

3/III-69

3-173

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

P2 - 4300



Р.П.Зайков

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ ЧАСТИЦ
В АДДИТИВНОЙ МОДЕЛИ КВАРКОВ

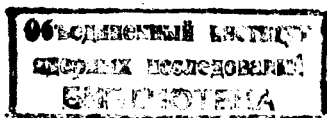
1969

P2 - 4300

Р.П.Зайков

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ ЧАСТИЦ
В АДДИТИВНОЙ МОДЕЛИ КВАРКОВ

Направлено в ЯФ



7698/2
нр.

Изучению электромагнитных поляризуемостей элементарных частиц посвящен ряд работ ^{/1,2/}. С помощью симметрий SU(3) и SU(6) и кварковой модели были получены некоторые соотношения между коэффициентами электромагнитных поляризуемостей ^{/3,4/}.

Для получения соотношений между электромагнитными поляризуемостями в настоящей работе мы используем аддитивную модель кварков ^{/5/}. На основе этой модели был найден в импульсном приближении ряд соотношений как между полными, так и между дифференциальными сечениями неупругих процессов при высоких энергиях. Кроме того, при дополнительном предположении о том, что

$$\gamma = \frac{1}{2\sqrt{3}} 9(3\rho^0 + \omega - \sqrt{2}\phi), \quad (1)$$

т.е. при использовании модели векторной доминантности ^{/6/}, были получены соотношения между сечениями фоторождения мезонов при высоких энергиях ^{/7/}. Все эти соотношения согласуются довольно хорошо с имеющимися экспериментальными данными.

Чтобы найти соотношения между электромагнитными поляризуемостями, мы рассматриваем комптоновский эффект при высоких энергиях ^{/1/}. Используя аддитивную модель кварков, можно представить амплитуду комптоновского эффекта в виде суммы комптоновских амплитуд отдельных кварков.

Учитывая, как это обычно делается, что странный кварк тяжелее нестранных, получаем следующие соотношения между электромагнитными поляризуемостями октета барионов:

$$\begin{aligned} a_n &= \frac{2}{3} a_p, & a_{\Sigma^0} &= a_{\Lambda}, \\ a_{\Sigma^0} &= a_{\Sigma^+} - \frac{1}{3} a_p, & a_{\Xi^0} &= 2a_{\Sigma^+} - \frac{4}{3} a_p, \\ a_{\Sigma^-} &= a_{\Sigma^+} - \frac{2}{3} a_p, & a_{\Xi^-} &= 2a_{\Sigma^+} - \frac{5}{3} a_p. \end{aligned} \quad (2)$$

Аналогично для октета псевдоскалярных мезонов:

$$\begin{aligned} a_{\pi^+} &= a_{\pi^0} = a_{\pi^-} = \frac{5}{9} a_p, \\ a_{K^+} &= a_{K^-} = a_{\Sigma^+} - \frac{4}{9} a_p, \\ a_{K^0} &= a_{\bar{K}^0} = a_{\Sigma^+} - \frac{7}{9} a_p, \\ a_{\eta\pi^0} &= \frac{\sqrt{3}}{5} a_{\pi^0}. \end{aligned} \quad (3)$$

Выведенные нами соотношения отличаются от полученных ранее в работе ^{14/}, в которой рассмотрение проводилось либо для статического электромагнитного поля, либо для поля с $\lambda \gg r$, где r — радиус частицы. Здесь же для возможности применения импульсного приближения λ должно быть намного меньше радиуса частиц.

Автор выражает благодарность Д.И.Блохинцеву и В.С.Барашенкову за обсуждение работы.

Л и т е р а т у р а

1. V.S.Barashenkov, H.J.Kaiser, *Forsch.Phys.*, **10**, 33 (1962).
2. A.Baldin, *Nuclear Phys.*, **17**, 310 (1960).
3. В.С.Барашенков, Р.П.Зайков, Э.Капусцик. *Acta Phys. Pol.*, **31**, 413 (1967).
4. R.P.Zaikov, *Acta Phys. Pol.*, **32**, 495 (1967).
5. Е.М.Левин, Л.Л.Франкфурт. *Письма ЖЭТФ*, **2**, 105 (1965); H.J.Lipkin, F.Schek, *Phys. Rev. Lett.*, **16**, 71 (1965); J.J.Kokkedo, L.Van Hove, *Nuovo Cim.*, **42**, 711 (1966).
6. P.G.O.Freund, *Nuovo Cim.*, **44**, 411 (1966).
7. K.Kahantle, J.S.Trefil, *Phys. Letters*, **24B**, 106 (1967); A.Bialas, A.Gula, B.Muryn, K.Zalewski, *Nucl. Phys.*, **B6** 483 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел
4 февраля 1969 года.