

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.125.17

МАССОВЫЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ ШАРМОВЫХ БАРИОНОВ

Л. Жельми (Люксембург), В. С. Замиралов, С. Н. Лепшюков
(НИИЯФ)

Гипотеза о кварк-бикварковой структуре обычных и шармовых барионов позволяет однозначно выразить константы массовых формул в кварковой модели с ароматами u, d, s, c через константы F - и D -связи в барионной симметрии $SU(4)$. Результат обобщен на симметрию $SU(n)$.

В последнее время много внимания уделяется массовым формулам барионов с новыми квантовыми числами. В большинстве подходов за основу берется некоторый вариант кварковой модели с n ароматами, $n=4, 5, 6$. Значительно реже отправляются от унитарной симметрии барионов. Это связано с тем, что уже в симметрии $SU(4)$ различие в массах барионов $1/2^+$ 20-плета так велико, что считается невозможным следовать аналогии с $SU(3)$ (см., однако, [1]). Тем более это относится к 45-плету $SU(5)$ и 70-плету $SU(6)$, в которых размещаются барионы $1/2^+$ с квантовыми числами B и T .

Вместе с тем можно показать, что феноменологические одноглюонные потенциалы во многих случаях (см., напр., [2]) приводят к массовым формулам барионов, параметры которых линейно связаны с константами F - и D -связи барионной симметрии $SU(3)$. В ряде работ по массам барионов было предложено рассматривать кварк-бикварковую структуру внутри барионов (см., напр., [3]). В работе [4] массы барионов вычислялись в потенциальной кварк-бикварковой модели. Более того, для октета барионов $1/2^+$ в $SU(3)$ недавно было показано, что кварк-бикварковую структуру по ароматам можно однозначно соотнести с характерными для гиперзарядового тока тензорными структурами F - и D -типа [5]. Аналогичный результат справедлив и относительно электрослабого тока в $SU(3)$ и $SU(4)$ [6]. В кварковой модели с тремя ароматами такой подход привел к формуле масс Гелл-Манна—Окубо. Попытаемся сделать обобщение на n ароматов, наиболее подробно рассмотрев массовые формулы 20-плета барионов $1/2^+$ в $SU(4)$.

Напомним, что массовому члену гамильтониана в $SU(3)$ [7]

$$H_M^{SU(3)} = (M_0 - D_Y) \bar{B}_b^a B_a^b + (D_Y + F_Y) \bar{B}_3^a B_a^3 + (D_Y - F_Y) \bar{B}_3^3 B_3^a, \quad (1)$$

где B_b^a — октет барионов $1/2^+$, $p=B_3^1$; в кварковой модели с ароматами u, d, s в [5] был поставлен в соответствие оператор расщепления масс

$$\sum_{q=u,d,s} \hat{m}_{q(B)} \hat{Y}_q + m_0 \hat{I},$$

где \hat{Y}_q — оператор гиперзаряда. Собственные значения m_1' и m_1 оператора $\hat{m}_{q(B)}$ различают в барионе $B((qq)q')$ одиночный кварк q' и бикварк (qq) соответственно и однозначно выражаются через константы F - и D -связи гиперзарядового тока в (1): $m_1 = -F_Y$, $m_1' = D_Y - F_Y$. Здесь $M_0 + (2/3)D_Y = m_0$.

Выражение (1) обобщается на 20-плет барионов $SU(4)$, описываемых тензором $b_{\beta\gamma}^\alpha$ ($b_{\beta\gamma}^\alpha = -b_{\gamma\beta}^\alpha$, $b_{\alpha\gamma}^\alpha = 0$, $\alpha, \beta, \gamma = 1, \dots, 4$), введенном в H_M шармового тока барионов:

$$H_M^{SU(4)} = (M_0 - D_C + F_C) \bar{b}_\gamma^{\alpha\beta} b_\alpha^\beta + (1/2) (D_Y + F_Y) \bar{b}_3^{\alpha\beta} b_\alpha^\beta + (D_Y - F_Y) \bar{b}_\gamma^{\alpha\beta} b_\alpha^\gamma + (1/2) (D_C + F_C) \bar{b}_4^{\alpha\beta} b_\alpha^\beta + (D_C - F_C) \bar{b}_\gamma^{\alpha\beta} b_\alpha^\gamma, \quad (2)$$

причем $b^a{}_b = B^a{}_b$, $a, b = 1, 2, 3$.

В кварковой модели с четырьмя ароматами расщепление масс введем не только через оператор гиперзаряда \hat{Y}_q , но и через оператор шарма \hat{C}_q . Собственные значения \hat{C}_q равны нулю для $q=u, d, s$ и $+1$ для $q=c$. Поскольку масса c -кварка намного

«больше масс кварков u, d, s , определим для него отдельно собственные значения оператора $m_{(qB)}, m'_1$ и m_4 , отвечающие одиночному кварку s и s -кварку в бикварке соответственно, причем $m'_4 \neq m'_1$, а $m_4 \neq m_1$. Оператор расщепления масс в кварковой модели при этом можно записать в виде

$$\sum_{k=1}^4 \widehat{m}_{q^k(B)} [\widehat{Y}_{q^k} (1 - \delta_{k4}) + \delta_{k4} \widehat{C}_{q^k}] + m_0 \widehat{I}, \quad q^{1,2,3,4} = u, d, s, c. \quad (3)$$

Для численных расчетов используем значения параметров $M_0 = 1152$ МэВ, $F_Y + D_Y = 84$ МэВ, $D_Y - F_Y = -44$ МэВ, $D_C + F_C = -1425$ МэВ, $D_C - F_C = 1227$ МэВ, а в скобках для примера укажем значения масс, предсказываемые в многопараметрической модели мешка [3]. Массы шармовых изомультиплетов при этом даются формулами

$$\begin{aligned} M_{\Sigma_c((qq')c)} &= m_0 + \frac{2}{3} m_1 + m'_4 = 2450 \text{ (2430) МэВ,} \\ M_{\Omega_c((ss)c)} &= m_0 - \frac{4}{3} m_1 + m'_4 = 2830 \text{ (2730) МэВ,} \\ M_{\Xi_c((sq)c)} &= m_0 - \frac{1}{3} m_1 + m'_4 = 2640 \text{ (2550) МэВ,} \\ M_{\Xi_{cc}((cc)q)} &= m_0 + \frac{1}{3} m'_1 + 2m_4 = 3720 \text{ (3680) МэВ,} \\ M_{\Omega_{cc}((cc)s)} &= m_0 - \frac{2}{3} m'_1 + 2m_4 = 3970 \text{ (3870) МэВ,} \\ q, q' &= u, d. \end{aligned} \quad (4)$$

Эти формулы в точности соответствуют массовым формулам, следующим из (2) при $m_1 = -F_Y$, $m_4 = F_C$, $m'_1 = D_Y - F_Y$, $m'_4 = D_C - F_C$. При этом $m_0 = M_0 + (2/3)D_Y - D_C$. Этот результат показывает справедливость гипотезы о связи кварк-бикварковой структуры барионов по ароматам со строением тензорной структуры тока барионов.

Обратим внимание на формулу для масс Ξ_c -частиц. Соответствие с барионной симметрией $SU(4)$ достигается здесь только при выборе бикварка в виде (sq) , $q = u, d$. Выбор бикварка в виде (cq) или (cs) противоречит (2).

Для шармовых гиперонов $\Xi_c'^+ (= A^+(csu))$, $\Xi_c'^0 (= A^0(csd))$ и $\Lambda_c'^+ (= C_0^+(cdu))$, имеющих строение волновых функций, как у Λ -гиперона, массовые формулы

$$\begin{aligned} M_{\Xi_c'} &= m_0 - \frac{1}{9} m_1 - \frac{2}{9} m'_1 + \frac{4}{3} m_4 - \frac{1}{3} m'_4 = 2520 \text{ (2490) МэВ,} \\ M_{\Lambda_c'^+} &= m_0 + \frac{2}{9} m_1 + \frac{4}{9} m'_1 + \frac{4}{3} m_4 - \frac{1}{3} m'_4 = 2290 \text{ (2300) МэВ} \end{aligned} \quad (5)$$

были получены, исходя из следующей кварк-бикварковой структуры волновых функций таких гиперонов:

$$\begin{aligned} \sqrt{2} \Lambda_c'(\tilde{c}du)_{\uparrow} &= \sqrt{\frac{2}{3}} (\tilde{c}_{\uparrow} d_{\uparrow}) u_{\downarrow} + \sqrt{\frac{1}{3}} (\tilde{c}_{\uparrow} u_{\uparrow}) d_{\downarrow} - \\ &- \sqrt{\frac{2}{3}} (\tilde{c}_{\uparrow} u_{\uparrow}) d_{\downarrow} - \sqrt{\frac{1}{3}} (\tilde{c}_{\uparrow} d_{\downarrow}) u_{\uparrow}, \end{aligned}$$

аналогично для Ξ_c' - и Λ -гиперонов. Здесь стрелки \uparrow и \downarrow означают проекцию спина кварка или гиперона $+1/2$ и $-1/2$, тильдой выделен тяжелый, в данном случае s -кварк, а бикварк заключен в круглые скобки. Сейчас известны массы только четырех шармовых изомультиплетов: Λ_c^+ ($2281,2 \pm 3,0$ МэВ), Σ_c (2430 ± 5 МэВ), Ω_c^0 (2740 ± 20 МэВ), Ξ_c' (2460 ± 25 МэВ) [8], так что окончательного суждения о справедливости массовых формул (4), (5) пока сделать нельзя.

Выражения (2) и (3) легко обобщить на произвольное число ароматов. В барионной симметрии $SU(n)$ массовый член гамильтониана для барионов $1/2^+$, описываемых антисимметричным по нижним индексам бесшпуровым тензором $B_{[\beta_1, \dots, \beta_{n-2}]}$ (20-плет в $SU(4)$, 45-плет в $SU(5)$, 70-плет в $SU(6)$), запишем в виде

$$H_M^{SU(n)} = \frac{1}{(n-2)!} \bar{B}_{\alpha}^{[\beta_1 \dots \beta_{n-2}]} B_{[\beta_1 \dots \beta_{n-2}]}^{\alpha} \left(M_0 - \sum_{k=4}^n (D_k - F_k) \right) + \frac{1}{(n-3)!} \left[\sum_{k=3}^n \left[(D_k - F_k) \bar{B}_{\alpha}^{[k\beta_2 \dots \beta_{n-2}]} B_{[\beta_2 \dots \beta_{n-2}]}^{\alpha} + \frac{1}{(n-2)} (D_k + F_k) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \bar{B}_k^{[\beta_1 \dots \beta_{n-2}]} B_k^{[\beta_1 \dots \beta_{n-2}]} \right], \quad D_{3,4,5,6\dots} = D_{Y,C,B,T,\dots}, \quad \text{то же для } F_k, \quad (6)$$

которому в кварковой модели с n ароматами будет соответствовать оператор расщепления масс

$$m_0 \hat{1} + \sum_{k=1}^n \hat{m}_{q^k(B)} \left[\hat{Y}_{q^k} \left(1 - \sum_{l=4}^n \delta_{kl} \right) + \sum_{l=4}^n \delta_{kl} \hat{Y}_l \right], \quad \hat{Y}_{q^{4,5,6\dots}} = \hat{C}, \hat{B}, \hat{T}, \dots$$

а $q^k = u, d, s, c, b, t, \dots$ для $k=1, 2, 3, 4, 5, 6, \dots$ соответственно. Собственные значения $m'_k, m_k, k=1, \dots, n$, оператора $\hat{m}_{q^k(B)}$ связаны с константами F - и D -связи из (6) соотношениями $m_s = -F_Y, m_{s'} = D_Y - F_Y, m_k = -F_k, m'_k = D_k - F_k, s=1, 2, 3; k \geq 4$. Формула (6) обобщает формулу восьмеричного пути (1) [7] на группу барионной симметрии $SU(n)$. Расщепление масс барионов задается серией констант F - и D -связи, имеющих четкий теоретико-групповой смысл. Они однозначно связаны с параметрами m'_k, m_k , характеризующими кварк-бикварковую структуру барионов. Можно предположить, что серия констант F - и D -связи отражает наличие серии масштабов масс, которые связаны с вымораживанием кварковых ароматов и обычно учитываются при расчетах глюонных поправок в КХД.

Авторы благодарны З. Р. Бабаеву и Ф. Ф. Тихонину за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Okubo S. // Phys. Rev. 1975. D11. P. 3261—3269. [2] De Rujula A., Georgi H., Glashow S. L. // Phys. Rev. 1975. D12. P. 147—162. [3] Singh C. P. // Phys. Rev. 1981. D24. P. 2481—2491. [4] Lichtenberg et al. // Zeitschr. für Phys. C. 1983. 19. P. 19. Phys. Rev. Lett. 1982. 48. P. 1653. [5] Жельми Л., Замиралов В. С. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3, Физ. Астрон. 1985. 26, № 5. С. 27—28. [6] Жельми Л., Замиралов В. С. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерная физика. 1986, № 1(34). С. 111—113. [7] Geil-Mann M. California Institute of Technology, Report CTSL-20, 1961, California, USA. [8] P. D. G. // Phys. Lett. 1986. B170.

Поступила в редакцию
02.02.87