

С 323.4

11/11-66

Б-20

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

2556

P - 2556



А.М. Балдин

ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
В МОДЕЛИ КВАРКОВ

ПЭТФ, Ньюма в ред., 1966,
ТЗ, в. 7, с 265-268.

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1966

P - 2556

40/6/1, ср.

А.М. Балдин

ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
В МОДЕЛИ КВАРКОВ



В основе применений SU (6)-симметрии к электромагнитным взаимодействиям, как известно, лежит естественное предположение, что электромагнитный ток преобразуется по представлению 35. Однако если воспользоваться модельными представлениями о кварковой структуре частиц, то оператору тока можно придать более конкретный вид. При этом оказывается возможным получить ряд соотношений, не вытекающих из SU (6)-симметрии. Цель настоящей заметки - получение и обсуждение такого рода соотношений.

Уже в первых работах по SU (6)-симметрии^{1/} был написан лагранжиан взаимодействия мезонов с кварками. В дальнейшем нас будет интересовать только его часть, обусловленная псевдоскалярными мезонами

$$\frac{g}{\mu} i (\vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla})_A^b (F_A^B - \frac{1}{3} \delta_A^B F_C^C) P_B^A ; \quad \begin{matrix} a, b = 1, 2, \\ A, B = 1, 2, 3. \end{matrix} \quad (1)$$

Здесь g - константа связи, F_λ - генераторы SU (3)-группы σ - матрицы Паули, P_λ - волновые функции мезонного поля, μ - масса мезонов (о величине μ см. ниже).

В таком подходе мезоны рассматриваются как внешние поля. Формула (1) является статическим пределом, что соответствует большой массе кварков. Константу связи g можно найти, усредняя (1) по волновым функциям барионов.

Если принять $\mu =$ массе π - мезона, то для g получается величина:

$$\frac{g^2}{4\pi} = \frac{9}{25} \frac{f^2}{4\pi} \approx 0,03, \quad \text{х/}$$

где f - константа NN π - взаимодействия.

Примерно та же величина константы связи получается из рассмотрения ширины распада $\rho \rightarrow \pi + \pi$. Введем электромагнитное взаимодействие минимальным образом, т.е. заменяя $\nabla \rightarrow \nabla - ie\hat{A}$, где \hat{e} - оператор электрического заряда мезона. Из (1) получается прямое или "катастрофическое" взаимодействие:

$$\frac{g}{\mu} (\vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla}) (F_A^B - \frac{1}{3} \delta_A^B F_C^C) \hat{e} P_B^A = \hat{D}. \quad (2)$$

Как и в случае теоремы Кролля-Рудермана, это взаимодействие должно играть основ-

^{х/} Таким образом, константа связи $\frac{g^2}{4\pi}$ достаточно мала, чтобы в модели кварков это взаимодействие можно было рассматривать по теории возмущений.

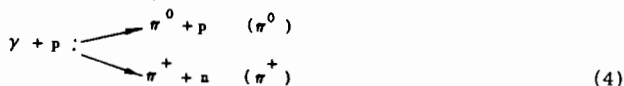
ную роль в процессах с медленными мезонами, т.е. в процессах фоторождения мезонов в околороговой области, процессах радиационных распадов резонансов и т.п. Причем из (2) вытекают не только соотношения между вероятностями процессов, но и абсолютные величины этих вероятностей.

Сечение фоторождения мезонов в системе центра масс (в нашей модели) имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{q}{k} \frac{E_1 E_2}{w^2} |\langle D \rangle|_{AV}^2, \quad (3)$$

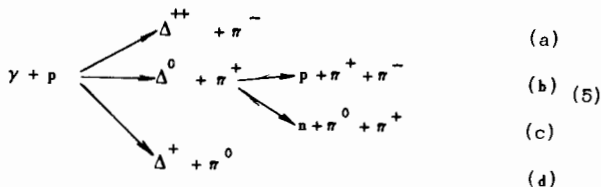
где q и k — трехмерные импульсы соответственно мезона и фотона, E_1 и E_2 — полные энергии бариона до и после столкновения, $w = k + E_1$ — полная энергия; $\langle D \rangle$ находится с помощью известных полностью симметричных функций (56) — плета барионов.

Для процессов



имеем $\frac{d\sigma(\pi^0)}{d\Omega} = 0$ и $\frac{d\sigma(\pi^+)}{d\Omega} = 17 \frac{q}{k} 10^{-30} \text{ см}^2/\text{стер}$ в согласии с экспериментом ^{/2/}.

Для процессов парного фоторождения:



получается:

$$\frac{d\sigma(b)}{d\Omega} : \frac{d\sigma(a)}{d\Omega} = 1 : 9. \quad (6)$$

Соотношение $\frac{d\sigma(b)}{d\Omega} : \frac{d\sigma(c)}{d\Omega} = 1 : 2$ следует из изотопической инвариантности.

Абсолютная величина сечения процесса (a) имеет вид:

$$\frac{d\sigma(a)}{d\Omega} = \frac{q}{k} \frac{E_1 E_2}{w^2} \left(\frac{e g}{4\pi}\right)^2 \frac{8}{3} \frac{1}{\mu^2}. \quad (7)$$

Недавние эксперименты ^{/3/} дали для отношения (6) величину = 0,1, там же ^{/3/} най-
дено $\frac{d\sigma(a)}{d\Omega} = (5,48 \pm 0,17) \mu\text{б}$ (при 800 Мэв). Из формулы (7) находим 5,1 $\mu\text{б}$. Таким
образом, согласие значительно лучше, чем можно было бы ожидать.

Фоторождение K^- -мезонов:



Соотношение между квадратами матричных элементов $|\langle D \rangle|_{AV}^2$ для этих реакций имеет вид

$$(I) : (II) : (IV) : (V) = \frac{1}{18} : \frac{3}{2} : \frac{1}{9} : \frac{8}{9} . \quad (9)$$

Сечение реакции (III) оказалось равным нулю. Сечения фоторождения K^0 -мезонов также, очевидно, равны нулю.

Наш результат (9) объясняет резкое различие угловых распределений процессов (I) и (II), наблюдающееся в эксперименте^{/4/} (большая s -волна в $K\Lambda$ -состоянии). Реакции (III), (IV) и (V) пока еще не изучены. Абсолютная величина сечения реакции (II) получается близкой к эксперименту только в том случае, если вместо μ в (2) подставить не массу π -мезона, а массу K -мезона. Модель при этом предсказывает следующие величины сечений:

$$\frac{d\sigma^I}{d\Omega} \ll \frac{d\sigma^{II}}{d\Omega} = 0,50 \frac{q}{k} \mu b$$

(при энергии фотона 1050 Мэв, $0,50 \frac{q}{k} = 0,22 \mu b$, а эксперимент дает $0,21 \mu b$),

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{IV} = 0,03 \frac{q}{k} \mu b, \quad \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^V = 0,26 \frac{q}{k} \mu b.$$

Измерение сечений реакций IV и V представляется очень желательным.

Мы провели аналогичные расчеты для отношения вероятностей распадов векторных частиц $\frac{w(v \rightarrow p + p + \gamma)}{w(v \rightarrow p + p)}$, эти отношения не зависят от $\frac{g}{\mu}$, однако экспериментальных данных по распадам $v \rightarrow p + p + \gamma$ пока нет. Если детализировать модель кварков, то можно учесть пространственные волновые функции. В расчетах мы полагали пространственные интегралы, изображающие формфакторы, равными 1. Учет формфакторов на основе экспериментальных данных по e^-p -рассеянию по порядку величины объясняет различие эффективных констант взаимодействия π - и K^- -

мезонов без введения различных масс μ . Однако этот вопрос требует дальнейшего исследования. Полученные выше соотношения не вытекают из $SU(6)$, но в то же время, при использовании дополнительных предположений, они должны вытекать из соотношений, полученных на основе $SU(6)$. Приведенные соотношения, таким образом, служат проверкой модели и пока хорошо согласуются с экспериментом. Интересно отметить, что предсказания модели противоречат предсказаниям наивной дипольной модели фоторождения мезонов (см. (6) или (9)).

Из модели следует также большая вероятность электрических дипольных переходов с возбуждением $\pi - N$ -состояния. Это означает, что вычисление величин типа средней квадратичной флуктуации электрического дипольного момента нуклона на основе простейшей трехкварковой модели барионов может привести к противоречию с экспериментом. Этот вопрос был изучен С.Б. Герасимовым^{/5/}.

Автор благодарен С.Б. Герасимову, А.Б. Говоркову и А.А. Комару за полезные дискуссии.

Л и т е р а т у р а

1. B.Sakita. Phys. Rev., 136, В 1756 (1964); F.Gursey, A. Pale and L.A. Radicati. Phys. Rev. Lett., 13, 107 (1964).
2. М.И. Адамович, В.Г. Ларионова, А.И. Лебедев, С.П. Харламов, Ф.Р. Ягудина. Ядерная физика, 2, 135 (1965).
3. I.V. Allaby, H.L. Lynch and D.M. Ritson. Preprint Stanford University HEPL - 408 (1965).
4. R.L. Anderson, E. Gabathuler, D.Jones, B.D. McDaniel and A.I. Sadoff. Phys. Rev. Lett., 2, 131 (1962).
5. С.Б. Герасимов. Препринт ОИЯИ, Р-2439, Дубна, 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 февраля 1966 г.