

МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ БАРИОНОВ В ОБОБЩЕННОЙ МОДЕЛИ СЕГАЛА

В. С. Замиралов

(НИИЯФ)

Показано, что обобщенная модель Сегала для магнитных моментов барионов октета приводит к точным решениям, совпадающим с результатами нерелятивистской кварковой модели. Модификация этой модели в рамках кварк-бикваркового подхода позволяет получить феноменологические формулы, хорошо описывающие экспериментальные данные.

Введение

С созданием модели унитарной симметрии и кварковых моделей магнитные моменты барионов октета в течение десятков лет привлекают внимание теоретиков. Известно, что в рамках модели унитарной симметрии $SU(3)_f$ можно качественно описать экспериментальные данные, используя два параметра [1]. Как правило, в кварковых моделях используется не менее трех параметров, и они в состоянии количественно описать магнитные моменты барионов с ошибкой порядка 10% (см., напр., [2]). Эти модели в целом улучшили согласие с экспериментом. Однако в настоящее время погрешность экспериментальных данных не превышает 1% [3], что вызывает стремление повысить точность теоретического и феноменологического описаний магнитных моментов.

В последние годы было предложено несколько новых теоретических и феноменологических моделей для описания магнитных моментов барионов октета $1/2^+$ [4–20]. Среди них модели [4–9] в большей степени опираются на теорию унитарной симметрии $SU(3)_f$, нежели другие. В разной степени феноменологические формулы в [5–9] восходят к работе [10], где выражения для магнитных моментов барионов в унитарной симметрии $SU(3)_f$ были связаны с вкладом в магнитные моменты валентных u - и d -кварков. В [8, 9] связь формул, полученных из кварковых моделей, с формулами $SU(3)_f$ анализировалась в рамках кварк-бикварковой модели. Модель же [11] имеет основанием работу [10] и связана с параметризациями, предложенными в [5–7].

Настоящая работа продолжает исследования [12].

1. Модель Карла–Скэдрона

Напомним параметризацию для магнитных моментов барионов, предложенную в работах [5–7]. В явном виде возьмем ее из [6]:

$$\begin{aligned}\mu(p) &= \mu_u \Delta u + \mu_d \Delta d + \mu_s \Delta s, \\ \mu(n) &= \mu_d \Delta u + \mu_u \Delta d + \mu_s \Delta s, \\ \mu(\Sigma^+) &= \mu_u \Delta u + \mu_s \Delta d + \mu_d \Delta s, \\ \mu(\Sigma^-) &= \mu_d \Delta u + \mu_s \Delta d + \mu_u \Delta s, \\ \mu(\Xi^-) &= \mu_s \Delta u + \mu_d \Delta d + \mu_u \Delta s, \\ \mu(\Xi^0) &= \mu_s \Delta u + \mu_u \Delta d + \mu_d \Delta s,\end{aligned}\tag{1}$$

$$\mu(\Lambda) = \frac{1}{6}(\Delta u + 4\Delta d + \Delta s)(\mu_u + \mu_d + 4\mu_s) - 3\mu_s \Delta d,$$

где

$$\Delta q = \int dx \{ (q_\uparrow(x) - q_\downarrow(x)) + (\bar{q}_\uparrow(x) - \bar{q}_\downarrow(x)) \}, \tag{2}$$

а μ_q — кварковые магнетоны (см. [13]). Как отмечалось в работах [5, 6], при $u = 4/3$, $d = -1/3$, $s = 0$ мы приходим к известным результатам нерелятивистской кварковой модели (см., напр., [2]). Напротив, при $\mu_q = Q_q$, где Q_q — электрический заряд кварка q , используя формулы Сегала для валентных кварков [10] $\Delta u = 2F$, $\Delta d = F - D$, $\Delta s = 0$, возвращаемся к формулам унитарной симметрии. В работе [12] уже отмечался чрезвычайно симметричный характер формул (1), что позволяет получить точное решение для этой системы уравнений. Запишем его в виде ряда отношений:

$$\begin{aligned}\frac{\Delta u - \Delta d}{\Delta d - \Delta s} &= \frac{\mu(p) - \mu(n)}{\mu(\Xi^0) - \mu(\Xi^-)} = \\ &= \frac{\mu(\Sigma^-) - \mu(\Xi^-)}{\mu(p) - \mu(\Sigma^+)} = \frac{\mu(\Sigma^+) - \mu(\Xi^0)}{\mu(n) - \mu(\Sigma^-)}.\end{aligned}\tag{3}$$

Экспериментальные значения отношений имеют вид

$$-6,3; (-2,44 \pm 0,02); (-1,28 \pm 0,04); (-4,85 \pm 0,05)$$

соответственно, а число $-6,3$ было получено с помощью подгонки для Δq из [6]. Примечательно, что соотношения (3) справедливы и в простой нерелятивистской кварковой модели, причем значение отношений в (3) должно быть равно -5 . Как видно, точные решения модели Карла–Скэдрона (3) и совпадающие с ними формулы нерелятивистской кварковой модели довольно плохо согласуются с экспериментальными данными. Но идея параметризации в виде (1) оказалась, как будет показано ниже, очень плодотворной, и прежде всего потому, что в этой модели в формулы для магнитных моментов барионов вводятся вклады от «моря отсутствующих кварков» (s для нуклонов N , u и d для Σ - и Ξ -гиперонов).

2. Обобщение модели Сегала

В работе [9] получены следующие формулы для магнитных моментов барионов, основан-

ные на кварк-бикварковой модели для барионов $B(qq, q')$ [21] (в [9] все δs равны нулю):

$$\begin{aligned}\mu(p) &= \frac{4}{3}w - \frac{1}{3}v - \frac{1}{3}\delta s, \\ \mu(n) &= -\frac{2}{3}w + \frac{2}{3}v - \frac{1}{3}\delta s, \\ \mu(\Sigma^+) &= \frac{4}{3}w' - \frac{1}{3}v' - \frac{1}{3}\delta s', \\ \mu(\Sigma^-) &= -\frac{2}{3}w' - \frac{1}{3}v' + \frac{2}{3}\delta s', \\ \mu(\Xi^-) &= -\frac{2}{3}w'' - \frac{1}{3}v'' + \frac{2}{3}\delta s'', \\ \mu(\Xi^0) &= -\frac{2}{3}w'' + \frac{2}{3}v'' - \frac{1}{3}\delta s'',\end{aligned}\quad (4)$$

где w, w', w'' описывают вклады бикварка qq , а v, v', v'' — вклады одиночного кварка q' . В пределе $w = w' = w''$, $v = v' = v''$ с помощью замены $w = F$, $v = F - D$ возвращаемся к формулам $SU(3)_f$ (все $\delta s = 0$!). В работе [22] было показано, что вклады бикварка практически равны для всех барионов октета, если их измерять в собственных магнетонах каждого бариона $\mu_B = e/2m_B$, а не в ядерных магнетонах, т.е. $w|_{\mu_N} \simeq w'|_{\mu_\Sigma} \simeq w''|_{\mu_\Xi}$. Однако для вкладов одиночных кварков это оказалось не так. Предположим, что причина расхождения заключается в отсутствии учета вклада от «моря отсутствующих кварков» (s -кварк в протоне и нейтроне, u -кварк в Σ^- и Ξ^- , d -кварк в Σ^+ и Ξ^0), и введем эти вклады в наши формулы, другими словами, введем $\delta s \neq 0$. Это предположение соответствует идее [6, 7] включить в формулы Сегала [10] вклады, пропорциональные Δs . Несколько иначе они были введены еще в работе [4]. И здесь, и в [6, 7] подразумевается, что вклады моря кварков, совпадающих с валентными, эффективно включены в w, v и $\Delta u, \Delta d$. В нашей модели [9, 22] теперь естественно предположить, что вклады одиночных кварков также равны для всех барионов $B(qq, q')$, если их измерять в собственных магнетонах, т.е. $v|_{\mu_N} = v'|_{\mu_\Sigma} = v''|_{\mu_\Xi}$. Это отличное

от [6, 7] обобщение модели Сегала, в котором справедливы два соотношения (слева и справа выписаны экспериментальные значения в собственных магнетонах):

$$(4,7\mu_N) \quad [\mu(p) - \mu(n)] = [2\mu(\Sigma^+) + \mu(\Sigma^-)] \quad (5)$$

$$((4,69 \pm 0,12)\mu_\Sigma),$$

$$(4,7\mu_N) \quad [\mu(p) - \mu(n)] = -[2\mu(\Xi^0) + \mu(\Xi^-)] \quad (6)$$

$$((4,46 \pm 0,03)\mu_\Xi).$$

Первое из равенств выполняется очень точно, а второе — с погрешностью 5%.

Разумно предположить, что можно пренебречь вкладом странных морских кварков в нуклоне (см., однако, [20, 23]). Тогда в (4) остаются четыре параметра: $w, v, \delta s', \delta s''$ для описания шести магнитных моментов барионов $B(qq, q')$. Результаты этого варианта (назовем его (i)) помещены в таблице. Согласие с экспериментом для Ξ -гиперонов можно улучшить, если допустить, что для них из-за наличия двух валентных s -кварков важен вклад моря обоих легких кварков, и ввести отдельно наряду с $\delta s''$ вклад моря другого легкого кварка $\delta v''$:

$$\begin{aligned}\mu(\Xi^-) &= -\frac{2}{3}w'' - \frac{1}{3}v'' - \frac{1}{3}\delta v'' + \frac{2}{3}\delta s'', \\ \mu(\Xi^0) &= -\frac{2}{3}w'' + \frac{2}{3}v'' - \frac{2}{3}\delta v'' + \frac{1}{3}\delta s''.\end{aligned}\quad (7)$$

При этом, конечно, теряется правило сумм (6). Результаты второго варианта (назовем его (ii)) также помещены в таблице. Параметры, приводящие к наилучшему согласию с опытными данными, имеют следующие значения:

$$\begin{aligned}2w &= 3,673\mu_N, & v &= -1,033\mu_N, & \delta s &= 0,0\mu_N, \\ 2w' &= 3,673\mu_\Sigma = 2,894\mu_N, & v' &= -1,033\mu_\Sigma = -0,84\mu_N,\end{aligned}$$

Магнитные моменты барионов, экспериментальные и теоретические ($\mu_N = e/2m_N$, $\mu_B = e/2m_B$)

Барион B	$\mu^{\text{exp}}(B) [\mu_N]$	$\mu^{\text{exp}}(B) [\mu_B]$	$\mu(B) [\mu_N]$						
			Источник, количество параметров (k)						
			[19] $k = 5$	[16] $k = 6$	[17] $k = 4$	[6] $k = 5$	[15] $k = 7$	(i) и [12] $k = 4$	(ii) $k = 5$
p	2,79285	2,793	2,7284739	2,76	2,78	2,69	2,793	2,79	2,79
n	-1,91304	-1,913	-1,9130427	-1,95	-1,86	-1,85	-1,969	-1,91	-1,913
Σ^+	$2,458 \pm 0,010$	3,07	2,66	2,46	2,50	2,59	2,481	2,43	2,43
Σ^-	$-1,160 \pm 0,025$	-1,47	-1,323	-1,15	-1,215	-1,22	-1,155	-1,15	-1,15
Ξ^-	$-0,6507 \pm 0,0025$	-0,915	-0,6496	-0,61	-0,6397	-0,61	-0,6507	-0,65	-0,651
Ξ^0	$-1,250 \pm 0,014$	-1,76	-1,374	-1,25	-1,244	-1,33	-1,274	-1,35	-1,248
Λ^0	$-0,613 \pm 0,004$	-0,725	-0,604	-0,61	-0,631	-0,59	-0,604	-0,67	-0,67

$$2w''=3,673\mu_{\Xi}=2,620\mu_N, \quad v''=-1,033\mu_{\Xi}=-0,737\mu_N, \\ \delta s'=-0,87\mu_{\Sigma}=-0,695\mu_N, \quad (i) \quad \delta s''=-0,033\mu_N, \\ (ii) \quad \delta s''=0,070\mu_N, \quad \delta v''=0,210\mu_N. \quad (8)$$

Отметим, что наши гипотезы позволили свести систему шести линейных уравнений (4) к трем независимым парам уравнений. Этим во многом объясняется полученное согласие с экспериментом.

Магнитный момент Λ -гиперона не может быть выражен только через $w, v, \delta s$ (см. приложение). Есть несколько вариантов решения этой проблемы. Можно, к примеру, использовать формальное тождество

$$D = F + (D - F) = \frac{1}{2}\Delta u - \Delta d$$

и соотношение $\mu(\Lambda) = -\mu(\Sigma^0)$ из модели унитарной симметрии, тогда сразу получаем

$$\mu(\Lambda) = -\frac{1}{3}w + \frac{1}{3}v - \frac{1}{6}\delta s \quad (8)$$

в полной аналогии с формулой (8g) из [6]. Вклад морских кварков Λ -гиперона принят равным аналогичному вкладу Σ -гиперона (в собственных магнетонах), что представляется разумным. Этот вариант и выбран в настоящей работе. Результаты приведены в таблице. Без дополнительных гипотез улучшить согласие с экспериментом для $\mu(\Lambda)$ не удастся.

Заклание

В работе проанализированы некоторые модели, в которых выражения для магнитных моментов барионов имеют высокую степень симметрии относительно магнитных моментов составляющих их кварков. Показано, что учет вкладов «морских отсутствующих кварков» в предположении равенства вкладов валентных кварков в магнитные моменты барионов (если измерять их в собственных магнетонах) приводит к феноменологическим формулам, позволяющим с большой точностью описать магнитные моменты барионов $B(qq, q')$ и получить разумное значение для магнитного момента Λ -гиперона.

П р и л о ж е н и е

Кварк-бикварковая модель для магнитных моментов барионов

Магнитные моменты барионов в нерелятивистской кварк-бикварковой модели даются формулой [9]:

$$\mu(B) = \sum \langle B | e_q \mu_q \sigma_z^q \hat{\alpha}_q | B \rangle,$$

где B — волновая функция бариона октета

$$\sqrt{6}B_{\uparrow\beta}^{\alpha} = \epsilon_{\beta\gamma\delta} \{q_{\uparrow}^{\alpha}, q_{\uparrow}^{\gamma}\} q_{\downarrow}^{\delta},$$

$q^1 = u, q^2 = d, q^s, \uparrow (\downarrow)$ означает проекцию спина $+\frac{1}{2} (-\frac{1}{2})$ на ось z , μ_q — кварковые магнетоны, а σ_z^q — z -компонента спинового оператора кварка q .

При $\hat{\alpha}_q = 1$ мы возвращаемся к обычной кварковой модели (см., напр., [2]). Структура шести барионов октета такова, что в них содержатся два кварка одного аромата, $B = B(qq, q')$. Новый оператор $\hat{\alpha}_q$ определяет различие между бикварком кварков одного аромата и одиночным кварком в волновой функции барионов:

$$\langle q_{\uparrow}q_{\uparrow}, q'_{\downarrow} | \hat{\alpha}_q | q_{\uparrow}q_{\uparrow}, q'_{\downarrow} \rangle = w_{\uparrow\uparrow}^{qq,q'}, \quad \langle q_{\uparrow}q_{\downarrow}, q'_{\uparrow} | \hat{\alpha}_q | q_{\uparrow}q_{\downarrow}, q'_{\uparrow} \rangle = w_{\uparrow\downarrow}^{qq,q'}, \\ \langle q_{\uparrow}q_{\uparrow}, q'_{\downarrow} | \hat{\alpha}_{q'} | q_{\uparrow}q_{\uparrow}, q'_{\downarrow} \rangle = v_{\uparrow\uparrow}^{qq,q'}, \quad \langle q_{\uparrow}q_{\downarrow}, q'_{\uparrow} | \hat{\alpha}_{q'} | q_{\uparrow}q_{\downarrow}, q'_{\uparrow} \rangle = v_{\uparrow\downarrow}^{qq,q'}.$$

Двойные стрелки в правой части относятся к ориентации кварков в бикварке. Вводя обозначения

$$w_{\uparrow\uparrow}^{uu,d} = w_{\uparrow\uparrow}^{dd,u} = w_{\uparrow\uparrow}, \quad w_{\uparrow\uparrow}^{uu,s} = w_{\uparrow\uparrow}^{dd,s} = w'_{\uparrow\uparrow},$$

$$w_{\uparrow\uparrow}^{ss,u} = w_{\uparrow\uparrow}^{ss,d} = w''_{\uparrow\uparrow}$$

(то же для $w_{\uparrow\downarrow}^{qq,q'}, v_{\uparrow\downarrow}^{qq,q'}, v_{\uparrow\downarrow}^{qq,q'}$), получаем выражения магнитных моментов барионов через w, v .

При $\frac{2}{3}w_{\uparrow\uparrow} = w, \frac{1}{3}(2v_{\uparrow\uparrow} - v_{\uparrow\downarrow}) = v$ и т.д. сразу получаем (4).

Литература

1. Coleman S., Glashow S.L. // Phys. Rev. Lett. 1961. **6**. P. 423.
2. Morpurgo G. // Physics (N. Y.). 1965. **2**. P. 95.
3. Montanet L. et al. // Phys. Rev. 1994. **D50**. P. 1173.
4. Gerasimov S.B. // Prepr. JINR, E2-88-1122, 1988; Prepr. JINR, E2-89-837, 1989. Dubna, Russia.
5. Karl G., Scadron M. // Proc. 12th Annual Montreal-Rochester-Syracuse-Toronto Meeting / Ed. B. Margolis, P. Valin. Montreal, Canada, 1990. P. 105.
6. Karl G. // Phys. Rev. 1992. **D45**. P. 247.
7. Bartelski J., Rodenberg R. // Phys. Rev. 1990. **D41**. P. 2800.
8. Жельми Л., Замиралов В.С. Препр. физ. ф-та МГУ. 1984, № 23.
9. Жельми Л., Замиралов В.С. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1987. № 2. С. 39 (Moscow University Phys. Bull. 1987. No. 2. P. 46).
10. Sehgal L.M. // Phys. Rev. 1974. **D10**. P. 1663.
11. Casu M., Sehgal L.M. // Phys. Rev. 1997. **D55**. P. 3644.
12. Ershova M.M., Kamchatnova V.Yu., Zamiralov V.S. Prepr. IC/95/377, 1995. ICTP, Trieste, Italy.
13. Nag R. // Progr. Theor. Phys. 1994. **91**. P. 409.
14. Schlumpf F. // Phys. Rev. 1993. **D47**. P. 4114; Ibid. 1994. **D49**. P. 4626(E).
15. Bos J.W., Chang D., Lee S.C. et al. // Chin. J. Phys. 1997. **35**. P. 150.
16. Linde J., Ohlsson T., Snellman H. // Phys. Rev. 1998. **D57**. P. 452.
17. Pendron Lee G. // Phys. Rev. 1996. **D53**. P. 5322.
18. Delbourgo R., Dogsheng Liu // Ibid. 1996. **D53**. P. 6576.
19. Iwao S. // Progr. Theor. Phys. 1993. **90**. P. 943.
20. Gerasimov S.B. // Prepr. JINR, E2-95-93, 1995. Dubna, Russia.
21. Жельми Л. // Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. (МГУ), 1985.
22. Жельми Л., Замиралов В.С., Ленишников С.Н. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1989. № 2. С. 33 (Moscow University Phys. Bull. 1989. No. 2. P. 34).
23. Malheiro M., Melnitchouk W. // Phys. Rev. 1997. **D56**. P. 2373.

Поступила в редакцию
02.10.98