

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

Экзотические барионные резонансы и модель киральных солитонов

В.Б. Копелиович

Обсуждается статус недавно обнаруженного барионного резонанса с положительной странностью. Это состояние является экзотическим, поскольку не может быть образовано лишь из трех валентных кварков, и должно содержать по меньшей мере одну кварк-антикварковую пару. Масса обнаруженного резонанса находится в согласии с результатами расчетов в киральных солитонных моделях, которые предсказывают ряд других экзотических барионных состояний с различными квантовыми числами. Некоторые из них, возможно, уже наблюдаются экспериментально, например состояния со странностью $S = -2$ и зарядами $Q = 0, -2$.

PACS numbers: 12.39.Dc, 12.39.Fe, 14.20.-c

Содержание

1. Введение (323).
 2. Мультиплеты экзотических барионов в топологических солитонных моделях (324).
 3. Массовая формула (327).
 4. Спектр барионных состояний (328).
 5. Обсуждение, перспективы (330).
 6. Заключение (331).
- Список литературы (332).

1. Введение

В недавних экспериментах [1–4] обнаружен барионный резонанс с положительной странностью $S = +1$, зарядом $Q = +1$ и неизвестными пока спином и четностью. В эксперименте [1] в реакции фоторождения на ядрах углерода на установке SPring-8 было обнаружено состояние с массой $1,54 \pm 0,01$ ГэВ и шириной менее 25 МэВ в спектре недостающей массы K^+n , на уровне достоверности $4,6\sigma$.

В эксперименте ИТЭФ [2] в ксеноновой пузырьковой камере ДИАНА изучалось взаимодействие K^+ -мезонов с ядрами ксенона, и узкий барион с массой 1539 ± 2 МэВ и шириной менее 9 МэВ наблюдался в системе $K_S^0 p$ на уровне достоверности $4,4\sigma$. Анализируемые в [2] данные были получены еще в 1980-е годы. Следует также отметить, что наличие резонанса в системе $K_S^0 p$ означает

существование резонанса с положительной странностью лишь при отсутствии резонанса в системе $\bar{K}^0 p$ в той же области масс.

Несколько позднее в лаборатории Джефферсона на спектрометре CEBAF с большим акцептсом (CLAS) [3] изучалась эксклюзивная реакция фоторождения К-мезонов на дейтронах

$$\gamma d \rightarrow K^+ K^- pn,$$

и узкий резонанс был обнаружен в системе K^+n . Масса этого состояния 1542 ± 5 МэВ, ширина менее 21 МэВ, уровень достоверности $5,3 \pm 0,5\sigma$.

Уже после того, как стали известны результаты экспериментов [1, 2], на Боннском электронном ускорителе ELSA в реакции фоторождения пары $K\bar{K}$ на протонах с помощью детектора SAPHIR наблюдался пик в распределении по инвариантной массе в системе pK^+ , соответствующий массе $1540 \pm 4 \pm 2$ МэВ, на уровне достоверности $4,8\sigma$ [4]. Верхняя граница для ширины составляет 25 МэВ. Отсутствие двухзарядного состояния Θ^{++} в канале $\gamma p \rightarrow pK^+ K^-$ позволило авторам сделать вывод, что резонанс Θ^+ является, по-видимому, изоскалярном.

Анализ данных, полученных ранее по взаимодействию нейтрино и антинейтрино с ядрами в пузырьковых камерах ЦЕРНа и лаборатории Ферми [5], также привел к обнаружению резонанса в системе $K_S^0 p$ с массой 1533 ± 5 МэВ, шириной менее 20 МэВ, на уровне достоверности $6,7\sigma$.

Наконец, в самое последнее время коллаборацией NA49 в ЦЕРНе в протон-протонных столкновениях при энергии 17,2 ГэВ в Ц-системе зафиксированы резонансы в системе $\Xi^- \pi^-$ (заряд -2) и $\Xi^- \pi^+$ (заряд 0) с массой 1,86 ГэВ и шириной менее экспериментального разрешения, составляющего 18 МэВ, на уровне достоверности $4,0\sigma$ [6]. По-видимому, эти резонансы являются компо-

В.Б. Копелиович. Институт ядерных исследований РАН,
117312 Москва, просп. 60-летия Октября 7а,
Российская Федерация
Тел. (095) 711-98-41, 334-01-88
E-mail: kopelio@al20.inr.troitsk.ru

Статья поступила 8 августа 2003 г.,
после доработки 22 октября 2003 г.

нентами изотопического квартета гиперонов $\Xi_{3/2}^*$. Особо интересно то, что в этом же эксперименте обнаружены антибарионные резонансы в системах $\bar{\Xi}^+\pi^+$ и $\bar{\Xi}^+\pi^-$, которые являются соответствующими античастицами $\Xi_{3/2}^*$. Совместный анализ данных по барионам и антибарионам привел к значению массы $M_{\Xi_{3/2}^*}(Q = -2) = 1,862 \pm 0,002$ ГэВ и $M_{\Xi_{3/2}^*}(Q = 0) = 1,864 \pm 0,005$ ГэВ.

Если результаты [1–5] подтвердятся (в чем практически не остается сомнений, поскольку резонанс наблюдается на различных установках в Японии, России, США и ФРГ, а также ЦЕРНа), то это будет означать, что впервые обнаружен барионный резонанс с положительной странностью, который наряду с гиперонами $\Lambda(1520)$ и $\Xi(1530)$ имеет одну из наименьших шириин среди всех известных барионных резонансов. Ширина нового резонанса менее 9 МэВ [2] также не исключается результатами [1, 3–5], и в этом случае он имеет рекордно малую для барионных резонансов ширину. Этот барион, предсказанный ранее теоретически в [7–9], первоначально названный Z^+ [9], а затем — Θ^+ , с необходимостью содержит странный антикварк $\bar{s}$, поскольку барионы, состоящие только из трех валентных кварков, могут иметь лишь отрицательную странность, $S < 0$ (либо, конечно, нулевую, как нуклон и изобара). Таким образом, помимо трех валентных кварков, барион Θ^+ содержит по меньшей мере одну кварк-антикварковую пару и поэтому является экзотическим. Обнаруженный в [6] резонанс со странностью -2 также должен содержать по меньшей мере одну кварк-антикварковую пару, поскольку барион со странностью $S = -2$ не может иметь электрический заряд -2 , если он состоит лишь из трех валентных кварков (см. также следующий раздел). Таким образом, обнаруженный в [6] барионный резонанс является вторым примером экспериментально установленного экзотического барионного состояния. Общий обзор экспериментальной ситуации, методов наблюдения экзотических адронов, а также так называемых криптоэкзотических состояний, т.е. состояний со скрытой экзотикой, содержится, например, в работе [10].

На той же установке CLAS [3] в реакции электроорождения пары $\pi^+\pi^-$ на протонах получено указание на существование нового резонанса с нулевой странностью, положительной четностью, имеющего сильную связь с каналом $\Delta\pi$ и слабую с $N\rho$ и массу, близкую к 1720 МэВ [11]. Этот резонанс также может принадлежать одному из мультиплетов экзотических барионов, рассмотренных в [12].

Цель настоящей статьи, помимо информации об обнаружении принципиально новых резонансов, состоит в том, чтобы дать краткий обзор теоретических идей, приведших к предсказанию резонансов нового типа, и результатов, которые следуют из кирального солитонного подхода. Технические подробности, как правило, приведены не будут, поскольку многие получаемые результаты вполне наглядны (мы оставим эти детали для подробной статьи, ориентированной на теоретиков).

В разделе 2 пояснены основные физические идеи, лежащие в основе модели, и показано, как в рамках кирального солитонного подхода возникают мультиплеты экзотических барионов.

В разделе 3 дана массовая формула для барионных состояний, пояснено, каким образом она возникает, и отмечено, что эта формула достаточно естественна. В разделе 4 приведены спектры барионных мультиплетов с

учетом смешивания конфигураций для нескольких вариантов модели, отличающихся численными значениями параметров. В заключительных разделах обсуждаются некоторые примеры, отмечен ряд состояний, поиск которых представляет первоочередной интерес, и проведено сравнение с результатами, полученными в рамках других моделей.

2. Мультиплеты экзотических барионов в топологических солитонных моделях

К экзотическим в специальном смысле этого слова относятся барионные состояния, которые не могут быть составлены из $3B$ валентных кварков (B — барионное число) и в силу своих квантовых чисел должны содержать одну (или более) кварк-антикварковую пару. Очевидно, что любое состояние с положительной странностью экзотическое, так же как и состояние с достаточно большим отрицательным значением странности, $S < -3B$. Кроме того, при любом значении гиперзаряда или странности $S < 0$ экзотическим является состояние с достаточно большим значением изотопического спина, $I > (3B + S)/2$. Это связано с тем, что ненулевой изоспин имеют лишь нестранные кварки, а число валентных нестранных кварков ограничено значением $3B + S$. Обнаруженный гиперон со странностью $S = +1$, содержащий по меньшей мере одну пару кварк-антикварк, называют также пентакварковым состоянием. Хорошо известно, что любые барионы (вообще говоря, адроны), которые по своим квантовым числам могут состоять лишь из валентных кварков, содержат так называемые "морские" (sea) кварки, а также глюоны, которые уносят значительную долю импульса бариона. Однако в пентакварках типа Θ^+ пара $q\bar{q}$ является валентной в том смысле, что она несет определенные квантовые числа, например странность.

С точки зрения теории существование таких состояний не представляется неожиданным. Необходимость существования антидекуплета барионов отмечалась рядом авторов как в рамках кварковых моделей [13], так и в киральных солитонных моделях [14, 15]. Первые численные оценки масс компонент антидекуплета барионов были сделаны в работах [7, 15, 8]. Относительно малая масса состояний, принадлежащих антидекуплету барионов, предсказывалась в работах [7, 15, 8, 9, 16], причем в [7, 15] для этого, строго говоря, не было достаточно оснований, поскольку расщепление масс внутри октета и декуплета барионов в них не было описано. В работе [9] для оценки массы состояния с положительной странностью $M_\Theta = 1530$ МэВ в согласии со сделанной ранее оценкой [7] существенным является предположение о том, что нуклонный резонанс $N^*(1,71)$ представляет собой компоненту антидекуплета. Ширина гиперона $\Theta^+ G_\Theta$ оценивалась в работах [9, 16], причем результат, полученный в [16], в несколько раз превышает результат работы [9].

Топологические солитонные модели весьма экономны и эффективны для предсказаний спектров барионов или барионных систем с различными квантовыми числами. Проблемы релятивистской многочастичной задачи, какой является задача нахождения связанных состояний и резонансов в системе из трех, пяти и т.д. кварков, конечно, не решаются в рамках этого подхода, однако они обходятся так, что расчеты спектров барион-

ных состояний оказываются возможными без детализации их внутренней структуры. В этих моделях барионы или барионные системы (ядра) возникают как квантованные классические конфигурации полей, соответствующие минимуму классической энергии (массы). В относительно небольшой статье затруднительно дать полное обоснование и описание модели киральных солитонов, дадим лишь принципиально важные пояснения. Отправной точкой является лагранжиан модели, записанный в терминах киральных полей (трех пионных для SU(2)-варианта модели) и киральных производных, левых или правых $l_\mu = \partial_\mu U U^\dagger$, $r_\mu = U^\dagger \partial_\mu U$, $U \in \text{SU}(2)$ — унитарная матрица, зависящая от киральных полей, в интересующем нас обобщении модели $U \in \text{SU}(3)$. Эффективный лагранжиан (его пространственная плотность), который описывает взаимодействия мезонов при низких энергиях, представляет собой, по существу, разложение по степеням киральных производных:

$$\tilde{L} = \tilde{L}^{(2)} + \tilde{L}_A^{(4)} + \dots, \quad (1)$$

где

$$\tilde{L}^{(2)} = -\frac{F_\pi^2}{16} \text{Tr}(l_\mu l_\mu) \quad (2)$$

— модельно-независимый член второго порядка, зависящий от константы распада пиона F_π , и

$$\tilde{L}_A^{(4)} = \frac{1}{32e^2} \text{Tr}(l_{\mu\nu})^2, \quad (3)$$

— стабилизирующий солитон член 4-го порядка по производным, или скирмовский член, зависящий от параметра e — постоянной Скирма; $l_{\mu\nu} = \partial_\mu l_\nu - \partial_\nu l_\mu = = l_\nu l_\mu - l_\mu l_\nu$ можно назвать напряженностью кирального поля. Имеются также члены более высоких степеней по киральным производным, однако здесь мы ограничимся вариантом модели с указанными членами второго и четвертого порядков в лагранжиане. Существенно, что эффективный лагранжиан пропорционален N_c — числу цветов квантовой хромодинамики, на основе которой строится эффективная теория, поскольку $F_\pi^2 \sim 1/e^2 \sim N_c$.

Помимо кирально-инвариантных членов в лагранжиане, зависящих лишь от киральных производных, имеются также члены, нарушающие киральную инвариантность и зависящие от пионного поля и его массы:

$$\tilde{L}_{\text{CSB}} = \frac{F_\pi^2 m_\pi^2}{16} \text{Tr}(U + U^\dagger - 2). \quad (4)$$

Этот вклад обычно учитывается при вычислении функционала статической энергии и его минимизации. Нарушающие симметрию по ароматам (флейворам) вклады в лагранжиан зависят от массы К-мезона и его константы распада F_K :

$$\begin{aligned} \tilde{L}_{\text{FSB}} = & \frac{F_K^2 m_K^2 - F_\pi^2 m_\pi^2}{24} \text{Tr}(1 - \sqrt{3} \lambda_8)(U + U^\dagger - 2) - \\ & - \frac{F_K^2 - F_\pi^2}{48} \text{Tr}(1 - \sqrt{3} \lambda_8)(U l_\mu l_\mu + l_\mu l_\mu U^\dagger). \end{aligned} \quad (5)$$

Эти вклады весьма важны при квантовании солитонов в SU(3) конфигурационном пространстве (см. следующие разделы).

Конфигурации полей характеризуются топологическим числом, которое называют еще степенью (индексом) отображения. Чтобы такое число можно было записать, поле должно иметь достаточное количество компонент, как минимум три. Центральное предположение, лежащее в основе модели и выдвинутое Скирмом еще в 1961 г. [17], заключается в том, что топологическую характеристику конфигурации полей, или индекс отображения, можно отождествить с барионным числом B . Каждой точке пространства соответствует киральное поле, вычисляемое по определенной формуле, и при обходе обычного пространства соответствующий образ в изотопическом (или SU(3)) пространстве обходит его целое число раз, которое и есть барионное число системы. Существенно то, что число измерений обычного пространства, равное трем, совпадает с числом генераторов группы SU(2), в результате чего и возможно отображение обычного пространства на пространство изотопического спина, $R^3 \rightarrow \text{SU}(2)$, приводящее к формированию киральных солитонов. Поэтому можно сказать, что в таких моделях получает естественное объяснение тот факт, что изотопический спин является столь важной характеристикой барионов и вообще адронов.

В 1983 г. Виттен показал, что барионное число, постулированное Скирмом, представляет собой четвертую компоненту нетеровского тока, генерируемого действием Весса–Зумино [18]. Это действие удобно записать как 5-мерную дифференциальную форму

$$S_{\text{WZ}} = \frac{-iN_c}{240\pi^2} \int_\Omega d^5x \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma\tau} \text{Tr}(l_\mu l_\nu l_\rho l_\sigma l_\tau), \quad (6)$$

где Ω — 5-мерная область, границей которой является 4-мерное пространство-время и l_μ — 5-мерное обобщение l_μ в 4-мерном случае. Плотность векторного нетеровского тока, соответствующего преобразованию $U \rightarrow U \exp(i\phi/N_c)$, равна

$$B_x = \frac{1}{24\pi^2} \epsilon_{\alpha\beta\gamma\mu} \text{Tr}(l_\beta l_\gamma l_\mu). \quad (7)$$

В общем случае SU(2)-скирмионов унитарную матрицу U параметризуют следующим образом: $U = c_f + i s_f \mathbf{n}$, единичный вектор $\mathbf{n}$ имеет компоненты $n_3 = c_\alpha$, $n_1 = s_\alpha c_\beta$, $n_2 = s_\alpha s_\beta$, $c_f = \cos f$, $s_f = \sin f$, $c_\alpha = \cos \alpha$ и т.д., т.е. конфигурация полей зависит от трех функций трех координат f, α и β . При этом барионное (топологическое) число

$$B = \frac{-1}{2\pi^2} \int s_f^2 s_\alpha I \left[\frac{(f, \alpha, \beta)}{(x, y, z)} \right] d^3r, \quad (8)$$

где $I[(f, \alpha, \beta)/(x, y, z)] = \epsilon^{ikl} \partial_i f \partial_k \alpha \partial_l \beta$ — якобиан преобразования от переменных (x, y, z) к переменным (f, α, β) . Поскольку элемент поверхности единичной 3-мерной сферы $dS^3 = s_f^2 df s_\alpha d\alpha d\beta$, а вся поверхность равна $2\pi^2$, то выражение (8) показывает, сколько раз обходится трехмерная сфера при интегрировании по 3-мерному пространству, что и есть степень отображения $R^3 \rightarrow S^3$ (SU(2) гомеоморфна трехмерной сфере S^3).

Следующим шагом является поиск статических конфигураций для каждого значения топологического (барионного) числа. Было установлено, что для $B = 1$ минимум классической энергии достигается на конфигу-

рациях типа "ежа", для которых киральное поле в каждой точке пространства можно направить по радиусу-вектору, соединяющему центр солитона с точкой наблюдения. Для таких конфигураций $\mathbf{n} = \mathbf{r}/r$ и функция профиля $f = f(r)$ зависит лишь от одной переменной — расстояния до центра скирмиона. При этом барионное число

$$B = \frac{1}{\pi} [f(0) - f(\infty)], \quad (9)$$

т.е. определяется разностью значений функции профиля в центре скирмиона и на бесконечности. Для барионов обычно принимают $f(0) = \pi$, $f(\infty) = 0$. Функционал статической энергии (массы) скирмиона при этом также весьма упрощается, так что функция профиля может быть численно определена на компьютере в течение нескольких секунд. Для других барионных чисел конфигурации полей, соответствующие минимуму энергии, имеют иную форму, а распределения массы и плотности барионного числа — форму, отличную от сферически симметричной, например для $B = 2$ — тороидальную форму. Одновременно с массой рассчитываются также другие статические характеристики, в том числе моменты инерции скирмионов, играющие весьма важную роль в процедуре квантования. Масса скирмиона и моменты инерции пропорциональны N_c , т.е. велики в пределе большого числа цветов.

При $SU(3)$ -обобщениях модели производят вложение $SU(2)$ -скирмионов в $SU(3)$ -конфигурационное пространство (в левый верхний угол $SU(3)$ -матрицы) и вводят зависящие от времени матрицы коллективных координат $A(t) \in SU(3)$, так что $U_{SU(3)}(\mathbf{r}, t) = A(t)U_{SU(2)}(\mathbf{r})A^\dagger(t)$. Угловые скорости вращения скирмиона ω_k в $SU(3)$ -пространстве определяются соотношениями

$$A^\dagger(t)\dot{A}(t) = \frac{-i\omega_k\lambda_k}{2}, \quad (10)$$

$k = 1, \dots, 8$, λ_k — матрицы Гелл-Мана, матрицу $A(t)$ обычно записывают в виде

$$A = A_{SU(2)} \exp(i\nu\lambda_4) A'_{SU(2)} \exp\left(\frac{i\rho\lambda_8}{\sqrt{3}}\right).$$

При указанной параметризации $U_{SU(3)}$ действие Весса–Зумино–Виттена может быть легко вычислено, более того, можно выделить соответствующий вклад в лагранжиан [19]:

$$L_{WZ} = -\omega_8 \frac{N_c B}{2\sqrt{3}}, \quad (11)$$

который зависит только от ω_8 ¹. Гиперзаряд бариона (или системы барионов) Y_R в системе координат, привязанной к вращающемуся солитону, который называют еще "правым" гиперзарядом, определяется соотношением

$$Y_R = -\frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\partial L}{\partial \omega_8}.$$

¹ При параметризации $U_{SU(3)} = A(t)U'(\mathbf{r})A^\dagger(t)$ вклад в лагранжиан от действия Весса–Зумино всегда линеен по угловым скоростям ω_k , однако для произвольных $U' \in SU(3)$ могут входить все восемь компонент угловых скоростей. Общий случай квантования $SU(3)$ -скирмионов рассмотрен в [20].

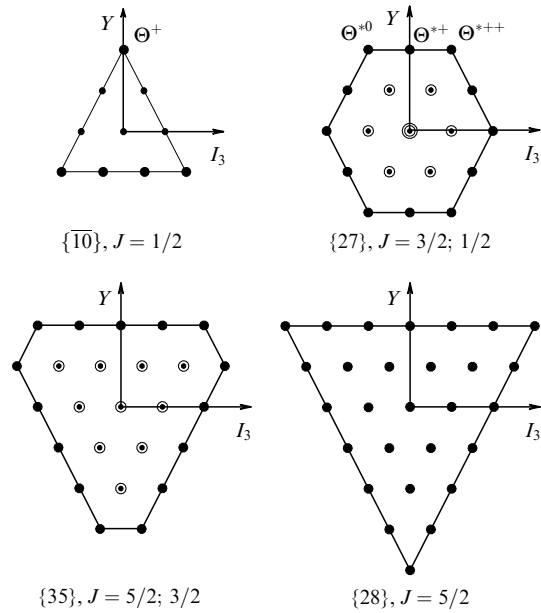


Рис. 1. I_3 – Y -диаграммы мультиплетов барионов $B = 1$, $m = 1$. Большие темные кружки обозначают экзотические состояния, малые — криптоэкзотические состояния, которые могут смешиваться с соответствующими компонентами октета и декуплета барионов.

Отсюда возникает так называемое условие квантования Гваданьини [19]

$$Y_R = \frac{N_c B}{3}. \quad (12)$$

Для любого $SU(3)$ -мультиплета (p, q) максимальный гиперзаряд, или триальность, $Y_{\max} = (p + 2q)/3$, и очевидным образом должно выполняться неравенство

$$\frac{p + 2q}{3} \geq \frac{N_c B}{3} \quad (13)$$

или

$$p + 2q = 3(B + m) \quad (14)$$

при $N_c = 3$, где m — целое положительное число. Это условие квантования имеет простую физическую интерпретацию: мы стартуем от изначально нестранный конфигурации, которая остается таковой в системе, привязанной к солитону. Все другие состояния мультиплета (p, q) в системе наблюдателя возникают в результате вращений этой конфигурации в $SU(3)$ -конфигурационном пространстве, описываются соответственно вигнеровскими функциями $SU(3)$ -волчка, и каждый мультиплет должен содержать нестранный состояние. Состояния с $m = 0$ естественно называть минимальными [21], для $B = 1$ минимальными мультиплетами являются октет и декуплет, мультиплеты меньшей размерности запрещены в силу условия Гваданьини [19] (напомним, что число компонент мультиплета равно $N(p, q) = (p + 1)(q + 1)(p + q + 2)/2$).

Состояния с $m = 1$ содержат как минимум одну пару кварк–антикварк. Действительно, максимальный гиперзаряд равен 2, что соответствует странности $S = +1$, т.е. должна присутствовать пара $q\bar{q}$, $q = u$ или d , и в силу $SU(3)$ -инвариантности сильных взаимодействий все компоненты мультиплета должны содержать пару $q\bar{q}$.

Дополнительное ограничение возникает при рассмотрении изотопического спина.

Нетрудно убедиться, что $\{\overline{10}\}$ -, $\{27\}$ - и $\{35\}$ -плеты являются пентакварковыми состояниями, но состояние с максимальным p : $(p, q) = (6, 0)$, или $\{28\}$ -плет, должно содержать уже две пары $q\bar{q}$ (т.е. является септукварком), так как этот мультиплет содержит состояние со странностью $S = -5$ и состояние со странностью $S = +1$, изоспином $I = 3$ (очевидно, что пентакварк $(qqqq\bar{q})$ не может иметь изоспин, превышающий 2).

Диаграммы $I_3 - Y$ для мультиплетов с $m = 1$ изображены на рис. 1. Минимальное значение гиперзаряда в мультиплетте $Y_{\min} = -(2p + q)/3$, максимальное значение изоспина $I_{\max} = (p + q)/2$ достигается при $Y = (p - q)/3$. Сложные мультиплеты, такие как $\{27\}$, $\{35\}$ для $m = 1$ и все, кроме последнего с $(p, q) = (9, 0)$, для $m = 2$, во внутренних точках содержат два или более состояний с различными значениями спина J .

3. Массовая формула

Помимо линейного по угловым скоростям вращения в $SU(3)$ -пространстве вклада в лагранжиан, обусловленного действием Весса–Зумино, имеются квадратичные по этим угловым скоростям вклады, возникающие из лагранжиана $(1)-(3)$, т.е. энергия вращения $E_{\text{rot}} = L_{\text{rot}}$. Коэффициентами в соответствующей квадратичной форме являются моменты инерции, изотопический или пионный Θ_π и странный (флейворный) или каонный Θ_K [19]:

$$L_{\text{rot}} = \frac{1}{2} \Theta_\pi (\omega_1^2 + \omega_2^2 + \omega_3^2) + \frac{1}{2} \Theta_K (\omega_4^2 + \dots + \omega_7^2). \quad (15)$$

Ниже мы приведем не очень громоздкие формулы для этих моментов инерции, выраженные через функции профиля скирмионов.

Выражение (15) получается вполне строго из исходного лагранжиана модели, однако здесь мы не будем вдаваться в технические детали, поскольку полученные результаты физически наглядны. Существование, что для рассматриваемого вложения $SU(2)$ в $SU(3)$ энергия вращения не зависит от ω_8 (λ_8 и исходный анзац коммутируют друг с другом).

Гамильтониан возникает из (15) в результате процедуры канонического квантования [19, 8, 9, 12]:

$$H = M_{\text{cl}} + \frac{1}{2\Theta_\pi} \mathbf{R}^2 + \frac{1}{2\Theta_K} \left[C_2(SU_3) - \mathbf{R}^2 - \frac{N_c^2 B^2}{12} \right], \quad (16)$$

где оператор Казимира второго порядка для группы $SU(3)$

$$C_2(SU_3) = \sum_{a=1}^8 R_a^2$$

и собственные значения для (p, q) -мультиплетов равны

$$C_2(SU_3)_{p,q} = \frac{p^2 + pq + q^2}{3} + p + q,$$

для группы $SU(2)$

$$\mathbf{R}^2 = R_1^2 + R_2^2 + R_3^2 = J(J+1) = I_R(I_R+1).$$

Операторы $R_a = \partial L / \partial \omega_a$ удовлетворяют определенным коммутационным соотношениям, которые явля-

Таблица 1. Значения $N(p, q)$, оператора Казимира $C_2(SU_3)$, правого изоспина I_R и коэффициентов $K(J_{\max})$ и $K(J_{\max} - 1)$ для минимальных и первых неминимальных мультиплетов барионов

(p, q)	$N(p, q)$	m	$C_2(SU_3)$	$J = I_R$	$K(J_{\max})$	$K(J_{\max} - 1)$
$(1, 1)$	$\{8\}$	0	3	1/2	3/2	
$(3, 0)$	$\{10\}$	0	6	3/2	3/2	
$(0, 3)$	$\{\overline{10}\}$	1	6	1/2	3/2 + 3	
$(2, 2)$	$\{27\}$	1	8	3/2; 1/2	3/2 + 2	3/2 + 5
$(4, 1)$	$\{35\}$	1	12	5/2; 3/2	3/2 + 1	3/2 + 6
$(6, 0)$	$\{28\}$	1	18	5/2	3/2 + 7	
$(1, 4)$	$\{\overline{35}\}$	2	12	3/2; 1/2	3/2 + 6	3/2 + 9
$(3, 3)$	$\{64\}$	2	15	5/2; 3/2; 1/2	3/2 + 4	3/2 + 9
$(5, 2)$	$\{81\}$	2	20	7/2; 5/2; 3/2	3/2 + 2	3/2 + 9
$(7, 1)$	$\{80\}$	2	27	7/2; 5/2	3/2 + 9	3/2 + 16
$(9, 0)$	$\{55\}$	2	36	7/2	3/2 + 18	

ются обобщением коммутационных соотношений для компонент углового момента на случай $SU(3)$ [19]. Линейные по угловой скорости вращения члены в лагранжиане из гамильтониана (16) выпадают. Для минимальных мультиплетов ($m = 0$) так называемый правый изоспин $I_R = p/2$. Нетрудно убедиться, что для таких мультиплетов коэффициент при $1/2\Theta_K$

$$K = C_2(SU_3) - \mathbf{R}^2 - \frac{3B^2}{4} = \frac{3B}{2}, \quad (17)$$

т.е. одинаков для всех минимальных мультиплетов ($m = 0$), $N_c = 3$ [21] (табл. 1)².

Для $B = 1$ это свойство спектра масс барионов было отмечено еще в [19] (см. (18)). Для неминимальных мультиплетов возникают дополнительные вклады в энергию $\delta E \sim m/\Theta_K$ и $\sim m^2/\Theta_K$ [21] (см. (19)–(22)). Таким образом, в рамках кирального солитонного подхода "вес" кварк-антикварковой пары определяется параметром $1/\Theta_K$, и это замечательное свойство модели заслуживает более глубокого понимания.

Равенство численных значений углового момента J и изотопического спина I_R в привязанной к солитону системе отсчета (правого изоспина), использованное в (15), (16), справедливо лишь для конфигураций типа "ежа", для которых пространственные и изотопические вращения эквивалентны, и отсутствует для других конфигураций, осуществляющих минимум энергии при $B \geq 2$.

Из таблицы 1 следует, что при каждом m коэффициент $K(J_{\max})$ уменьшается с ростом $N(p, q)$, так что, например, $K(35) < K(27) < K(\overline{10})$. Нетрудно получить следующие значения для вкладов ротационной энергии (16) в разности масс мультиплетов:

$$M_{\{10\}} - M_{\{8\}} = \frac{3}{2\Theta_\pi} \quad (18)$$

(это соотношение известно с 1984 г. [19]),

$$M_{\{\overline{10}\}} - M_{\{8\}} = \frac{3}{2\Theta_K}, \quad (19)$$

² Для произвольного числа цветов $K = N_c B/2$, однако при этом минимальные мультиплеты барионов отличны от октета и декуплета при $N_c = 3$. Например, при $N_c = 5$ и $B = 1$ к минимальным относятся $\{15\}$ -плет с $(p, q) = (1, 2)$, $\{24\}$ -плет $((p, q) = (3, 1))$ и $\{21\}$ -плет $((p, q) = (5, 0))$.

что особо подчеркивалось в [9],

$$M_{\{27\}, J=3/2} - M_{\{10\}} = \frac{1}{\Theta_K}, \quad (20)$$

$$M_{\{27\}, J=3/2} - M_{\{\overline{10}\}} = \frac{3}{2\Theta_\pi} - \frac{1}{2\Theta_K}, \quad (21)$$

$$M_{\{35\}, J=5/2} - M_{\{27\}, J=3/2} = \frac{5}{2\Theta_\pi} - \frac{1}{2\Theta_K}. \quad (22)$$

Поэтому, если бы выполнялось соотношение $\Theta_K \ll \Theta_\pi$, то $\{27\}$ -плет был бы легче, чем антидекуплет, и $\{35\}$ -плет легче $\{27\}$ -плета. В реальном случае Θ_K примерно вдвое меньше, чем Θ_π , и поэтому компоненты антидекуплета оказываются легче соответствующих (по странности) компонент $\{27\}$ -плета. Начиная с некоторого значения $N(p, q)$ коэффициент K резко возрастает, и это соответствует увеличению числа кварк-антикварковых пар еще на единицу (см. табл. 1). Поскольку моменты инерции $\Theta_K \sim \Theta_\pi \sim N_c$, разности энергий мультиплетов с $m = 0 \sim 1/N_c$ (см. (18)), в то время как разности вращательных энергий состояний с различными m содержат вклады $\sim N_c/\Theta_K \sim 1$ (см. (19), (20)).

Формула (16) получена в приближении жесткого ротатора, т.е. считается, что при вращении в конфигурационном пространстве функции профиля солитона и, соответственно, его размеры и другие свойства не изменяются. Для справедливости этого приближения необходимо, чтобы время вращения солитона в конфигурационном пространстве τ_{rot} было меньше, чем время его деформации τ_{deform} под действием сил, обусловленных наличием в лагранжиане членов, нарушающих симметрию по ароматам, т.е. $m_K/m_\pi > 1$, $F_K/F_\pi > 1$, F_K, F_π — константы распада К-, π -мезонов, экспериментально $F_K/F_\pi \simeq 1,22$. Время τ_{rot} может быть легко оценено, поскольку $\tau_{\text{rot}} \sim \pi/\omega$ и $\omega \sim \sqrt{C_2(\text{SU}_3)}/\Theta_K$. Труднее оценить τ_{deform} , можно лишь утверждать, что оно больше, чем время распространения сигнала внутри солитона $\tau_{\text{sign}} \sim 2R_H$. Таким образом, приближение жесткого ротатора справедливо, если

$$\pi\Theta_K \ll 2R_H\sqrt{C_2(\text{SU}_3)}.$$

Численно получаем $\pi\Theta_K \simeq 8 \text{ ГэВ}^{-1}$ и $2R_H\sqrt{C_2(\text{SU}_3)} \simeq 12 \text{ ГэВ}^{-1}$ для декуплета или антидекуплета барионов.

Альтернативой этому является приближение "мягкого" или медленного ротатора, когда предполагается, что при каждом значении угла поворота в "странном" направлении v имеется достаточно времени для того, чтобы солитон успел деформироваться под действием сил, обусловленных наличием в лагранжиане членов, нарушающих симметрию по ароматам [22]. Реальный случай является промежуточным, однако для барионов приближение жесткого ротатора более оправданно в силу сделанной выше оценки. С ростом барионного числа предпочтительнее приближение мягкого или медленного ротатора. Зависимость моментов инерции от v — угла поворота солитона в странном направлении определяется следующими выражениями [22, 23]:

$$\Theta_K(v) = \frac{1}{8} \int (1 - c_f) \left[F_K^2 \left(1 - \frac{2 - c_f}{2} s_v^2 \right) + F_\pi^2 \frac{2 - c_f}{2} s_v^2 + \frac{1}{e^2} \left(f'^2 + \frac{2s_f^2}{r^2} \right) \right] d^3r, \quad (23)$$

$$\Theta_\pi(v) = \frac{1}{6} \int s_f^2 \left[F_\pi^2 + c_f(F_K^2 - F_\pi^2)s_v^2 + \frac{4}{e^2} \left(f'^2 + \frac{s_f^2}{r^2} \right) \right] d^3r. \quad (24)$$

Эти выражения справедливы для конфигураций типа "ежа", когда скирмион описывается лишь одной функцией профиля f , $s_v = \sin v$. $\Theta_K(v)$ уменьшается с ростом v ; $\Theta_\pi(v)$, наоборот, увеличивается, и приближению жесткого ротатора соответствует $v = 0$. В действительности истина находится где-то посередине, причем для $B = 1$ значение $v = 0$ близко к правильному.

4. Спектр барионных состояний

Выражения (15), (16) вместе с числами, приведенными в табл. 1, достаточны для расчета спектров барионов без учета расщепления масс внутри мультиплетов, как это было сделано в [15, 21]. Расщепление масс, обусловленное наличием в лагранжиане нарушающих симметрию по флейворам членов (см. выражение (5)), играет весьма существенную роль [19, 7, 8, 12]:

$$H_{\text{SB}} = \frac{1 - D_{88}^{(8)}}{2} \Gamma_{\text{SB}}, \quad (25)$$

где функция волчка $D_{88}^{(8)}(v) = 1 - 3s_v^2/2$,

$$\Gamma_{\text{SB}} = \frac{2}{3} \left[\left(\frac{F_K^2}{F_\pi^2} m_K^2 - m_\pi^2 \right) \Sigma + (F_K^2 - F_\pi^2) \tilde{\Sigma} \right], \quad (26)$$

$$\Sigma = \frac{F_\pi^2}{2} \int (1 - c_f) d^3r, \quad (27)$$

$$\tilde{\Sigma} = \frac{1}{4} \int c_f \left(f'^2 + \frac{2s_f^2}{r^2} \right) d^3r. \quad (28)$$

Величина $\text{SC} = \langle s_v^2 \rangle / 2 = (1 - D_{88}^{(8)})/3$, усредненная по волновой функции бариона, представляет собой его содержание странности. Без учета смешивания конфигураций, т.е. когда нарушающие симметрию вклады в лагранжиан рассматриваются как малое возмущение, $\langle s_v^2 \rangle_0$ просто выражается через коэффициенты Клебша — Гордана группы $\text{SU}(3)$. Значения $\langle s_v^2 \rangle_0$ для октета, декуплета, антидекуплета и некоторых компонент высших мультиплетов приведены в табл. 2. В этом приближении компоненты $\{10\}$ и $\{\overline{10}\}$ расположены эквидистантно [19, 7–9] и расщепления масс декуплета и антидекуплета равны.

Спектр состояний можно получить с учетом смешивания конфигураций, производя диагонализацию гамильтониана в следующем порядке теории возмущений по H_{SB} (программа расчета представлена Г. Валлизером). Результаты расчета в рамках модели Скирма с одним лишь параметром, постоянной Скирма e (экспериментальное значение $F_\pi = 186 \text{ МэВ}$), приведены в табл. 2. Эквидистантное расположение компонент декуплета и, в особенности, антидекуплета при учете смешивания конфигураций очевидным образом нарушается. Как правило, величина $\langle s_v^2 \rangle$ при учете смешивания конфигураций понижается.

Необходимо иметь в виду, что киральный солитонный подход в его современном состоянии описывает лишь разности масс барионов или барионных систем [8, 9, 12, 22]. Абсолютные значения масс контролируются петлевыми поправками $\sim N_c^0 \sim 1$, которые грубо оце-

Таблица 2. Значения масс октета, декуплета, антидекуплета и некоторых компонент высших мультиплетов барионов для различных значений константы Скимма: вариант А — $e = 3,96$, вариант В — $e = 4,12$. Вариант С — фит с параметрами Θ_K , Γ_{SV} [12]. Масса нуклона принята равной наблюдаемому значению

		А	В	С	
Θ_π , ГэВ ⁻¹	—	6,175	5,556	5,61	—
Θ_K , ГэВ ⁻¹	—	2,924	2,641	2,84	—
Γ_{SV} , ГэВ ⁻¹	—	1,369	1,244	1,45	—
Барион $ N, Y, I, J\rangle$	$\langle s_v^2 \rangle_0$	А	В	С	Эксперимент
$\Lambda 8, 0, 0, 1/2\rangle$	0,60	1094	1078	1103	1116
$\Sigma 8, 0, 1, 1/2\rangle$	0,73	1202	1182	1216	1193
$\Xi 8, -1, 1/2, 1/2\rangle$	0,80	1310	1274	1332	1318
$\Delta 10, 1, 3/2, 3/2\rangle$	0,58	1228	1258	1253	1232
$\Sigma^* 10, 0, 1, 3/2\rangle$	0,67	1357	1372	1391	1385
$\Xi^* 10, -1, 1/2, 3/2\rangle$	0,75	1483	1484	1525	1530
$\Omega 10, -2, 0, 3/2\rangle$	0,83	1604	1587	1654	1672
$\Theta^+ \overline{10}, 2, 0, 1/2\rangle$	0,50	1519	1564	1539	1540
$N^* \overline{10}, 1, 1/2, 1/2\rangle$	0,58	1633	1664	1661	1710?
$\Sigma^* \overline{10}, 0, 1, 1/2\rangle$	0,67	1731	1749	1764	1770?
$\Xi_{3/2}^* \overline{10}, -1, 3/2, 1/2\rangle$	0,75	1753	1781	1786	1862?
$\Theta^* 27, 2, 1, 3/2\rangle$	0,57	1646	1697	1690	—
$\Omega^* 27, -2, 1, 3/2\rangle$	0,82	1930	1950	1987	—
$X 35, 1, 5/2, 5/2\rangle$	0,44	1723	1817	1792	—
$ 35, -3, 1/2, 5/2\rangle$	0,85	2208	2251	2306	—
$ 28, 2, 3, 5/2\rangle$	0,61	2877	3075	2982	—
$ 28, -4, 0, 5/2\rangle$	0,78	3160	3318	3284	—

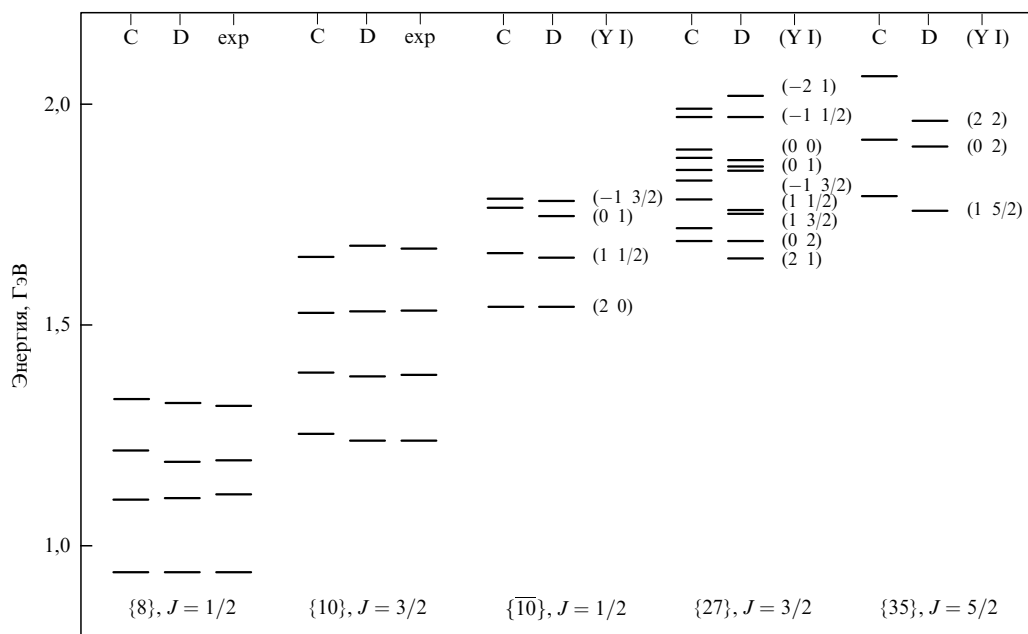


Рис. 2. Спектр барионов, октета, декуплета, антидекуплета, $\{27\}$ -плета и некоторых компонент $\{35\}$ -плета с учетом смешивания конфигураций. Рисунок из работы [12].

нены в настоящее время лишь для солитонов с $B = 1$ [24]. Поэтому значение массы нуклона в табл. 2 и на рис. 2 принимается равным наблюдаемому.

Из таблицы 2 видно, что согласие с данными по массам октета и декуплета барионов для вариантов А и В в целом лишь удовлетворительное, однако наблюдаемое значение массы гиперона Θ^+ получается без труда и с некоторым запасом. Для более надежного предсказания масс других экзотических барионов в [12] был применен

феноменологический подход, в котором измеренное значение массы бариона $M_{\Theta^+} = 1,54$ ГэВ бралось в качестве входной величины и использовалась массовая формула с параметрами Θ_K , Θ_π и Γ_{SV} . Полученные при этом результаты приведены в табл. 2 (вариант С) и на рис. 2. Приведены также значения масс некоторых компонент $\{27\}$ -, $\{35\}$ - и $\{28\}$ -плетов. На рисунке 2 вариант D соответствует учету члена в H_{SV} , возникающего, например, от смешивания ρ - ω -мезонов в эффек-

тивном лагранжиане модели [8, 12]:

$$H_{SB}^{(2)} = -\frac{\Delta}{\Theta_\pi} \sum_{a=1}^3 D_{8a} R_a. \quad (29)$$

Наилучшее описание данных по массам октета и декуплета барионов достигается при $\Delta = 0,4$. Такой вклад в H_{SB} учитывался и в работе [9], где весьма важную роль играет также линейный по гиперзаряду член в гамильтониане $H_{SB}^{(Y)} = \beta Y$, $\beta \simeq -156$ МэВ, который отсутствует в подходе [8, 12].

На первый взгляд вызывает удивление тот факт, что состояние Θ^+ , содержащее странный антикварк, оказалось легче, чем нестранный компонента антидекуплета $N^*(I = 1/2)$. Однако это легко объяснить, если учесть, что все компоненты антидекуплета содержат пару $q\bar{q}$: Θ^+ содержит четыре легких кварка и антикварк $\bar{s}$; N^* — три легких кварка и пару $q\bar{q}$, в том числе пару $s\bar{s}$; $\Sigma^* \in \{\bar{10}\}$ содержит кварки u, d, s и пару $s\bar{s}$, и т.д.

Существенное влияние на расщепление масс внутри декуплета барионов оказывает его смешивание с компонентами $\{27\}$ -плета, которое значительно увеличивает расщепление [12] — эффект, не учтенный в работе [9]. Смешивание антидекуплета с октетом барионов приводит к некоторому изменению положения компонент N^* , Σ^* , оставляя неизменными массы Θ^+ и $\Xi_{3/2}^*$: на них влияет смешивание с мультиплетом более высоких размерностей [12].

Компонента $\{35\}$ -плета с нулевой странностью заслуживает внимания, поскольку имеет наименьшее значение s_v^2 , меньшее, чем у нуклона и Δ -изобары. Вследствие сохранения изоспина сильными взаимодействиями этот резонанс может распасться на $\Delta\pi$, но не на $N\pi$ или $N\rho$. В соответствии с результатами, приведенными в табл. 1, компоненты $\{28\}$ -плета имеют массу, значительно превышающую массу других мультиплетов с $m = 1$.

Все обсуждаемые барионные состояния, полученные в результате квантования вращений солитона в $SU(2)$ -или $SU(3)$ -конфигурационном пространстве, имеют одинаковую, т.е. положительную, четность. Качественное обсуждение влияния других (ненулевых) мод: вибрационных, дыхательных и ссылки на литературу по этим вопросам можно найти, например, в [12, 16]. Реальная ситуация может быть значительно сложнее, чем представленная здесь упрощенная картина, так как каждое ротационное состояние может иметь несколько вибрационных возбуждений с характерной энергией до нескольких сот мегаэлектронвольт.

Если матричный элемент распада $\Theta^+ \rightarrow KN$ представить в форме

$$M_{\Theta^+ \rightarrow KN} = g_{\Theta KN} \bar{u}_N \gamma_5 u_\Theta \phi_K^\dagger, \quad (30)$$

где u_Θ и u_N — биспиноры начального и конечного барионов, то ширина распада составляет

$$\Gamma_{\Theta \rightarrow KN} = \frac{g_{\Theta KN}^2}{8\pi} \frac{\Delta_M^2 - m_K^2}{M^2} p_K^{c.m.}, \quad (31)$$

где M — масса распадающегося бариона, $\Delta_M = M - m_N$, $p_K^{c.m.}$ — импульс каона в системе центра масс. Приближенно, но с весьма хорошей точностью можно записать

$$\Gamma_{\Theta \rightarrow KN} \simeq \frac{g_{\Theta KN}^2}{8\pi} \frac{(p_K^{c.m.})^3}{m_N M}. \quad (32)$$

Здесь явно выделена характерная для p -волны зависимость вероятности распада от импульса. Для константы распада получим $g_{\Theta KN} \simeq 4,4$, если принять экспериментальное значение $\Gamma_{\Theta \rightarrow KN} = 10$ МэВ. Это значение следует сравнить со значением $g_{\pi NN} \simeq 13,5$ или со значением $g_{\pi \Xi^+ \Xi} \sim 7$ для распада $\Xi^*(1530) \rightarrow \Xi\pi$. Таким образом, подавление распада $\Theta^+ \rightarrow KN$ имеет место, но оно невелико и качественно объяснимо, по мнению авторов [25]. Ширина Θ^+ , полученная в работе [9], составляет менее 17,5 МэВ с учетом влияния фактора $(p_K^{c.m.})^3$ на вероятность распада³. Согласно проведенному недавно расчету [26] наличие резонанса Θ^+ не противоречит фазовому анализу данных по KN -рассеянию при энергии в интервале 1520–1560 МэВ, если его ширина не превышает величины ~ 1 МэВ.

5. Обсуждение, перспективы

Масса недавно обнаруженного бариона с положительной странностью Θ^+ находится в приближенном соответствии со сделанными ранее предсказаниями в рамках топологической (киральной) солитонной модели [7–9, 16]. Рассчитанная в [9, 16] ширина Γ_Θ , возможно, превышает наблюдаемое значение. Если же окажется, что $\Gamma_\Theta \sim 1$ МэВ, как того требует фазовый анализ [26], то это может представлять серьезную проблему для кирального солитонного подхода и других теоретических моделей.

Заметим также, что расщепление масс антидекуплета, полученное в [8, 12], значительно меньше, чем в [9], где оно составляет 540 МэВ. Кроме того, существенно отклонение от эквидистантности как следствие более полного учета смешивания конфигураций в [8, 12]. В результате значение массы гиперона с изоспином $3/2$, $\Xi_{3/2}^*$, полученное в [12], значительно меньше, чем в [9], и составляет 1790 МэВ по сравнению с 2070 МэВ в [9]. Интересно отметить, что оценка массы $\Xi_{3/2}^*$, сделанная в [25] в рамках модели кварков, 1750 МэВ, близка к нашему результату [12]. Полученное в эксперименте [6] значение массы резонанса в системе $\Xi\pi$ около 1860 МэВ наиболее близко к предсказанному в [12]. Значение массы $\Sigma^* \in \{\bar{10}\}$ также ниже, чем в [9], и ближе к массе $\Sigma^*(1770)$, чем к $\Sigma^*(1880)$.

Чтобы убедиться в том, что Θ^+ действительно принадлежит антидекуплету, необходимо в первую очередь определить его спин и четность, а также массы его партнеров по $SU(3)$ -мультиплету. В этом плане результаты эксперимента [6] весьма многообещающи, они означают, что, по-видимому, наблюдается партнер Θ^+ по антидекуплету с наибольшим (по модулю) значением странности. Остается обнаружить недостающие компоненты этого квартета с зарядами -1 и $+1$.

Представляют интерес поиски состояния $\Theta^* \in \{27\}$ с изоспином $I = 1$. Соответственно, двухзарядное состояние Θ^{*++} может проявиться как резонанс в системе $K^+\rho$. Поскольку это состояние находится на 120–160 МэВ

³ Следует отметить, что в работе [16] получена существенно большая ширина распада Θ^+ , близкая к 70 МэВ в пересчете на массу $M_\Theta = 1540$ МэВ. В этой же работе отмечена ошибка в расчетах [9]: фактически ширина распада, полученная в [9], превышает значение, приведенное авторами. Поэтому подавление вероятности распада Θ^+ в рамках солитонного подхода нельзя считать объясненным, по мнению автора работы [16].

выше, чем Θ^+ [12], следует ожидать, что его ширина по меньшей мере в 3–4 раза больше, чем ширина Θ^+ . Отсутствие на опыте такого резонанса может оказаться серьезной проблемой для всего кирального солитонного подхода.

По-видимому, в эксперименте типа [6] возможны поиски резонансов в системе $\Xi\bar{K}$ со странностью $S = -3$. Модель киральных солитонов предсказывает состояние с изоспином $I = 1$, принадлежащее $\{27\}$ -плету, с зарядами $Q = -2, -1$ и 0 и массой, близкой к 2000 МэВ (см. табл. 2).

Для поиска изодублета со странностью $S = -4$, принадлежащего $\{35\}$ -плету, необходим анализ распределений в системе $\Xi\bar{K}\bar{K}$ или же $\Omega\bar{K}$, что, конечно, значительно труднее.

Ряд представляющих интерес экзотических резонансов имеют большие значения изоспина, поэтому они не могут проявиться в реакциях рассеяния пионов или каонов на нуклонах, но их можно увидеть в реакциях рождения двух и более мезонов, подобных реакции, изучавшейся в работе [11]. Кажется привлекательной возможность отождествить обнаруженное в [11] состояние с массой $\sim 1,72$ ГэВ с экзотической компонентой $\{35\}$ -плета $S = 0, I = 5/2$ (см. табл. 2). Однако правило отбора по изоспину для реакции электроорождения на протоне с однофотонным обменом [11] делает эту интерпретацию маловероятной. Другая возможность, отмеченная авторами [11], — это криптоэкзотическая компонента $\{27\}$ -плета с изоспином $3/2$ и массой около $1,76$ ГэВ согласно расчету [12].

Следует отметить, что, конечно, нет противоречия между киральным солитонным подходом и кварковой картиной барионов и барионных резонансов [25, 27], как утверждается, например, в работе [27]. Эти подходы дуальны друг другу. Первый из них описывает барионы или барионные системы, если можно так выразиться, со стороны больших расстояний и позволяет рассчитывать те характеристики, для которых детали внутренней структуры барионов не существенны. К числу таких характеристик барионов относится, в первую очередь, их масса. Существуют, конечно, и другие свойства резонансов, для которых детали внутренней структуры могут быть более существенны, например электрослабые свойства и парциальные ширины распадов. Важным следствием обнаружения пентакварковых состояний, предсказанных в рамках киральных (топологических) солитонных моделей, может быть изменение отношения к таким моделям и большее доверие к их предсказаниям, в частности для случая многобарионных систем.

Несмотря на некоторые отличия в значениях массы и, особенно, ширины экзотических резонансов, полученных в различных вариантах модели разными авторами, бесспорен тот факт, что киральные солитонные модели позволили предсказать значения, близкие к экспериментально измеренным позднее. Можно надеяться, что результаты [1–6, 11] открывают новую интересную главу в физике барионных резонансов, и ее следующие страницы могут быть посвящены также барионным системам (ядрам) с экзотическими свойствами. Например, в [23] получено значение массы дибариона с положительной странностью и изоспином $1/2, D_{S=+1}' \in \{35\}$ примерно на 600 МэВ выше состояния NN -рассеяния (синглетного дейтрона). Как показывают расчеты в рамках модели связанного состояния, энергия возбужде-

ния антистранности (антифлейвора в общем случае) не увеличивается с ростом барионного числа мультискирмионов [28], поэтому актуальны поиски барионных систем с положительной странностью, а также тяжелыми "антифлейворами" — антишармом, антибьюти. Успешное открытие пентакварковых состояний позволяет более серьезно относиться к этим предсказаниям. Одной из наиболее интересных является возможность существования низколежащих, ниже NN -порога, сверхузких дибарионов, с собственной (электромагнитной) шириной ~ 1 кэВ [29, 28]. Такие дибарионы наблюдались в экспериментах [30, 31], но не были обнаружены в эксперименте [32] при значении массы менее 1914 МэВ. Дальнейшие поиски представляют большой интерес, поскольку такой дибарион, по существу, представляет собой элементарную частицу с барионным числом $B = 2$.

6. Заключение

Эксперименты [1–6, 11] дают толчок к развитию нового и весьма интересного раздела спектроскопии адронов — спектроскопии экзотических барионов. Открытие пентакварков — безусловно, одно из наиболее значительных событий в физике элементарных частиц за последние два десятилетия. Представляют большой интерес и уже ведутся поиски недостающих компонент антидекуплета барионов, а также компонент высших мультиплетов ($\{27\}$ -, $\{35\}$ -плета и т.д.). Проведение фазового анализа данных по рассеянию каонов на нуклонах в возможно более широкой области энергий, и в особенности проверка самих данных, могли бы дать важные и интересные результаты.

Актуальной, хотя и более сложной, является задача поиска пентакварковых состояний, содержащих антишарм и антибьюти, т.е. имеющих кварковый состав ($uudd\bar{c}$) и ($uudd\bar{b}$). Оценки, проведенные в солитонной модели связанного состояния, показывают, что такие барионы могут быть связаны по отношению к распаду на нуклон и $\bar{D}$ - или $\bar{B}$ -мезон [33]. В этом случае такие пентакварки будут иметь время жизни, характерное для слабого взаимодействия.

В последнее время появился ряд работ, в которых обсуждаются экзотические барионные резонансы в модели кварков, в киральных солитонных моделях и в рамках других подходов [34–41], критический обзор многих из них содержится в [39]. Весьма интересен доклад [41], где, в частности, показано, что в модели кварков полное расщепление масс антидекуплета примерно втрое меньше, чем расщепление масс декуплета барионов. Некоторые работы посвящены расчетам сечений фото-, электро- и адророждения экзотических барионов, однако в настоящей статье эта тема не была затронута. Информацию о прошедшем в ноябре 2003 г. в лаборатории Джефферсона (CEBAF) рабочем совещании, посвященном пентакварковым состояниям, можно найти по адресу: www.jlab.org/intralab/calendar/archive03/pentaquark.

Благодарности. Автор признателен Г. Валлизеру, пригласившему программу смешивания конфигураций, за многочисленные обсуждения, а также Б.О. Кербикову, А.Е. Кудрявцеву, Л.Б. Окуню и другим участникам семинара ИТЭФ за полезные вопросы и замечания, Т. Накано и Р. Шумахеру за обсуждения результатов

экспериментов [1, 3]. Работа поддержана грантом РФФИ 01-02-16615.

Примечания при корректуре

1. Существование экзотического барионного резонанса с положительной странностью подтверждено также коллаборацией HERMES, DESY (hep-ex/0312044) в реакции фоторождения системы $K_S^0 p$ на дейтронах. Масса этого состояния, имеющего $|S| = 1$, составляет $1528 \pm 2,6 \pm 2,1$ МэВ — на уровне достоверности $4-6\sigma$, а ширина превышает $4,3-6,2$ МэВ. Коллаборация CLAS подтвердила существование Θ^+ в реакции фоторождения на протонах $\gamma p \rightarrow \pi^+ K^- K^+ n$ (hep-ex/0311046). Масса резонанса в системе $K^+ n$ составила 1555 ± 10 МэВ на уровне достоверности $7,8 \pm 1\sigma$. Критический анализ экспериментальной ситуации с наблюдением экзотических каскадных гиперонов содержится в работе H.G. Fischer, S. Wenig, hep-ex/0401014.

2. Помимо компоненты антидекуплета $\Xi_{3/2}^*$ с массой $1,78-1,79$ ГэВ, указанной в табл. 2 и на рис. 2, киральные солитонные модели предсказывают также состояние с теми же изоспином ($I = 3/2$) и странностью ($S = -2$), принадлежащее $\{27\}$ -плету. Масса этого состояния, согласно [12], составляет $1,85$ ГэВ, что весьма близко к значениям, полученным коллаборацией NA49 [6].

Список литературы

- Nakano T et al. (LEPS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **91** 012002 (2003); hep-ex/0301020; Nakano T (for the LEPS Collab.) *Nucl. Phys. A* **721** 112c (2003)
- Barmin V V et al. *ЯФ* **66** 1763 (2003); hep-ex/0304040
- Stepanyan S et al. (CLAS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **91** 252001 (2003); hep-ex/0307018; Schumacher R A et al. (CLAS Collab.); nucl-ex/0309006; talk at the Intern. Symp. "Electrophoto-Production of Strangeness on Nucleons and Nuclei", Sendai, Japan, 16–18 June 2003 (SENDAI03) (to be publ. by Singapore: World Scientific)
- Barth J et al. (SAPHIR Collab.) *Phys. Lett. B* **572** 127 (2003); hep-ex/0307083
- Asratyan A E, Dolgolenko A G, Kubantsev M A, hep-ex/0309042
- Alt C et al. (NA49 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **92** 042003 (2004); hep-ex/0310014
- Praszalowicz M, in *Proc. of the Workshop on Skyrmions and Anomalies, Cracow, Poland, 20–24 Feb. 1987* (Eds M Jezabek, M Praszalowicz) (Singapore: World Scientific, 1987) p. 112
- Walliser H *Nucl. Phys. A* **548** 649 (1992); in *Proc. of the Workshop "Baryons as Skyrme Solitons", Siegen, Germany, 28–30 Sept. 1992* (Ed. G Holzwarth) (Singapore: World Scientific, 1993) p. 247
- Diakonov D, Petrov V, Polyakov M Z. *Phys. A* **359** 305 (1997)
- Ландсберг Л Г *УФН* **169** 961 (1999)
- Ripani M et al. (CLAS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **91** 022002 (2003); hep-ex/0210054; hep-ex/0304034; *Phys. Rev. Lett.* (submitted)
- Walliser H, Kopeliovich V B *ЖЭТФ* **124** 483 (2003); hep-ph/0304058
- Jaffe R L, SLAC-PUB-1774 (1976); Strottman D *Phys. Rev. D* **20** 748 (1979)
- Manohar A V *Nucl. Phys. B* **248** 19 (1984); Chemtob M *Nucl. Phys. B* **256** 600 (1985); Karliner M, Mattis M P *Phys. Rev. D* **34** 1991 (1986)
- Biedenharn L S, Dothan Y, in *From SU(3) to Gravity: Festschrift in Honor of Yuval Ne'eman* (Eds E Gotsman, G Tauber) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1985)
- Weigel H *Eur. Phys. J. A* **2** 391 (1998)
- Skyrme T H R *Proc. R. Soc. London Ser. A* **260** 127 (1961); *Nucl. Phys.* **31** 556 (1962)
- Witten E *Nucl. Phys. B* **223** 422, 433 (1983)
- Guadagnini E *Nucl. Phys. B* **236** 35 (1984)
- Kopeliovich V B *ЖЭТФ* **112** 1941 (1997)
- Kopeliovich V *Phys. Lett. B* **259** 234 (1991)
- Schwesinger B, Weigel H *Phys. Lett. B* **267** 438 (1991)
- Kopeliovich V B, Schwesinger B, Stern B E *Nucl. Phys. A* **549** 485 (1992)
- Moussallam B *Ann. Phys. (New York)* **225** 264 (1993); Meier F, Walliser H *Phys. Rep.* **289** 383 (1997)
- Jaffe R, Wilczek F *Phys. Rev. Lett.* **91** 232003 (2003); hep-ph/0307341
- Arndt R A, Strakovsky I I, Workman R L *Phys. Rev. C* **68** 042201(R) (2003); nucl-th/0308012; nucl-th/0311030
- Capstick S, Page P R, Roberts W *Phys. Lett. B* **570** 185 (2003); hep-ph/0307019
- Kopeliovich V B *ЖЭТФ* **120** 499 (2001); *Nucl. Phys. A* **721** 1007c (2003); Kopeliovich V B, Zakrzewski W J *Eur. Phys. J. C* **18** 369 (2000)
- Копелиович В Б *ЯФ* **58** 1317 (1995)
- Khrykin A S et al. *Phys. Rev. C* **64** 034002 (2001); nucl-ex/0012011; Khrykin A S *Nucl. Phys. A* **721** 625c (2003); nucl-ex/0211034
- Fil'kov L V et al. *Eur. Phys. J. A* **12** 369 (2001); hep-ex/0006029
- Tamii A et al. *Phys. Rev. C* **65** 047001 (2002)
- Kopeliovich V, hep-ph/0310071; talk at the Intern. Symp. *Electrophoto-Production of Strangeness on Nucleons and Nuclei, Sendai, Japan, 16–18 June 2003 (SENDAI03)* (to be publ. by Singapore: World Scientific)
- Stancu F, Riska D O *Phys. Lett. B* **575** 242 (2003); hep-ph/0307010
- Hosaka A *Phys. Lett. B* **571** 55 (2003); hep-ph/0307232
- Karliner M, Lipkin H J *Phys. Lett. B* **575** 249 (2003); hep-ph/0307243
- Borisyuk D, Faber M, Kobushkin A, hep-ph/0307370; Praszalowicz M *Phys. Lett. B* **575** 234 (2003)
- Glozman L Ya *Phys. Lett. B* **575** 18 (2003); hep-ph/0308232
- Jennings B, Maltman K, hep-ph/0308286
- Narodetskii I M et al. *Phys. Lett. B* **578** 318 (2004); hep-ph/0310118
- Close F, hep-ph/0311087; summary talk at the *X Intern. Conf. on Hadron Spectroscopy: Hadron03, Aug. 31–Sept. 6, 2003, Aschaffenburg, Germany; AIP Conf. Proc.* (to be published)

Exotic baryon resonances and the model of chiral solitons

V.B. Kopeliovich

*Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences,
prosp. 60-letiya Oktyabrya, 117312 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-095) 711-98 41; 334-01 88
E-mail: kopelio@al20.inr.troitsk.ru*

A recently observed baryonic resonance with positive strangeness is discussed. The state is exotic because valence quarks alone cannot produce it and at least one quark – antiquark pair must be involved. The mass of the resonance is in agreement with chiral soliton models which predict a number of other exotic states of different quantum numbers. Some of these states (e.g., those with strangeness $S = -2$ and charges $Q = 0, -2$) are probably already being observed experimentally.

PACS numbers: 12.39.Dc, 12.39.Fe, **14.20.-c**

Bibliography — 41 references

Received 8 August 2003, revised 22 October 2003