^{\mu\nu} q_1 q_2 - q_2^\mu q_1^\nu] \quad (5)$$

Здесь члены типа  $d^{\mu\nu}$  отсутствуют\*. Складывая вклады от треугольных и четырехугольных диаграмм, получаем

$$T_{(\pi^+)}^{(2\delta, \delta)} = (2\pi F)^{-2} C_{\mu\nu} [g^{\mu\nu} q_1 q_2 - q_1^\mu q_2^\nu], \quad (6)$$

$$T_{(\pi^0)}^{(2\delta, \delta)} = 0,$$

что приводит к следующим значениям для поляризуемости пионов:

$$\alpha_{\pi^+} = 0,35 \frac{2}{m_\pi^2}, \quad \alpha_{\pi^0} = 0. \quad (7)$$

Напомним, что в киральной модели с барионными петлями получался результат, очень близкий к (6):

$$T_{(\pi^+)}^{(5)} = \frac{g_A^2 C}{3} (2\pi F)^{-2} C_{\mu\nu} [g^{\mu\nu} q_1 q_2 - q_1^\mu q_2^\nu], \quad (8)$$

$$T_{(\pi^0)}^{(5)} = 0,$$

\* Если вычислять поляризуемость с учетом только четырехугольных диаграмм (см. (4) и (5)), то получим результат, полностью совпадающий с (7).

где  $g_A = 1,26$  - перенормировка аксиального тока, а  $C$  - фактор, возникающий от учета всех сортов барионов в октете. Если пренебречь разностью масс барионов в октете, то  $C = 2[3(1-\alpha)^2 + \frac{5}{3}\alpha^2] \approx 2,1$ . Здесь  $\alpha \approx 2/3$  - параметр смешивания  $f$ - и  $d$ -связей в мезон-барионном взаимодействии. При учете разности масс барионов этот фактор несколько уменьшается  $C \approx 1,7$ . В любом случае его можно считать приближенно равным двойке, и тогда множитель  $g_A^2 C$  оказывается равным трем. Тем самым получается интересный результат: цветовой фактор три в кварковой модели совпадает с фактором, возникающим от учета "запахов" барионов, если оба этих фактора дополнительно умножить на  $g_A^2$  (для кварков  $g_A = 1$ , для барионов  $g_A = 1,26$ ).

Помимо кварковых петель можно учесть и мезонные петли (см. лагранжиан (I), первый член). Тогда результат киральной кварковой модели полностью совпадает с результатом киральной мезон-барионной модели<sup>(11)</sup>.

Итак, мы видим, что причина расхождения результатов работы<sup>(10)</sup> с результатами других работ<sup>(6-9)</sup> заключается в том, что там не были учтены весьма важные диаграммы треугольного типа.

Интересно отметить, что вклады в амплитуду комптон-эффекта от отдельных петлевых диаграмм в кварковой и мезон-барионной моделях сильно отличаются друг от друга (например, для  $T_{(\pi^+)}^{(2a)}$  вместо множителя  $10/9$ , возникающего в кварковой модели, получаем множитель 2 в мезон-барионной модели; для  $T_{(\pi^+)}^{(2\delta, \delta)}$  - вместо  $(-1/9)$  получаем  $(-1)$ , а для  $T_{(\pi^0)}^{(2\delta, \delta)}$  - вместо  $(-10/9)$  получаем  $(-2)$ ). Однако при рассмотрении всей совокупности диаграмм данного порядка кирального лагранжиана результаты в двух разных моделях начинают полностью совпадать, что является еще одним аргументом в пользу нелинейных киральных лагранжианов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Герасимов С.Б. ЯФ, 1979, 29, с.513.
2. Okubo S. Symmetries and Quark Models /Ed. by R.Cand./, N.Y., Gordon-Breach, 1970, p.59.
3. Chanowitz M.S. Phys.Rev.Lett., 1975, 35, p.977.
4. Волков М.К., Эберт Д. ОИЯИ, P2-12959, Дубна, 1980.
5. Соловьев Л.Д. ТМФ, 1973, 15, с.59.
6. Терентьев М.А. ЯФ, 1972, 16, с.162; ЯФ, 1974, 19, с.1297.
7. Pervushin V.N., Volkov M.K. Phys.Lett., 1975, 55B, p.405.



8. Гальперин А.С., Калиновский Ю.Л. ОИЯИ, Р2-10849, Дубна, 1977.  
 9. Львов А.И., Иструнский В.А. Prepr. N 170 P.N.Lebedev Phys. Institute, Moscow, 1977.  
 10. Blanta E., Tarrach R. Phys.Lett., 1980, 91B, p.132.  
 11. Болков Л.К. ЭЧАЯ, 1979, 10, с. 693.  
 12. Callan C.G., Dashen R.F., Gross D.J. Phys.Lett., 1978, 78B, p.307;  
 Brown G.E., Rho M. Phys.Lett., 1979, 82B, p.177;  
 Brown G.E., Rho M., Vento V. Phys.Lett., 1979, 84B, p.383.

Рукопись поступила в издательский отдел  
4 июля 1980 года.

## Нет ли пробелов в Вашей библиотеке?

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

Д1,2-8405	Труды IV Международного симпозиума по физике высоких энергий и элементарных частиц. Варна, 1974.	2 р. 05 к.
P1,2-8529	Труды Международной школы-семинара молодых ученых. Актуальные проблемы физики элементарных частиц. Сочи, 1974.	2 р. 60 к.
Д6-8846	XIV совещание по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1975.	1 р. 90 к.
Д13-9164	Международное совещание по методике проволочных камер. Дубна, 1975.	4 р. 20 к.
Д1,2-9224	IV Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1975.	3 р. 60 к.
Д-9920	Труды Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра. Дубна, 1976.	3 р. 50 к.
Д9-10500	Труды II Симпозиума по коллективным методам ускорения. Дубна, 1976.	2 р. 50 к.
Д2-10533	Труды X Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Баку, 1976.	3 р. 50 к.
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 У1 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.
P18-12147	Труды III совещания по использованию ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач.	2 р. 20 к.

Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
Р2-12462	Труды V Международного совещания по нелокальным теориям поля. Алушта, 1979.	2 р. 25 к.
Д-12831	Труды Международного симпозиума по фундаментальным проблемам теоретической и математической физики. Дубна, 1979.	4 р. 00 к.
Д-12965	Труды Международной школы молодых ученых по проблемам ускорителей заряженных частиц. Минск, 1979.	3 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.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:

101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79,

издательский отдел Объединенного института ядерных исследований