

СЗ23.У

Г-371

ЖЭТФ, 1966, т. 50, в. 6, с. 1559-1564

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2508



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

С.Б. Герасимов

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА
БАРИОНОВ И МЕЗОНОВ
В НЕРЕЛЯТИВИСТСКОЙ МОДЕЛИ КВАРКОВ

1965

P-2509

3920/2 чф

С.Б. Герасимов

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА
БАРИОНОВ И МЕЗОНОВ
В НЕРЕЛЯТИВИСТСКОЙ МОДЕЛИ КВАРКОВ

Направлено в ЖЭТФ

ИСТИНСКОМУ
ИСТИНСКОМУ
10. ЕКА

Известно, что большинство предсказаний унитарных симметрий может быть получено в рамках нерелятивистской модели кварков^{/1,2/} для барионов и мезонов. В работах Струминского^{/3/}, Долгова и др.^{/4/}, Азмюва и др.^{/5/} модель кварков применялась для вычисления магнитных моментов и электромагнитного расщепления масс барионов и радиационных распадов векторных мезонов.

При этом общее выражение для электромагнитного тока системы кварков

$$\vec{j} = \sum_i \vec{j}_i + \sum_{i < k} \vec{j}_{ik} + \dots \quad (1)$$

аппроксимировалось суммой одночастичных операторов (т.е. сохранялся только первый член в сумме (1)) и, кроме того, предполагалось, что магнитные моменты отдельных кварков пропорциональны их зарядам.

$$\mu_u : \mu_d : \mu_s = e_u : e_d : e_s = 2 : -1 : -1. \quad (2)$$

В настоящей работе обсуждаются электромагнитные свойства барионов и мезонов при следующих предположениях:

1) Предполагается, что включение средне-сильного взаимодействия, нарушающего SU(3) симметрию, приводит к изменению массы "странного" кварка (согласно Швейгу^{/2/}) и нарушению соотношения (2) для магнитных моментов кварков.

2) Вкладом токов взаимодействия, т.е. двухчастичных и трехчастичных (в случае барионов) операторов в формулу (1) можно пренебречь.

3) Полный орбитальный момент является хорошим квантовым числом и равен нулю для мультиплетов барионов ($1/2^+$ и $3/2^+$) и мезонов (0^- и 1^-).

4) Волновые функции частиц в системе покоя преобразуются по законам симметрии SU(6), т.е. мы считаем, что влиянием нарушающего симметрию взаимодействия на волновые функции в первом приближении можно пренебречь.

Электромагнитные свойства барионов

1. Следуя Струминскому^{/3/}, можно выразить магнитные моменты барионов через магнитные моменты u , d и s -кварков по обычным формулам нерелятивистской квантовой механики. Для протона, нейтрона и Λ -частицы будем иметь

$$\mu_p = 1/3(4\mu_u - \mu_d) \quad (3a)$$

$$\mu_n = 1/3(4\mu_d - \mu_u) \quad (3б)$$

$$\mu_\Lambda = \mu_s \quad (3в)$$

Из формул (3 а,б) и экспериментальных значений $\mu_p = 2,79$; $\mu_n = -1,91$ (всюду далее значения магнитных моментов даны в ядерных магнетонах) находим, что с хорошей точностью выполняется соотношение $\mu_u : \mu_d = 2 : -1$. Экспериментальное значение магнитного момента Λ -частицы, усредненное по результатам нескольких опытов, составляет^{/8/} $\mu_\Lambda = -0,73 \pm 0,17$. Экспериментальные ошибки довольно велики, но, тем не менее, некоторое уменьшение μ_u по сравнению с $\mu_d = -0,93$ представляется совместным с идеей Цвейга^{/2/} об увеличении массы s -кварка в результате нарушения SU(3)-симметрии. В дальнейшем мы будем считать $\mu_s = -0,73$ и, следовательно,

$$\mu_u : \mu_d : \mu_s = 2 : -1 : -0,8 \quad (4)$$

Остальные значения магнитных моментов стабильных (относительно сильных взаимодействий) барионов приведены в таблице 1.

Т а б л и ц а 1

Частица	Σ^+	Σ^0	Σ^-	Ξ^0	Ξ^-	Ω^-
SU(6)	2,79	0,93	-0,93	-1,86	-0,93	-2,79
Бег, ^{/7/} Пайс	2,20	0,73	-0,73	-1,32	-0,86	-1,56
Модель кварков + формула(4)	2,72	0,86	-1	-1,59	-0,86	-2,19

Для сравнения приведены также значения μ_B , соответствующие точной SU(6)-симметрии и значения магнитных моментов, следующие из предложенной Бегом и Пайсом^{/7/} поправки на расщепление масс

$$\mu'_B = \mu_B^{SU(6)} \cdot \frac{m_B}{m_p} \quad (5)$$

Как видно из таблицы, имеется довольно сильное расхождение между нашим подходом и формулой (5). В случае Σ^- -гиперона даже тенденции изменения результата SU(6)-симметрии другая: по абсолютной величине магнитный момент μ_{Σ^-} увеличивается, а не уменьшается. Отметим, что если интерпретировать уменьшение μ_u непосредственно в терминах увеличения массы s -кварка, т.е. считать, что $\mu_d : \mu_u = m_s : m_d$, то, приняв $\Delta m = m_s - m_d = (150-180)$ Мэв, можно с помощью (4) получить значения масс кварков в составе барионов $m_u = m_d = (550-700)$ Мэв, $m_s = (700-890)$ Мэв.

2. Магнитные моменты переходов, определяющие вероятности радиационных распадов $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$ и $\Xi^0 \rightarrow \Xi^- + \gamma$, в модели кварков равны

$$\begin{aligned} \mu(\Sigma^0 \Lambda) &= -\sqrt{3}\mu_d = -\frac{\sqrt{3}}{2}\mu_n \\ \mu(\Delta_{8P}^+) &= \mu(\Delta_{8P}^0) = -\frac{2\sqrt{3}}{3}\mu(\Sigma_{8P}^0 \Lambda) = \frac{2\sqrt{2}}{3}(\mu_u - \mu_d) = \frac{2\sqrt{2}}{3}\mu_p \end{aligned} \quad (6)$$

$$\mu(\Sigma_{8P}^+ \Sigma^+) = \mu(\Xi_{8P}^0 \Xi^0) = \frac{2\sqrt{2}}{3}(\mu_u - \mu_s)$$

$$\mu(\Sigma_{8P}^- \Sigma^-) = \mu(\Xi_{8P}^- \Xi^-) = \frac{2\sqrt{2}}{3}(\mu_d - \mu_s)$$

$$\mu(\Sigma_{8P}^0 \Sigma^0) = \frac{\sqrt{2}}{3}(\mu_u + \mu_d - 2\mu_s)$$

Из формул (4) и (6) следует, что запрещенные в точной SU(6)-симметрии распады $\Sigma_{8P}^- \rightarrow \Sigma^- + \gamma$ и $\Xi_{8P}^- \rightarrow \Xi^- + \gamma$ теперь имеют ненулевую ширину.

3. Согласно работе Долгова и др.^{/4/}, электромагнитное расщепление масс барионов определяется разностью электромагнитных масс u и d -кварков Δ , кулоновским взаимодействием $\epsilon \sum e_i e_k$ и взаимодействием магнитных моментов кварков $M \sum \vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_k$. Следуя этому подходу, мы заново вычислили параметры Δ , ϵ и M с учетом соотношения (4) и более точных значений экспериментально найденной разности масс гиперонов^{/8/}

$$(\Sigma^- - \Sigma^0)_{exp} = (4,99 \pm 0,12) \text{ Мэв}, \quad (\Sigma^- - \Sigma^+)_{exp} = (7,89 \pm 0,12) \text{ Мэв}$$

$$\begin{aligned} \Delta &= 2 \text{ Мэв} \\ \epsilon &= 1,3 \text{ Мэв} \\ M &= 0,6 \text{ Мэв} \end{aligned} \quad (7)$$

Наибольшее отклонение от результатов^{/4/} имеет место для разности масс $\Xi^- - \Xi^0$ и $\Xi_{8P}^- - \Xi_{8P}^0$:

$$\Xi^- - \Xi^0 = \Delta + 2\epsilon + 3,2M = 6,5 \text{ Мэв} \quad (8)$$

$$\Xi_{8P}^- - \Xi_{8P}^0 = \Delta + 2\epsilon - 1,6M = 3,6 \text{ Мэв}.$$

Соответствующие значения работы ^{14/} равны $E^- - E^0 = 8,4$ Мэв и $E_\delta^- - E_\delta^0 = 3,4$ Мэв. Экспериментальные значения составляют $(E^- - E^0)_{\text{exp}} = (8,5 \pm 1)$ Мэв и $(E_\delta^- - E_\delta^0)_{\text{exp}} = (5,7 \pm 3)$ Мэв ^{10/}. Мы видим, что электромагнитное расщепление масс слабо зависит от замены соотношения (2) формулой (4).

4. Если определить электромагнитные радиусы частиц с помощью формул

$$\langle r^2 \rangle_{\text{ch}}^B = \frac{1}{Q_B} \langle B | \int \rho(\vec{r}) r^2 d^3 r | B \rangle = \frac{1}{Q_B} \sum_i \langle B | e_i (\vec{r}_i - \vec{R})^2 | B \rangle, \quad (9)$$

$$\langle r^2 \rangle_{\text{mag}}^B = \frac{1}{\mu_B} \langle B | \int \hat{\mu}_i(\vec{r}) r^2 d^3 r | B \rangle = \frac{1}{\mu_B} \sum_i \langle B | \hat{\mu}_i (\vec{r}_i - \vec{R})^2 | B \rangle,$$

где $Q_B \neq 0$ и $\mu_B \neq 0$ - заряд и магнитный момент барьона B , \vec{r}_i - координата i -го кварка, $\vec{R} = \frac{\sum m_i \vec{r}_i}{\sum m_i}$ и усреднение ведется по волновой функции основного состояния, то в пределе точной SU(6) -симметрии зарядовые радиусы всех нейтральных частиц равны нулю, а магнитные радиусы и зарядовые радиусы заряженных барьонов равны соответствующим радиусам протона.

Нарушение SU(3) -симметрии, выражающееся в утяжелении "странного" кварка, приводит к тому, что

- 1) зарядовые радиусы нейтральных частиц, в составе которых имеются странные кварки, становятся отличными от нуля;
- 2) электромагнитные радиусы заряженных странных частиц отличаются от радиуса протона.

Из формул (9) и условия полной антисимметрии радиальной волновой функции барьонов можно получить

$$\langle r^2 \rangle_{\text{ch}}^{\Lambda} = \langle r^2 \rangle_{\text{ch}}^{\Sigma^0} = \frac{y^2 + y - 2}{(y+2)^2} \langle r^2 \rangle_{\text{ch}}^p = 1/3 \delta \langle r^2 \rangle_{\text{ch}}^p$$

$$\langle r^2 \rangle_{\text{mag}}^{\Sigma^0 \Lambda} = 3 \frac{y^2 + y + 1}{(y+2)^2} \langle r^2 \rangle_{\text{mag}}^p = (1 + 1/3\delta) \langle r^2 \rangle_{\text{mag}}^p \quad (10)$$

$$\langle r^2 \rangle_{\text{mag}}^{\Sigma^0 \Lambda} = \langle r^2 \rangle_{\text{mag}}^p + \langle r^2 \rangle_{\text{ch}}^{\Lambda}$$

где $y = \frac{m_s}{m_u} = \frac{m_s}{m_d} = 1 + \delta$, $\delta > 0$, $m_{s,u,d}$ - массы s , u и d - кварков.

Наиболее доступным в настоящее время путем проверки (10) представляется изучение распада $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$. Исследование этой реакции интересно и по другой причине. Расщепление масс Σ^0 и Λ обусловлено динамическими факторами помимо перенормировки параметров a -кварка и можно ожидать наиболее заметного их проявления в реакции конверсионного распада Σ^0 . Отметим, что вследствие ортогональности спин-унитарноспинных волновых функций Σ^0 и Λ равенство

$$\langle r^2 \rangle_{\text{ch}}^{\Sigma^0 \Lambda} = 0 \quad (11)$$

остается в силе и при $y \neq 1$.

Электромагнитные свойства мезонов

1. Магнитные моменты векторных мезонов и магнитные моменты переходов, описывающие радиационные распады $V \rightarrow P + \gamma$, в модели кварков равны

$$\mu(\rho^+) = -\mu(\rho^-) = \mu_u - \mu_d$$

$$\mu(K^{*+}) = -\mu(K^{*-}) = \mu_u - \mu_s$$

$$\mu(K^{*0}) = -\mu(\bar{K}^{*0}) = \mu_d - \mu_s$$

$$\mu(\omega \pi^0) = \sqrt{3} \mu(\rho \eta) = \mu_u - \mu_d \quad (12)$$

$$\mu(\rho \pi) = \sqrt{3} \mu(\omega \eta) = \mu_u + \mu_d$$

$$\mu(K_s^* K_s) = \mu_u + \mu_s$$

$$\mu(K_N^* K_N) = \mu_d + \mu_s$$

$$\mu(\phi \eta) = -\frac{2\sqrt{6}}{3} \mu_s$$

$$\mu(\phi \pi^0) = 0,$$

где $\mu(K_s^* K_s) = \mu(K^{*+} K^-)$, $\mu(K_N^* K_N) = \mu(K^{*0} K^0) = \mu(\bar{K}^{*0} \bar{K}^0)$, $\mu(\rho \pi) = \mu(\rho^{\pm} \pi^{\mp})$. При выводе (12) предполагалось, что физические частицы ϕ и ω возникают в результате смешивания синглета и октета, так что ϕ содержит только странные кварки, ω - только нестранные кварки. Кроме того мы не учитывали возможного смешивания ^{10/} η (548 Мэв) и X^0 (959 Мэв). С помощью (12) можно получить ряд правил сумм для

магнитных моментов при произвольном соотношении между μ_u , μ_d и μ_s . Если же считать, что соотношение (4) справедливо и для случая мезонов, то все магнитные моменты можно выразить через $\mu(\omega\pi^0)$, причем ширина распада $\omega \rightarrow \pi^0 + \gamma$ известна из эксперимента ^{/11/}.

В таблице 2 приведены те значения магнитных моментов и ширины, которые отличаются от полученных в работе Азимова и др. ^{/5/}, где предполагалось справедливым равенство (2).

Т а б л и ц а 2

$V \rightarrow P + \gamma$	$[\frac{\mu(\omega\pi^0)}{\mu(VP)}]^{-1}$	$\Gamma_{SU(6)} (x = \frac{\mu_s}{\mu_d} = 1) \text{ МэВ}$	$\Gamma (x = 0,8) \text{ МэВ}$
$\omega \rightarrow \pi^0 + \gamma$	1	$1 \pm 0,2$	$1 \pm 0,2$
$K_s^* \rightarrow K_s + \gamma$	$1/3(2-x)$	0,058	0,083
$K_N^* \rightarrow K_N + \gamma$	$5/3(1+x)$	0,23	0,19
$\phi \rightarrow \eta + \gamma$	$\frac{2/6}{9} x$	0,25	0,18

Из таблицы видно, что изменение μ_s оказывает довольно заметное влияние на ширины радиационных распадов.

Отметим также, что в противоположность точной SU(6) -симметрии, магнитные моменты $\mu(K^{*0})$ и $\mu(\bar{K}^{*0})$ теперь отличны от нуля и будут давать определенный вклад в сечение фоторождения K^{*0} и \bar{K}^{*0} мезонов.

2. Электромагнитное расщепление масс мезонов в модели кварков рассматривалось в работе Азимова и др. ^{/12/} при $\mu_u : \mu_d : \mu_s = 2 : -1 : -1$. Мы уже видели, что изменение магнитного момента s -кварка слабо влияет на величину электромагнитного расщепления масс барионов. То же самое, по-видимому, будет справедливо и для мезонов. В настоящее время экспериментальных данных для векторных мезонов не имеется и сравнивать теоретические предсказания ^{/12/} не с чем.

3. С помощью формул типа (9) нетрудно получить соотношения между зарядовыми радиусами псевдоскалярных мезонов.

$$\langle r^2 \rangle_{K^+} = 4/3 \frac{1+2y^2}{(1+y)^2} \langle r^2 \rangle_{\pi} = (1+1/3\delta) \langle r^2 \rangle_{\pi},$$

$$\langle r^2 \rangle_{K^0} = \langle r^2 \rangle_{K_1^0 + K_2^0} = 4/3 \frac{1-y^2}{(1+y)^2} \langle r^2 \rangle_{\pi} = -2/3 \delta \langle r^2 \rangle_{\pi},$$

(13)

$$\langle r^2 \rangle_{K^0} = \langle r^2 \rangle_{K_1^0 + K_2^0} = 2(\langle r^2 \rangle_{\pi} - \langle r^2 \rangle_{K^+}),$$

где

$$|K_1^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle),$$

$$|K_2^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle).$$

Смысл обозначений y и δ в (13) тот же самый, что и в (10), однако их численные значения могут отличаться от случая барионов. Отметим, что в рамках точной SU(3) -симметрии, когда $\mu_u = \mu_d = \mu_s$, из формулы (13) следует, что $\langle r^2 \rangle_{K^0} = \langle r^2 \rangle_{K_1^0 + K_2^0} = 0$. Утяжеление s -кварка приводит к отрицательному знаку радиуса перехода $K_1^0 \rightarrow K_2^0$. Экспериментально этот факт может быть проверен с помощью процесса регенерации K_1^0 -мезонов в пучке K_2^0 -мезонов ^{/13/}.

Формулы (10) и (13) для электромагнитных радиусов барионов и мезонов были получены в предположении, что кварки являются точечными частицами. Однако их легко можно обобщить на случай наличия у кварков собственной структуры. Здесь мы лишь отметим, что последние из равенств (10) и (13) остаются справедливыми, если электромагнитные радиусы u , d и s кварков равны между собой.

4. Векторные мезоны помимо заряда и магнитного момента могут иметь также электрический квадрупольный момент. В рассматриваемой модели распределение заряда является сферически симметричным и поэтому "собственный" квадрупольный момент мезонов равен нулю. Однако у мезона может появиться наблюдаемый квадрупольный момент, обусловленный релятивистским "дрожанием" частицы как целого. Мы оценим его величину следующим образом.

В медленно меняющемся электромагнитном поле можно пренебречь эффектами структуры частицы и описывать ее поведение с помощью феноменологического релятивистски-инвариантного лагранжиана локальной теории поля. При этом полный магнитный момент векторного мезона μ_V мы будем считать равным значению, полученному согласно модели кварков. Можно показать (см., например, ^{/14/}), что если у векторной частицы имеется "аномальный" (в обычном теоретико-полевым смысле) магнитный момент κ :

$$\mu_V = \frac{e}{2m_V} (1 + \kappa),$$

(14)

то ее электрический квадрупольный момент равен

$$Q_V = -\kappa \frac{e}{m_V^2} = -2 \frac{\mu_V}{m_V} + \frac{e}{m_V^2},$$

(15)

где e и m_V - заряд и масса векторного мезона.

Если, например, принять для ρ мезона $\mu(\rho^+) = \mu(\rho) = 2,79 \frac{e}{2M_\rho}$, то с помощью формулы (15) получаем

$$Q_\rho = -1,26 \frac{e}{m_\rho^2} . \quad (16)$$

Аналогичным образом можно найти электрические квадрупольные моменты других векторных мезонов.

Л и т е р а т у р а

1. M.Gell-Mann. Phys. Lett., 8, 214 (1964).
2. G.Zweig. Preprint CERN 8419 TH 412 (1964).
3. Б.В.Струминский. Препринт ОИЯИ Р-1839, Дубна 1965.
4. A.D.Dolgov, L.B.Okun, I.Ya.Pomeranchuk, V.V.Soloviev. Phys. Lett., 15, 84 (1965).
5. Я.И.Азимов, В.В.Анисович, А.А.Ансельм, Г.С.Данилов, И.Т.Дятлов. Письма ЖЭТФ, т.1, вып. 2, 50 (1965).
6. D.A.Hill et al. Phys. Rev., Lett., 15, 85 (1965).
7. M.A.B.Beg, A.Pais. Phys. Rev., 137, B1514 (1965).
8. P.Schmidt. Phys. Rev. Lett., 15, A 6 (1965); Phys. Rev. (to be published).
9. G.M.Pferrer et al. Phys. Rev. Lett., 14, 275 (1965).
10. R.H.Dalitz, D.G.Sutherland. Nuovo Cim, 37, 1777 (1965).
11. A.H.Rosenfeld et al. Rev. Mod. Phys., 36, 977 (1964).
12. Я.И.Азимов, В.В.Анисович, А.А.Ансельм, Г.С.Данилов, И.Т.Дятлов. ЯФ 2, 583 (1965).
13. Я.Б.Зельдович. ЖЭТФ, 38, 1381 (1963).
14. T.D.Lee. Phys. Rev., 128, 899 (1962).
J.A.Yang, S.A.Bludman. Phys. Rev., 131, 2326 (1963).

Рукопись поступила в издательский отдел
22 декабря 1965 г.