

4-57

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

P-352

Чжоу Гуан-чжао, В.И.Огневский

ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ МАССЕ
K-МЕЗОНА

ЖЭТФ, 1959, т37, в3, с 866-867.

Дубна 1959 год

P - 352

Чжоу Гуан-чжао, В.И.Огиевецкий

ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ МАССЕ
K - МЕЗОНА

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Недавно в экспериментах Розенфельда и др. ^{/1/} и Кроуфорда и др. ^{/2/} было установлено, что масса нейтрального К-мезона больше массы заряженного

$$M_{K^0} - M_{K^+} = 4.8 \pm 1.1 \text{ МэВ}$$

/2/ /

Знак найденной разности масс с первого взгляда противоречит тому, что K^+ и K^0 мезоны являются бесспиновыми частицами, принадлежащими одному зарядовому дублету. Действительно, если K^0 не взаимодействует с электромагнитным полем и разность масс имеет электромагнитную природу, то заряженный К-мезон должен быть тяжелее нейтрального из-за собственной электромагнитной массы /см. например, ^{/3/} /.

На этом основании авторы работ ^{/1,2/} склонны полагать, что полученный ими результат является аргументом в пользу гипотезы Пайса ^{/4/}, согласно которой K^+ и K^0 -мезоны не образуют зарядового дублета и могут иметь разные внутренние четности.

В этой работе показано, что для такого вывода пока нет достаточных оснований, так как, не выходя за рамки мультиплетной схемы Гелл-Манна-Нишиджимы, можно указать объясняющее найденную разность масс электромагнитное взаимодействие K^0 -мезона.

Именно, как замечено в интересной работе Г.Файнберга ^{/5/}, бесспиновая нейтральная частица, отличная от своей античастицы, например K^0 , может своеобразным образом взаимодействовать с электромагнитным полем. Это взаимодействие возникает в результате виртуальной диссоциации K^0 -мезона на сильно взаимодействующие частицы, например, на нуклон и антигиперон. К-мезон может тогда обладать электромагнитной структурой.

В общем случае градиентно-инвариантный лагранжиан электромагнитного взаимодействия можно записать в виде:

$$\int d^4x \mathcal{L}(x) = - \int d^4x j_\mu(x) A_\mu(x),$$

/2/

где $j_\mu(x)$ оператор полного тока всех взаимодействующих частиц. Тогда в β - формализме Дuffина-Кеммера матричный элемент между одно K-мезонными состояниями будет иметь вид ^{x/}

$$\langle p' | j_\mu(x) | p \rangle_K = \exp(-iqx) \frac{-ie}{(2\pi)^3} \bar{v}(p') \beta_\mu [F_{1K}(q^2) + \tau_3 F_{2K}(q^2)] \cdot /3/ \\ \cdot v(p), \quad q = p' - p,$$

где p' и p - импульсы K-мезонов в конечном и начальном состояниях, $\bar{v}(p') = v^\dagger(p') (2\beta_4^2 - 1)$ и $v(p)$ - соответствующие волновые функции в β - формализме, $F_K(q^2)$ - форм-фактор, причем

$$F_{K^+}(q^2) = F_{1K}(q^2) + F_{2K}(q^2), \quad F_{K^0}(q^2) = F_{1K}(q^2) - F_{2K}(q^2), \\ F_{K^+}(0) = 1, \quad F_{K^0}(0) = 0, \quad /4/$$

так как заряд частицы есть $eF(0)$.

Для собственной массы K-мезона в результате взаимодействия /2/ с учетом /3/ находим

$$\Delta M_K = \frac{ie^2}{(2\pi)^4} \frac{1}{\bar{v}v} \bar{v}(p) \int d^4q \frac{[F_K(q^2)]^2}{q^2} \beta_\nu \left[\frac{i(\hat{p}-\hat{q}) + \frac{1}{2M}(\hat{p}-\hat{q})^2}{[(p-q)^2 + M^2]} - \frac{1}{M} \right] \cdot /5/ \\ \cdot \beta_\nu v(p)$$

или

$$\Delta M_K = \frac{ie^2}{2(2\pi)^4 M} \int d^4q \frac{[F_K(q^2)]^2}{q^2} \left[\frac{(2p-q)^2}{[(p-q)^2 + M^2]} - 4 \right] \cdot /6/ \quad \text{xx)}$$

x/ Как отмечено в /5/ для π^0 - мезона, как истинно-нейтральной частицы, такой матричный элемент будет равен нулю вследствие инвариантности относительно зарядового сопряжения.

xx/ Выражение для собственной массы /6/ может быть получено и из обычной теории, где K-мезоны описываются волновым уравнением 2-го порядка, а взаимодействие с электромагнитным полем вводится градиентно-инвариантным образом, путем замены: $\partial_\mu \rightarrow \partial_\mu - ieF(\square)A_\mu$.

$F_{1,2}(q^2)$ как функции q^2 могут быть найдены только из несуществующей пока точной теории или из полного анализа будущих экспериментов. Для нашей цели - показать, что найденная в /1,2/ разность масс может быть объяснена электромагнитными связями - положим, например,

$$F_{K^+}(q^2) = \frac{16M^4}{(q^2 + 4M^2)^2}, \quad F_{K^0} = \frac{-4\lambda q^2 M^2}{(q^2 + 4M^2)^2}. \quad /7/$$

Тогда для разности масс из формул /6/ и /7/ получаем

$$M_{K^0} - M_{K^+} = \frac{M}{2\pi} \left(\frac{e^2}{4\pi} \right) \left(\frac{7}{3} \lambda^2 - 1 \right). \quad /8/$$

Сопоставляя с экспериментальным значением 4,8 Мэв, находим $\lambda \cong 2$.

Заметим, что экспериментально наблюдать другие эффекты рассматриваемого взаимодействия трудно^{хх/}.

Таким образом, для объяснения наблюдаемой в /1,2/ разности масс нет необходимости отказываться от того, что K^+ и K^0 образуют зарядовый дублет. Как знак, так и величина $M_{K^0} - M_{K^+}$ может быть обусловлены электромагнитными взаимодействиями.

х/ В /5/ было указано на отсутствие тормозного излучения K^0 и на трудность отделения электромагнитного рассеяния K^0 от ядерного. Наиболее характерным опытом было бы наблюдение быстрых δ -электронов от K^0 -мезонов. Однако, сечение $K^0 - e$ рассеяния очень мало при малой энергии. Поэтому эффект будет пренебрежимо мал, так как даже при энергии K^0 -мезона в лабораторной системе 1 Бэв, энергия в системе центра масс $K^0 - e$ будет порядка нескольких Мэв.

Л и т е р а т у р а

1. A.H. Rosenfeld, F.T. Solmitz, R.D. Tripp, Phys.Rev. Lett. 2, 110, 1959.
2. F.S. Crawford, M. Cresti, M. Good, M.L. Stevenson, H. Ticho, Phys.Rev. Lett. 2, 112, 1959.
3. S. Gasiorowicz, A. Petermann, Phys.Rev. Lett.1, 457, 1958.
4. A. Pais, Phys.Rev. 112, 624, 1958.
5. G. Feinberg, Phys.Rev. 109, 1381, 1958.

Работа поступила в издательский отдел
29 апреля 1959 года