

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ РАСПАДЫ МЕЗОНОВ В МОДЕЛИ КВАРКОВ

Я.И.Азимов, В.В.Анисович, А.А.Ансельм,

Г.С.Данилов, И.Т.Дятлов

Предположение об $SU(6)$ -симметрии [1] сильных взаимодействий приводит, как известно, к большому числу соотношений между различными матричными элементами. В настоящей заметке мы хотим обратить внимание, что применение $SU(6)$ -симметрии и модели кварков [2] к рассмотрению электромагнитных распадов мезонов позволяет сделать ряд предсказаний, которые могут быть проверены экспериментально уже в ближайшее время.

Вероятность распада векторного мезона на Υ -квант и псевдоскалярный мезон равна

$$\Gamma = \frac{4}{3} \mu^2 k^3, \quad (1)$$

где μ - магнитный момент перехода, а k - импульс образующихся частиц. Выражение (1) может быть получено как из нерелятивистского рассмотрения с взаимодействием вида $\vec{\mu} \vec{H}$ ($\vec{\mu}$ - магнитный момент перехода, \vec{H} - магнитное поле), так и из релятивистского матричного элемента

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{2}q_0} \frac{1}{\sqrt{2}p_0} \sqrt{\frac{2\pi}{k_0}} (2\mu) \epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} e_\alpha^\nu e_\beta e_\gamma k_\delta. \quad (2)$$

Здесь q , p и k - импульсы векторного мезона, псевдоскалярного мезона и фотона, e^ν и e - вектора поляризации векторного мезона и фотона. Коэффициенты в формуле (2)

Реакция	μ / μ_B	Γ , МэВ	$\Gamma / \Gamma_{\text{полн}}$, %
$\omega \rightarrow \pi^0 + \gamma$	I	$I \pm 0,2$	$II \pm I$
$\omega \rightarrow \eta + \gamma$	$\frac{I}{3\sqrt{3}}$	$0,53 \cdot 10^{-2}$	0,06
$\rho^{\pm 0} \rightarrow \pi^{\pm 0} + \gamma$	$\frac{I}{3}$	0,1	0,1
$\rho^0 \rightarrow \eta + \gamma$	$\frac{I}{\sqrt{3}}$	0,037	0,03
$K^{*\pm} \rightarrow K^{\pm} + \gamma$	$\frac{I}{3}$	0,058	0,1
$\psi \rightarrow \eta + \gamma$	$\frac{2\sqrt{2}}{3\sqrt{3}}$	0,25	8
$K^{*0} \rightarrow K^0 + \gamma$	2/3	0,23	0,4

выбраны таким образом, что в нерелятивистском приближении μ имеет смысл магнитного момента перехода.

Отношения магнитных моментов переходов для различных распадов могут быть определены стандартными методами $SU(6)$ -симметрии. Можно пользоваться моделью кварков, считая магнитные моменты кварков пропорциональными их зарядам. Оператор магнитного момента i -го кварка имеет при этом вид: $\vec{\mu}_i = \mu_B Q_i \vec{\sigma}_i$, где Q_i принимает значения $2/3, -1/3, -1/3$. Величины магнитных моментов различных переходов приведены во втором столбце таблицы I). При вычислении считалось, что физические частицы ψ и ω возникают в результате смешивания, так что ψ содержит только странные кварки, а ω —

только нестранные кварки. Пользуясь значениями магнитных моментов и формулой (I), легко вычислить соотношения между вероятностями различных процессов, приведенных в первом столбце таблицы. Поскольку ширина распада $\omega \rightarrow \pi^0 + \gamma$ известна [3], могут быть вычислены и абсолютные значения ширины других распадов.

Из таблицы видно, что магнитные моменты переходов для $\rho \rightarrow \bar{\pi} + \gamma$ и $K^{*\pm} \rightarrow K^{\pm} + \gamma$ в три раза меньше момента перехода $\omega \rightarrow \pi^0 + \gamma$. В результате даже без учета кинематических множителей вероятности этих не наблюдавшихся распадов оказываются на порядок меньше вероятности распада $\omega \rightarrow \pi^0 + \gamma$. Таким образом, для этих распадов $SU(6)$ -симметрия приводит качественно к тем же предсказаниям, что и гипотеза сохранения A -четности [4]. В связи с этим особенно интересным оказывается распад $\psi \rightarrow \eta + \gamma$. С точки зрения сохранения A -четности он запрещен, как и распад $\psi \rightarrow \pi^0 + \gamma$. В модели кварков распад $\psi \rightarrow \pi^0 + \gamma$ также запрещен, поскольку ψ состоит только из странных кварков, а распад $\psi \rightarrow \eta + \gamma$, как видно из таблицы, должен идти довольно интенсивно. Если справедлива оценка, приведенная в таблице, то распад $\psi \rightarrow \eta + \gamma$ будет, по-видимому, доступен для экспериментального обнаружения уже в ближайшее время. Впрочем, возможно, что несмотря на меньшую относительную вероятность, наблюдение распадов $K^{*} \rightarrow K + \gamma$ и $\rho \rightarrow \pi + \gamma$ окажется даже более простым, чем $\psi \rightarrow \eta + \gamma$.

Параметр M_q , определяющий магнитные моменты кварков, непосредственно в рамках $SU(6)$ -симметрии является неиз-

вестной величиной. В работе [5] приводятся, в частности, соображения, показывающие, что μ_q является эффективным магнитным моментом кварка, зависящим от характера взаимодействия, связывающего кварки внутри частиц. В этом случае для мезонов и барионов μ_q должно иметь разные значения. Можно, однако, встать на другую точку зрения и считать, что μ_q всегда определяет собственный магнитный момент кварка. Похожие предположения, относящиеся к массам кварков и связанные с первоначальными идеями Цвейга [2], сделаны в другой работе и привели к качественному согласию с экспериментом. Если определять величину μ_q по значениям магнитных моментов нуклонов, то она оказывается равной магнитному моменту протона $\mu_q = \mu_p = 2,79 e / 2 m_p$. После этого можно вычислить вероятность распада $\omega \rightarrow \pi^0 + \gamma$. Теоретическое значение $\Gamma = 1,2$ Мэв подозрительно хорошо согласуется с экспериментом $\Gamma_{\text{эксп}} = (1,0 \pm 0,2)$ Мэв [3]. Таким образом, создается впечатление, что величина магнитного момента кварка не зависит от характера взаимодействия, связывающего кварки в частицах, как это должно было бы быть в нерелятивистской модели со слабо связанными кварками.

Авторы благодарны В.М.Шехтеру за полезные обсуждения.

Физико-технический институт
им.А.Ф.Иоффе

Поступило в редакцию
18 марта 1965 г.

Литература

- [1] F.Gürsey, L.Radicati. Phys. Rev. Lett., 13, 173, 1964; A.Paix. Phys. Rev. Lett., 13, 175, 1964.
- [2] L.Zweig. CERN preprint, 8419/TH, 412, 1964; M.Geil-Mann. Phys. Lett., 8, 214, 1964.
- [3] A.N.Rosenfeld et al., preprint UCRL-8030, June 1964.
- [4] Bronzan, F.E.Low. Phys. Rev. Lett., 12, 522, 1964.
- [5] Н.Н.Боголюбов, Б.В.Струминский, А.Н.Тавхелидзе. Препринт ОИЯИ, Д-1968, 1965.
- [7] N.Cabibbo, R.Gatto. Nuovo sim., 21, 872, 1961.

1) Некоторые соотношения между магнитными моментами получены ранее в [6] в рамках $SU(3)$ -симметрии. (Формулы, приведенные в [6], содержат опечатки.) В случае $SU(6)$ -симметрии вклад F -связи в рассмотренные магнитные моменты перехода равен нулю.