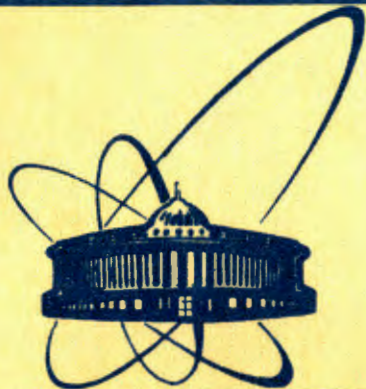


9/IV-84



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

1739/84

P2-84-5

Б.В.Быковский

ФОТОРОЖДЕНИЕ ПИОНОВ
ВМОДЕЛИ СОСТАВНЫХ МЕЗОНОВ

1984

ВВЕДЕНИЕ

Алгебра токов является одним из основных методов описания взаимодействий адронов при низких энергиях. Однако, оставаясь в рамках этого подхода, невозможно получить полную динамическую картину взаимодействия. Дело в том, что простые выражения для адронных токов, получаемые в кварковой модели, позволяют установить лишь общие закономерности, такие как одновременные коммутаторы или частичное несохранение. Для динамического расчета матричных элементов необходимо конкретизировать форму сильных взаимодействий адронов. Это можно сделать, применив какую-либо феноменологическую модель. Однако на этом пути также не избежать трудностей: феноменологические модели зачастую описывают узкий круг явлений, а попытка объединения нескольких моделей /например, модели векторной доминантности и модели с кварковыми петлями/ может привести к двойному счету.

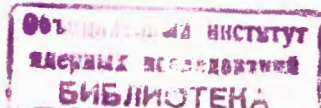
Более оптимальным представляется следующий путь: на кварковом уровне строятся адронные токи, их взаимодействие с электромагнитным полем и лептонными токами, а также вводится самодействие кварковых полей. Переход от кварковых полей к адронным позволит описать взаимодействие наблюдаемых частиц.

Для осуществления такой программы воспользуемся моделью составных мезонов, позволяющей получить известные феноменологические лагранжианы и не приводящей к двойному счету. В рамках этой модели будет рассмотрено фоторождение пиона, проведено сравнение с предсказаниями алгебры токов и сделана оценка сечения рождения пиона в кулоновском поле ядра.

§1. МОДЕЛЬ СОСТАВНЫХ МЕЗОНОВ

Модель составных мезонов была предложена в ^{1/} и развита в работах ^{2, 3, 4/}. Основой модели являются четырехкварковые лагранжианы, из которых введением коллективных возбуждений удастся построить эффективные лагранжианы типа Янга-Миллса, σ -модели, модели векторной доминантности. Все константы взаимодействия связаны друг с другом и выражаются через константы распадов $\rho \rightarrow 2\pi$ и $\pi \rightarrow \mu\nu$ ^{5/}.

Чтобы выяснить, какие диаграммы дают вклад в амплитуду $\gamma\pi \rightarrow \pi\pi$, рассмотрим $U(2)$ - инвариантный четырехкварковый лагранжиан. Электромагнитное взаимодействие вводится, как обычно, удлинением производной.



$$\mathcal{L} = \bar{q}(i\partial - m_0 - eQA)q + \frac{G_1}{2} [(\bar{q}q)^2 + (\bar{q}i\gamma_5 r^a q)^2] - \frac{G_2}{2} [(\bar{q}\gamma_\mu q)^2 + (\bar{q}\gamma_\mu r^a q)^2] - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}, \quad /1/$$

где $q = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$ - поля кварков, $\partial = \partial_\mu \gamma^\mu$, $A = A_\mu \gamma^\mu$, γ^μ - матрицы Дирака, r^a - изоспиновые матрицы, $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$, m_0 - затравочная /токовая/ масса кварка, $Q = \frac{1}{8}(1 + 3\tau^3)$ - зарядовая матрица кварков. Предполагается, что кварки несут цветовые индексы, по которым производится суммирование.

Процедура перехода от четырехкваркового лагранжиана /1/ к эффективному мезонному взаимодействию описывалась неоднократно, поэтому целесообразно воспроизвести лишь основные моменты, не останавливаясь на подробностях, не существенных в дальнейшем. Детально вывод приводится в /2, 6/.

Рассмотрим производящий функционал с лагранжианом /1/.

$$W[\bar{\eta}, \eta, B] = \frac{1}{N} \int D\bar{q}DqDA\delta[\partial_\mu A^\mu] \exp\{i \int d^4x [\mathcal{L}(x) + \bar{\eta}q + \bar{q}\eta + AB]\}, \quad /2/$$

N - нормировочный множитель, который в дальнейшем будем опускать, $\bar{\eta}, \eta, B$ - внешние источники.

Введением коллективных переменных /типа $\pi^a = \bar{q}i\gamma_5 r^a q$ / функциональный интеграл /2/ сводится к гауссовому и, после интегрирования по полям кварков, предстает в виде интеграла по бозонным полям:

$$W[\bar{\eta}, \eta, B] = \int D\sigma D\vec{\rho} D\omega D\vec{\rho} DA \delta[\partial_\mu A^\mu] \exp\{i \int d^4x [-\frac{\delta\mu^2}{2}(\sigma^2 + \vec{\rho}^2) + \frac{\delta M^2}{2}(\omega^2 + \vec{\rho}^2) - i \text{Tr} \ln(i\partial - m_0 + g_1(\sigma + i\gamma_5 r^a \pi^a) + g_2(\phi + r^a \rho^a) - eQA) + \text{токовые члены}]\}, \quad /3/$$

$$g^2/\delta\mu^2 = G_1, \quad g^2/\delta M^2 = G_2.$$

След логарифма в /3/ можно представить в виде

$$-i \text{Tr} \ln \{ 1 + \frac{1}{i\partial - m} [g_1(\sigma + i\gamma_5 r^a \pi^a) + g_2(\phi + r^a \rho^a) - eQA] \} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \text{Tr} \{ \frac{-1}{i\partial - m} [g_1(\sigma + i\gamma_5 r^a \pi^a) + g_2(\phi + r^a \rho^a) - eQA] \}^n. \quad /4/$$

Пропагатор кварка в /4/ зависит от новой, "составляющей" массы, не совпадающей с токовой массой кварка, что обусловлено динамическим нарушением киральной симметрии. Мезоны взаимодействуют

друг с другом и с электромагнитным полем через кварковые петли. Часть петель /члены разложения/4/ с номерами $n = 1, 2, 3, 4$ расходится.

Если рассматривать только расходящиеся петли, то из /4/ можно получить лагранжиан типа Янга-Миллса для векторных мезонов, лагранжиан σ - модели для триплета псевдоскалярных и скалярного мезонов, а также лагранжиан взаимодействия векторных и псевдоскалярных мезонов. Последний используется для нахождения импульса обрезания расходящихся кварковых петель из ширины распада $\rho \rightarrow 2\pi$.

Следует заметить, что для описания ряда процессов недостаточно учитывать одни только расходящиеся части /4/. Для вычисления электромагнитных радиусов мезонов, длины рассеяния и др. необходимо учитывать конечные части кварковых петель - так называемые q^2 - члены /6/. Конечные члены вводятся так, что на массовой поверхности их вклад равен нулю - это гарантирует от перенормировок эффективные константы, определяемые расходящимися частями кварковых петель.

Несложными выкладками можно установить, что вклад в амплитуду процесса $\gamma\pi \rightarrow \pi\pi$ будут давать две диаграммы, изображенные на рис.1.

Взаимодействие мезонов и векторная доминантность описываются эффективными лагранжианами, которые получаются из разложения /4/.

$$\mathcal{L}_{\rho\pi\pi} = g_\rho \epsilon^{\alpha\beta\gamma} \pi^a \partial_\mu \pi^\beta (1 + \frac{\square - m_\rho^2}{4\pi^2 F^2}) \rho_\mu^\gamma, \quad /5/$$

$$\mathcal{L}_{\text{эм}} = \frac{e}{g_\rho} m_\rho^2 A^\mu (\rho_\mu^0 + \frac{1}{3} \omega_\mu), \quad /6/$$

$$\mathcal{L}_{\omega 3\pi} = \frac{g_\rho}{8\pi^2 F^3} \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} \epsilon^{\alpha\beta\gamma} \partial_\mu \pi^\alpha \partial_\nu \pi^\beta \partial_\lambda \pi^\gamma \omega_\rho, \quad /7/$$

$$\mathcal{L}_{\rho\omega\pi} = \frac{g}{2\pi F^2} \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} \partial_\mu \rho_\lambda^\alpha \partial_\nu \pi^\alpha \omega_\rho, \quad /8/$$

$g_\rho = \sqrt{6} g$, $g = \sqrt{2}\pi$, F - константа пионного распада. В лагранжиане /5/ учтены q^2 -члены.

Амплитуда процесса $\gamma\pi \rightarrow \pi\pi$, выраженная через инвариантные кинематические переменные, имеет вид

$$T = i \frac{e}{4\pi^2 F^3} [1 - \frac{9}{2\pi} + 12\pi F^2 (\frac{1}{m_\rho^2 - s} + \frac{1}{m_\rho^2 - t} + \frac{1}{m_\rho^2 - u})] \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} p_\mu^1 p_\nu^2 p_\lambda^3 \epsilon_\rho.$$

Выпишем также амплитуду для $\gamma \rightarrow 3\pi$

$$T = i \frac{e}{4\pi^2 F^3} [1 + (-\frac{9}{2\pi} + \frac{36\pi F^2}{m_\rho^2 - q^2})] \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} p_\mu^1 p_\nu^2 p_\lambda^3 \epsilon_\rho, \quad /10/$$

$q = p_1 + p_j$; p_1, p_j - импульсы мезонов.

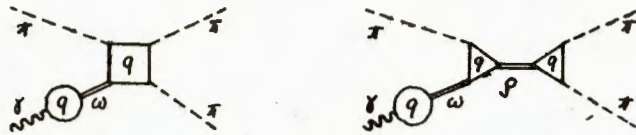


Рис. 1

§2. ФОТОН-МЕЗОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В МОДЕЛИ СОСТАВНЫХ МЕЗОНОВ И АЛГЕБРЕ ТОКОВ

В предыдущем разделе были получены амплитуды для $\gamma\pi \rightarrow \pi\pi$ и $\gamma \rightarrow 3\pi$ в модели составных мезонов. Такого рода процессы изучались также методами алгебры токов. Так, в работах ^{7,8/} были получены соотношения, связывающие эффективные константы процессов $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ и $\gamma \rightarrow 3\pi$. Кроме того, делались попытки учесть сильные взаимодействия мезонов ^{10/}, но они носили скорее оценочный характер. В этом разделе мы сравним результаты подходов алгебры токов и модели составных мезонов на примере процессов $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ и $\gamma \rightarrow 3\pi$.

Эффективные константы этих процессов определяются через соответствующие амплитуды

$$T(\gamma(k_1) + \gamma(k_2) \rightarrow \pi^0) = i\epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} \epsilon_\mu \epsilon_\nu k_\lambda^1 k_\rho^2 \cdot F^\pi,$$

$$T(\gamma(k) \rightarrow \pi^0(q^0) + \pi^+(q^+) + \pi^-(q^-)) = -i\epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} \epsilon_\mu q_\nu^+ q_\lambda^- q_\rho^0 \cdot F^{3\pi}.$$

В предположениях алгебры токов константы F^π и $F^{3\pi}$ должны удовлетворять соотношению

$$\frac{F^{3\pi}}{F^\pi} = \frac{1}{eF^2}. \quad /11/$$

Аналог соотношения /11/ можно получить, используя значение эффективной константы в модели составных мезонов ^{6/} $F^\pi = e^2/4\pi^2 F$ и амплитуду /10/.

$$\frac{F^{3\pi}}{F^\pi} = \frac{1}{eF^2} \left[1 + \left(-\frac{9}{2\pi} + \frac{36\pi F^2}{m_\rho^2} \right) \right]. \quad /12/$$

Член в круглых скобках в /12/ /вклад диаграммы рис.1/б// учитывает обмен ρ -мезонов и не может быть получен в алгебре токов. Оставшаяся часть /12/ /вклад диаграммы рис.1/а// совпадает по величине с /11/. Такой результат не является неожиданным, так как при построении модели составных мезонов взаимодействие электромагнитного и кваркового полей строились так же, как и в алгебре токов. Численная оценка показывает, что вклад диаграммы с обменом векторным мезоном составляет 30% результата, получаемого в алгебре токов.

Еще одна особенность модели и заключается в том, что при переходе от кварковых полей к адронным электромагнитное поле взаимодействует с заряженными адронами только через нейтральные векторные ω - и ρ^0 -мезоны, т.е. воспроизводится модель векторной доминантности. Это отражено на диаграммах рис. 1/а/ и /б/.

§3. ФОТОРОЖДЕНИЕ ПИОНА В КУЛОНОВСКОМ ПОЛЕ ЯДРА

Для экспериментального исследования процесса $\gamma\pi \rightarrow \pi\pi$ было предложено ^{10/} использовать эффект Примакова - фоторождение пиона в кулоновском поле ядра. Дифференциальное сечение процесса $\pi^\pm + (Z, A) \rightarrow (Z, A) + \pi^\pm \pi^0$ имеет вид ^{8/}

$$\frac{d\sigma}{dsd\Delta^2} = \frac{Z^2 a}{\pi} \left\{ \frac{\Delta^2 - ((s - m_\pi^2)/2E)^2}{(\Delta^2)^2} \right\} \frac{\sigma(\gamma\pi \rightarrow \pi\pi)}{s - m_\pi^2}. \quad /13/$$

Формула получена в предположении $|\vec{\Delta}| \ll m_\pi \ll E$, где E - энергия пучка в л.с.

Используя амплитуду /9/, находим дифференциальное сечение фоторождения пиона на тяжелом ядре с зарядом Ze .

$$\frac{d\sigma}{dt ds d\Delta^2} = \frac{Z^2 a}{64\pi^2} \cdot \frac{\Delta^2 - ((s - m_\pi^2)/2E)^2}{(\Delta^2)^2} \cdot \frac{stu - m_\pi^6}{(s - m_\pi^2)^3} \cdot \left(\frac{m_\pi}{m}\right)^6 \cdot \frac{a}{m_\pi^2} \times$$

$$\times \left[1 - \frac{9}{2\pi} + 6m^2 \left(\frac{1}{m_\rho^2 - s} + \frac{1}{m_\rho^2 - t} + \frac{1}{m_\rho^2 - u} \right) \right], \quad m = gF. \quad /14/$$

Образование пиона в кулоновском поле исследовалось в совместном эксперименте ОИЯИ-ИФВЭ на установке "СИГМА" при энергии пучка $E = 40$ ГэВ, $|\vec{\Delta}_{\max}|^2 = 2 \cdot 10^{-8}$ /ГэВ/с/ ² и $s_{\max} = 10 m_\pi^2$. Проинтегрировав дифференциальное сечение /14/ в указанных пределах, получим величину отношения полного сечения фоторождения пиона к квадрату заряда ядра мишени:

$$\frac{\sigma}{Z^2} = 1,52 \text{ нб.} \quad /15/$$



Рис. 2

Заметим, что сечение /14/ зависит от значения соответствующей массы кварка как m^{-6} . При расчетах использовалось модельное значение $m = gF$, $g = \sqrt{2\pi}$, $F = 95$ МэВ, $m = 240$ МэВ. Однако для ряда процессов лучше согласие с экспериментом получается при несколько завышенном значении $m = 280$ МэВ ^{11/}, что может привести к уменьшению относительного сечения /15/.

Можно надеяться, что в скором времени появится возможность сравнить эту величину с результатами эксперимента.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе на примере процесса $u\pi \rightarrow \pi\pi$ рассмотрены некоторые особенности применения модели составных мезонов к описанию взаимодействия фотонов и мезонов при низких энергиях. Модель не только воспроизводит результаты алгебры токов, но позволяет также учитывать диаграммы с обменом мезонами и приводит к векторной доминантности. При рассмотрении диаграммы с промежуточными мезонами необходимо учитывать q^2 -члены.

В заключение автор выражает благодарность В.А.Мещерякову за стимулирующие обсуждения и интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Namby Y., Jona-Lasinio G. Phys.Rev., 1961, vol.122, p.345.
2. Eguchi T. Phys.Rev., 1976, D14, No.10, p.2755.
3. Kikkawa K. Prog.Theor.Phys., 1976, 56, p.947.
4. Первушин В.Н., Райнхардт Х., Эберт Д. ЭЧАЯ, 1979, 10, № 5, с.1114.
5. Волков М.К., Эберт Д. ЯФ, 1982, 36, с.1265.
6. Ebert D., Volkov M.K. Berlin-Zeuthen Preprint, PHE 82-8, 1982.
7. Adler S. et al. Phys.Rev., 1971, D4, p.3497.
8. Терентьев М.В. ЖЭТФ, 1971, 14, с.140.
9. Zee A. Phys.Rev., 1972, D6, No.3, p.900.
10. Terentiev M.V. Phys.Lett., 1972, 38B, No.6, p.419.
11. Волков М.К., Осипов А.А. ОИЯИ, P2-83-490, Дубна, 1983.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 января 1984 года

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D2,4-83-179	Труды XV Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Дубна, 1982.	4 р. 80 к.
	Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.

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

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Быковский Б.В.
Фоторождение пионов в модели составных мезонов

P2-84-5

Изучается взаимодействие пионов и фотонов при низких энергиях. Эффективные мезонные лагранжианы получены из четырехкварковых взаимодействий введением коллективных возбуждений. Проведено сравнение с низкоэнергетическими теоремами алгебры токов для процессов $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ и $\gamma \rightarrow 3\pi$. Показано, что модель не только воспроизводит результаты алгебры токов, но позволяет также учесть диаграммы с обменом мезонами. В рамках модели рассмотрено фоторождение пиона в кулоновском поле ядра. Сделаны предсказания сечения фоторождения пиона для эксперимента ОИЯИ-ИФВЗ на установке "СИГМА".

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Bykovskij B.V.
Pion Photoproduction in a Model of Composite Mesons

P2-84-5

Low-energy pion-photon interaction is discussed. Effective meson Lagrangians are obtained from four-quark interactions by introducing collective states. The comparison of our results for $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ and $\gamma \rightarrow 3\pi$ processes with low-energy current algebra theorems is made. It is shown that the model reproduces the current algebra results and allows one to take into account meson exchange diagrams. Pion photoproduction in Coulomb field of a nucleus is considered in the framework of this model. Some predictions for pion photoproduction cross-section are made for JINR-IHEP experiment, using SIGMA setup.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984