

## СОГЛАСОВАННОСТЬ РАЗНЫХ ПОДХОДОВ К ОПИСАНИЮ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ БАРИОНОВ

Я.И.Азимов

Институт ядерной физики им. Б.П.Константинова АН СССР  
188350, Гатчина

Поступила в редакцию 8 мая 1991 г.

Показано, что кварковый и адронный подходы к расчету магнитных моментов барионного октета систематически проявляют определенную согласованность. Эта согласованность сохраняется и для очарованных барионов. В обоих подходах получено предсказание для магнитного момента  $\Lambda_c$ , допускающее экспериментальную проверку.

1. Экспериментальные значения магнитных моментов барионного октета  $\mu_B$ , видимо, более или менее устоялись<sup>1</sup>, так что возрастает интерес к их теоретическому описанию. Из существующих сегодня подходов наиболее близкими к "первым принципам" выглядят расчеты по правилам сумм КХД<sup>2-4</sup>. Возможно, что к "первым принципам" близки и расчеты<sup>5</sup> с использованием эффективного кирального лагранжиана. Эти и другие подходы, основанные на "микроскопическом" описании магнитных моментов, дают неплохие результаты, хотя каждый из них имеет слабые точки.

Едва ли не лучшее согласие с опытом в целом дает уже простейший вариант конституентной кварковой модели<sup>6-8</sup>, когда все барионные магнитные моменты  $\mu_B^{(кв)}$  выражены лишь через три момента  $u$ -,  $d$ -,  $s$ -кварков. Сравнение таких расчетов с данными<sup>1,9</sup> показано в таблице, где подчеркнуты значения  $\mu_B$  для  $p$ ,  $n$ ,  $\Lambda$ , являющиеся затравкой. Очевидно, лишь для  $\Sigma^-$  расхождение превышает 15%. Согласие можно еще улучшить учетом поправочных эффектов (например,<sup>10</sup>).

$B$	$\mu_B^{(эксп)}$	$\mu_B^{(кв)}$	$\kappa_B^{(эксп)}$	$\kappa_B^{(обл)}$
$p$	2,792847	2,793	1,793	$> 0$
$n$	-1,913043	-1,913	-1,916	$< 0$
$\Lambda$	$-0,613 \pm 0,004$	-0,613	$-0,729 \pm 0,005$	$< 0$
$\Sigma^+$	$2,42 \pm 0,05$	2,673	$2,06 \pm 0,06$	$> 0$
$\Sigma^0$	---	0,791	$\kappa_{\Sigma^0}^{(кв)} = 1,005$	$> 0$
$\Sigma^-$	$-1,157 \pm 0,025$	-1,091	$-0,47 \pm 0,03$	$> 0$
$\Xi^0$	$-1,250 \pm 0,014$	-1,435	$-1,75 \pm 0,02$	$< 0$
$\Xi^-$	$-0,669 \pm 0,023$	-0,493	$0,058 \pm 0,032$	$> 0$
$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda$	$\pm(1,61 \pm 0,08)$	-1,630	---	---

Отметим, что похожая ситуация складывается и в родственной проблеме мезонных радиационных распадов типа  $V \rightarrow P\gamma$  (см., например,<sup>11</sup>).

Здесь возникает целый ряд вопросов. Одни из них имеют уже фольклорный характер и сводятся к тому, что же такое конституентные кварки и какова их связь с токовыми, исходными кварками КХД. Но есть и другие группы вопросов. Известно, что к мягким процессам обычно удается применять различные модели, использующие лишь адроны, без упоминания кварков и глюонов (для примера напомним модели типа мультипериферической). Это не удивительно, так как характерные времена в таких процессах равны или даже

больше времени адронизации партонов. Удивительно, что такие модели не применяются к сверхмягким, статическим характеристикам, каковой является и магнитный момент.

В этой статье будет показано, что адронный подход при сравнении с данными по  $\mu_B$  выявляет определенные регулярности и позволяет сделать проверяемые предсказания. Согласованность результатов партонных и адронных подходов может быть еще одной демонстрацией мягкости конфайнмента.

2. Очевидно, при адронном подходе проблема сводится к аномальной части  $\kappa_B$  магнитного момента бариона

$$\mu_B = \frac{1}{2m_B}(e_B + \kappa_B), \quad (1)$$

где  $m_B$  и  $e_B$  - масса и заряд бариона. Расчеты  $\kappa_B$  и  $e_B$  начались еще в рамках юкавских мезонных теорий (см., например, <sup>12</sup>). Их основой была теория возмущений (при  $g_{\pi NN}^2 \sim 10$ ), что позволяет рассматривать их сейчас как курсы. Но старые расчеты, хотя и не описывали реальные значения  $\kappa_B$ ,  $e_B$  (а также их отношение), правильно давали их знаки. Это может быть связано с реализацией интуитивно ожидаемого представления о мезонном облаке вокруг нуклона. Поэтому желательно, выйдя за пределы теории возмущений, сохранить картину пространственной структуры бариона.

Этого можно достичь, рассматривая барион как суперпозицию различных состояний (одно-, двух- и т.д. частичных; например,  $p \rightarrow p, \pi^+, \pi^0, p\pi^+\pi^-, \dots$ ). Такое разложение, как известно, является однозначным на световом конусе или в системе бесконечного импульса. Мы ограничим разложение состояниями типа  $B'M$  ( $B'$  - барион с  $J^P = \frac{1}{2}^+$ , а  $M$  - псевдоскалярный мезон), не слишком далекими по массе от исходного бариона  $B$ .

Вклад перехода  $B \rightarrow B'M \rightarrow B$  в  $\kappa_B$  равен

$$\kappa_B^{(B'M)} = \frac{g_{B(B'M)}^2}{8\pi^3} \int_0^1 dz \frac{m_B(1-z)(zm_B - m_{B'})[e_{B'}(1-z) - e_M z]}{z^2 m_B^2 - z(m_B^2 + m_{B'}^2 - m_M^2) + m_{B'}^2}, \quad (2)$$

где  $e_{B'}$  и  $e_M$  - заряды бариона и мезона в промежуточном состоянии. Это выражение имеет такой же вид, как вклад низших диаграмм теории возмущений. Но здесь  $g_{B(B'M)}^2$  - это не квадрат обычной константы связи  $g_{BB'M}$ , а некоторый интеграл от квадрата соответствующей волновой функции на световом конусе. Обычная константа связи появляется при аналитическом продолжении волновой функции на мнимые значения относительного импульса в системе  $B'M$ .

Как видно из (2), вклады разных промежуточных состояний в  $\kappa_B$  могут иметь разные знаки. Поэтому даже знак  $\kappa_B^{(обл)}$ , суммарного вклада мезонных облаков в  $\kappa_B$ , оказывается неопределенным. Ситуацию можно улучшить, предположив, что для октетов  $B'$  и  $M$  величины  $g_{B(B'M)}^2$  имеют такую же унитарно-флейворную структуру, как и обычные константы связи. В этом случае их соотношение определяется одним параметром  $\alpha_D = D/(D+F)$ . Взяв  $\alpha_D = 0,7$ , что не противоречит совокупности данных по  $g_{B'B'M}^2$  <sup>13</sup>, получим для  $\kappa_B^{(обл)}$  знаки, приведенные в последнем столбце таблицы. Сравнение их с экспериментальными значениями  $\kappa_B^{(эксп)}$  показывает удивительное согласие. Выделяются лишь случаи  $\Sigma^-$ , где знаки  $\kappa_B^{(эксп)}$  и  $\kappa_B^{(обл)}$  различны, и  $\Xi^-$ , где знак  $\kappa_B^{(эксп)}$  не очень надежен. Согласие знаков тем более удивительно, что численное согласие при описанном простом подходе не достигается. В

этом отношении мы получаем такую же ситуацию, как в ранних расчетах  $\kappa_p$  и  $\kappa_n$ <sup>12</sup>. Видимо, для численного согласия необходим учет большего числа промежуточных состояний, в том числе и более удаленных от массовой поверхности. Заметим в этой связи, что для двух выделенных выше случаев,  $\Sigma^-$  и  $\Xi^-$ , значения  $\kappa_B^{(эксп)}$  наиболее близки к нулю. Это могло бы усилить их чувствительность к различным поправкам.

3. Неясность ситуации делает желательным продолжение проверки применимости как кваркового, так и адронного подходов, а также их согласованности между собой. Естественным новым объектом изучения являются очарованные барионы  $\Lambda_c^+$  и  $\Xi_c^{+,0}$  со структурой  $csd$  и  $csq$  соответственно (здесь и далее  $q = u, d$ ).

Начнем с адронного подхода. Переходы  $\Lambda_c \rightarrow B^i M$ , где для  $M$  используются псевдоскалярные мезоны октета и очарованные мезоны  $D$  и  $D_s$ , дает для  $\kappa_{\Lambda_c}^{(обл)}$  сумму вкладов, которая при учете унитарно-флейворных соотношений оказывается отрицательно-определенной. Отсюда предсказывается

$$\kappa_{\Lambda_c} < 0.$$

Для  $\Xi_c$  ситуация иная. Даже после учета унитарно-флейворной симметрии остаются вклады с разными знаками, так что для определения результирующего знака  $\kappa_{\Xi_c}$  нужны дальнейшие, уже динамические соотношения.

В кварковом подходе ситуация для  $\Xi_c$  тоже неопределенная, на этот раз из-за динамического смешивания спиновых конфигураций в системе  $zq$  (обсуждение этой проблемы см., например, в<sup>14</sup>). Для  $\Lambda_c$  кварковый расчет гораздо определеннее. Система  $ud$  имеет спин 0 (с примесью спина 1 порядка 1%), так что

$$\mu_{\Lambda_c} \approx \mu_c.$$

В конституентной кварковой модели значение  $\mu_c$  можно извлечь из данных по распаду  $J/\psi \rightarrow \eta_c \gamma$  и из соотношения вероятностей распадов  $D^{*+} \rightarrow D^+ \gamma$  и  $D^{*0} \rightarrow D^0 \gamma$ <sup>11</sup> (аналогичный подход предложен в<sup>15</sup>). Современные данные<sup>1</sup> ведут к значению

$$\mu_c \approx -(0,3 \div 0,7) \mu_c^{(норм)},$$

где  $\mu_c^{(норм)}$  - обычный дираковский магнитный момент при  $m_c \approx 5m_q$ .

Таким образом, адронный и кварковый подходы опять согласуются, предсказывая для  $\Lambda_c$  отрицательный аномальный магнитный момент (а может быть, и полный тоже) и не давая определенных предсказаний для  $\Xi_c$ . Для конституентного  $c$ -кварка отрицательный аномальный момент предсказывался<sup>11</sup> как следствие переходов  $c \rightarrow Dq \rightarrow c$ , т.е. как проявление облака легких кварков вокруг тяжелого.

4. Резюмируем результаты этой статьи. Кварковый и адронный подходы к расчету магнитных моментов барионов оказываются согласующимися по крайней мере в следующем смысле. Кварковый подход может удовлетворительно описать значения  $\mu_B$  для октета  $\frac{1}{2}^+$ . Адронный подход не может пока описать численные значения  $\mu_B$ , но систематически дает правильное описание знака аномальных магнитных моментов.

Оба подхода согласуются и в применении к очарованным барионам. При этом для  $\Lambda_c$  предсказывается отрицательный аномальный (а может быть, и полный) магнитный момент.

Кварковый и адронный подходы выглядят никак не связанными. Поэтому их согласованность может рассматриваться как проявление партон-адронной дуальности вплоть до мягких процессов. С кварковой точки зрения подтверждение предсказания для  $\Lambda_c$  дало бы свидетельство в пользу существования облака легких кварков вокруг тяжелого конституентного кварка.

Очарованный барион  $\Lambda_c$  живет всего лишь около  $2 \cdot 10^{-13}$  с, и его магнитный момент не может быть измерен обычными методами. Однако измерение выглядит реальным за счет сильных внутриатомных полей при каналировании в кристаллах <sup>16</sup>.

Автор благодарен Самсонову В.М. за обсуждение возможностей измерений при каналировании.

### Литература

1. Particle Data Group. Phys. Lett., 1990, B239.
2. Joffe B.L., Smilga A.V. Phys. Lett., 1983, B133, 436; Nucl. Phys., 1984, B232, 109.
3. Balitsky I.I., Yung A.V. Phys. Lett., 1983, B129, 328; Preprint LNPI-1062, October 1984.
4. Pasupathy J. et al. Phys. Rev., 1987, D36, 1442, 1553.
5. Nyman E.M., Riska D.O. Nucl. Phys., 1989, B325, 593.
6. Rubinstein H.R., Scheck F., Socolow R.H. Phys. Rev., 1967, 154, 1608.
7. Franklin J. Phys. Rev., 1968, 172, 1807.
8. Lipkin H. Phys. Lett., 1989, B233, 446.
9. Ho P.M. Phys. Rev. Lett., 65, 1713.
10. Gupta M. J. Phys., 1990, G16, L213.
11. Азимов Я.И. Препринт ЛЯЯФ-819. 1982.
12. Бете Г., Гофман Ф. "Мезоны и поля", т.2. Изд-во иностр. лит-ры. М., 1957.
13. Dumbais O. et al. Nucl. Phys., 1983, B16, 277; Antolin J. et al. Phys. Rev., 1987, D35, 1221.
14. Franklin J. et al. Phys. Rev., 1981, D24, 2910.
15. Miller G.A., Singer P. Phys. Rev., 1988, D37, 2564.
16. Kim I.J. Nucl. Phys., 1983, B229, 251; Самсонов В.М., Ханзалеев А.В. Препринт ЛЯЯФ-1476, 1989.