Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

С. А. Киянов-Чарский, Спектр составных частиц в суперсимметричной квантовой хромодинамике, *ТМФ*, 1997, том 110, номер 3, 433–442

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf979>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 35.173.137.237

26 апреля 2023 г., 16:42:58

С. А. Киянов-Чарский*

СПЕКТР СОСТАВНЫХ ЧАСТИЦ В СУПЕРСИММЕТРИЧНОЙ КВАНТОВОЙ ХРОМОДИНАМИКЕ

Низкоэнергетическое эффективное действие для мезонов и их суперпартнеров используется для получения спектра масс составных частиц в $SU_F(3)$ -супер-КХД. Получена система уравнений для определения масс скалярных и псевдоскалярных частиц с квантовыми числами мезонов, а также для октета барионов $J^P = \frac{1}{2}^+$.

1. ВВЕДЕНИЕ

Низкоэнергетическое эффективное действие квантовой хромодинамики (КХД) используется для описания физики сильновзаимодействующих составных частиц — мезонов и барионов [1, 2]. Оно строится обычно исходя из требования равенства аномалий микроскопической КХД, описывающей динамику кварков и глюонов в области высоких энергий, и эффективной теории мезонов, описывающей низкоэнергетическую динамику бесцветных составных полей. С технической точки зрения процедура перехода к эффективным полям состоит в бозонизации соответствующих билинейных комбинаций фермионных кварковых операторов поля. Барионы в таком подходе возникают как солитоны в нелинейной эффективной теории [2].

Однако существует более естественный путь единого описания составных частиц, который дает идея суперсимметрии (SUSY). Действительно, экспериментальные данные свидетельствуют о том, что псевдоскалярные мезоны, барионы и некоторые скалярные мезоны образуют октеты группы ароматов $SU_F(3)$. Поэтому можно говорить о пространстве представления алгебры $N = 1$ SUSY в области низких энергий [3]. Для согласованности теории необходимо построить реализацию алгебры $N = 1$ SUSY при высоких энергиях. В кварковом секторе суперпартнерами кварков являются скалярные кварки, которые можно отождествить с цветными дикварковыми состояниями [4, 5, 6].

Дикварк в такой теории составлен из двух кварков, причем спиновая часть волновой функции дикварка антисимметрична по кварковым одночастичным функциям. Это происходит потому, что полный спин дикваркового состояния в физически интересных моделях сильных взаимодействий равен нулю. Остальные квантовые числа дикварков находятся следующим образом.

*Санкт-Петербургская лесотехническая академия

Цвет и аромат определяются согласно тензорной структуре составного оператора $\epsilon_{abc}q^bq^c$, где a, b, c — индексы группы цвета $SU_c(3)$ или аромата $SU_F(3)$. Как и любая скалярная частица, дикварк может быть P -четным, P -нечетным или находиться в смешанном по четности состоянии.

В суперсимметричной КХД дикварки вместе с кварками реализуют представление алгебры $N = 1$ SUSY в области высоких энергий, где считается справедливой обычная хромодинамика. В низкоэнергетической области SUSY реализуется на составных состояниях, какими являются скалярные и псевдоскалярные мезоны и барионы.

Целью данной работы является исследование низкоэнергетического спектра составных частиц с квантовыми числами адронов. В разделе 2 содержится краткий обзор результатов работы [7], где получено эффективное низкоэнергетическое действие супер-КХД в суперполево́й форме. В набор фоновых полей включены калибровочные поля группы ароматов $SU_F(3)$ и поля Хиггса этой же группы. Это нужно для дальнейшего спонтанного нарушения как симметрии ароматов, так и SUSY. В разделе 3 на основе полученного эффективного действия выводится спектр масс в низкоэнергетической супер-КХД. В заключении модель супер-КХД обсуждается с точки зрения экспериментальных данных по скалярным и псевдоскалярным мезонам и барионам.

Везде в работе используются суперполе́вые обозначения, нормировки и соглашения, принятые в книге [8].

2. ЭФФЕКТИВНОЕ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ДЕЙСТВИЕ СУПЕР-КХД

Супер-КХД в кварковом секторе характеризуется следующим набором фундаментальных полей:

1. Дираковские фермионы, соответствующие кварковым полям, и их суперпартнеры в фундаментальном представлении калибровочной группы $SU_c(3)$ и группы ароматов $SU_{FL}(3) \times SU_{FR}(3) \times U_L(1) \times U_R(1)$. Они описываются супер-биспинором $\Phi_{ai} = (\Phi_+, \bar{\Phi}_-)_{ai}$, где a — индекс $SU_c(3)$, i — индекс $SU_{FL}(3) \times SU_{FR}(3)$:

$$\begin{aligned}\Phi_{\pm ai} &= a_{\pm ai} + \sqrt{2} \theta q_{\pm ai} + \theta \bar{\theta} \phi_{\pm ai}, \\ \bar{\Phi}_{\pm ai} &= a_{\pm ai}^* + \sqrt{2} \bar{\theta} \bar{q}_{\pm ai} + \bar{\theta} \bar{\theta} \phi_{\pm ai}^*,\end{aligned}$$

здесь

$$q_{ai} = \begin{pmatrix} q_{+ai} \\ \bar{q}_{-ai} \end{pmatrix}$$

является дираковским спинором, описывающим кварковое поле; $a_{\pm ai}$, $a_{\pm ai}^*$ — скалярные кварковые поля, которые могут быть отождествлены с дикварковыми полями; $\phi_{\pm ai}$, $\phi_{\pm ai}^*$ — вспомогательные поля. Интересно, что в рассматриваемой модели $U(1)$ -симметрия, отвечающая за сохранение барионного заряда, реализуется как R -симметрия, причем R -число переменной θ равно -1 , а R -числа полей $\Phi_{\pm}$ равны $\mp \frac{2}{3}$.

2. Фоновые калибровочные поля группы $SU_L(3) \times SU_R(3) \times U_L(1) \times U_R(1)$: $u_{ik} = u^l T_{ik}^l$, $v_{ik} = v^l T_{ik}^l$ в тривиальном представлении $SU_c(3)$, поле u_{ik} в присоединенном представлении $SU_R(3) \times U_R(1)$, v_{ik} в присоединенном представлении $SU_L(3) \times$

$U_L(1)$. Они необходимы для спонтанного нарушения SUSY с помощью D -члена вещественного скалярного суперполя, который является свободным параметром теории. Таким образом, полагаем

$$u = -v = \frac{1}{4} \theta \theta \bar{\theta} \bar{\theta} D, \quad (1)$$

где D – матрица группы $SU_F(3)$, имеющая форму

$$\begin{pmatrix} D_1 & 0 & 0 \\ 0 & D_2 & 0 \\ 0 & 0 & D_3 \end{pmatrix}.$$

3. Поля Хиггса $\chi_{ik}, \bar{\chi}_{ik}$ в тривиальном представлении $SU_c(3)$ и присоединенном представлении группы ароматов

$$SU_F(3) \times U(1) \subset SU_{FL}(3) \times SU_{FR}(3) \times U_L(1) \times U_R(1),$$

необходимые для придания масс кварковым полям и для нарушения SUSY F -членом кирального суперполя. В компонентной форме они запишутся в виде

$$\chi = \frac{1}{2}(m + \theta \theta f), \quad \bar{\chi} = \frac{1}{2}(m + \bar{\theta} \bar{\theta} f), \quad (2)$$

где f, m – матрицы группы $SU_F(3)$.

4. Вспомогательные поля $\gamma, \bar{\gamma}$, не меняющие теорию в области высоких энергий и описывающие поля адронов в низкоэнергетической области [7]. Они являются суперобобщением вспомогательного поля π , описывающего псевдоскалярные мезоны в обычной КХД, и имеют представление

$$\begin{aligned} \gamma &= \pi + i\sigma + \sqrt{2} \theta b + \theta \theta F, \\ \bar{\gamma} &= \pi - i\sigma + \sqrt{2} \bar{\theta} \bar{b} + \bar{\theta} \bar{\theta} F^*, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\gamma, \bar{\gamma}$ находятся в присоединенном представлении группы $SU_F(3)$ и $\pi, \sigma, b, \bar{b}$ обозначают псевдоскалярные, скалярные и спинорные эффективные поля, соответственно.

Действие супер-КХД без кинетического члена полей глюонов запишем, используя скалярное произведение $\langle \cdot, \cdot \rangle$ в пространстве полей $\Phi, \bar{\Phi}$, представленное в [9]:

$$\langle \Phi, \Psi \rangle = \int d^2 \bar{\theta} d^4 x \bar{\Phi}_+ \bar{\Psi}_- + \int d^2 \theta d^4 x \Psi_+ \Phi_-,$$

тогда

$$S = \langle \Phi, \Omega \mathbf{K} \Omega \Phi \rangle, \quad (4)$$

а в метрике $\langle \cdot, \cdot \rangle$ оператор $\mathbf{K}$ имеет вид

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} \chi & -\frac{1}{4} \bar{D}^2 e^{-v} \\ -\frac{1}{4} D^2 e^u & \bar{\chi} \end{pmatrix},$$

где Ω – суперсимметричное обобщение матрицы $\Omega_0 = e^{i\gamma_5\pi}$ аксиальных преобразований кварковых полей. В суперполевой форме она имеет вид

$$\Omega = \exp \left[i \begin{pmatrix} \gamma & 0 \\ 0 & \bar{\gamma} \end{pmatrix} \right].$$

Как Ω , так и суперкинетический оператор $\mathbf{K}$, являющийся аналогом ковариантного оператора Дирака, действуют на супербиспинор Φ .

Эффективное действие определяется из выражения

$$e^{i\Gamma_{\text{эфф}}} = \int D\Phi D\bar{\Phi} e^{i\langle \Phi, \Omega \mathbf{K} \Omega \Phi \rangle},$$

поэтому

$$\Gamma_{\text{эфф}} = \frac{1}{4} \text{Tr} \log \mathbf{K}'^2,$$

где Tr – полный операторный след, включающий как интегрирование полной системы функций в суперпространстве, так и след по группе $SU_{FL}(3) \times SU_{FR}(3)$, $\mathbf{K}' = \Omega \mathbf{K} \Omega$. В работе [7] проведено явное вычисление эффективного действия в суперполевой форме. Результат оказывается следующим:

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{эфф}} = \frac{1}{4} \text{Tr} \log \frac{\mathbf{K}'^2}{\Lambda^2} \Theta \left(1 - \frac{\mathbf{K}'^2}{\Lambda^2} \right) = & - \frac{(\Lambda^2 - \mu^2 - \mu^2 \log \frac{\Lambda^2}{\mu^2})}{4 \cdot 16\pi^2} \text{tr} \int d^8 z (A^{-1} + \tilde{A}^{-1}) - \\ & - \sum_{l=2}^{\infty} \frac{(-1)^l \log \frac{\Lambda^2}{\mu^2}}{4l \cdot 16\pi^2} \text{tr} \int d^8 z (\mathbf{D}_l + \tilde{\mathbf{D}}_l), \end{aligned}$$

где μ , Λ – нижняя и верхняя границы низкоэнергетической области, соответственно, а A , $\tilde{A}$, $\mathbf{D}_l$, $\tilde{\mathbf{D}}_l$, – операторные функции фоновых и эффективных полей. Другим примером суперполевого вывода эффективного действия может служить работа [10].

3. СПЕКТР СОСТАВНЫХ СОСТОЯНИЙ В СУПЕР-КХД

В предыдущем разделе было получено выражение для эффективного действия супер-КХД. Рассмотрим теперь спектр низкоэнергетических частиц в этой модели. Для этого необходимо переопределить эффективное действие так, чтобы оно было положительно-определенным с четко выраженным минимумом, отвечающим квазиклассическому приближению супер-КХД. Для положительной определенности эффективное действие следует переопределить так:

$$\Gamma_{\text{эфф}} = \frac{1}{4} \text{Tr} \log \frac{\mathbf{K}'^2}{\mu^2} = \frac{1}{4} \text{Tr} \log \frac{\mathbf{K}'^2}{\Lambda^2} + \frac{1}{4} \log \frac{\Lambda^2}{\mu^2} \text{Tr} \Theta \left(1 - \frac{\mathbf{K}'^2}{\Lambda^2} \right).$$

Поэтому для правильного определения $\Gamma_{\text{эфф}}$ следует дополнительно вычислить величину $\text{Tr } \Theta \left(1 - \frac{\mathbf{K}'^2}{\Lambda^2}\right)$. Вычисления, полностью аналогичные выполненным в работе [7], приводят к результату

$$\text{Tr } \Theta \left(1 - \frac{\mathbf{K}'^2}{\Lambda^2}\right) = \frac{\Lambda^2}{16\pi^2} \text{tr} \int d^8 z (A^{-1} + \tilde{A}^{-1}) + \frac{1}{16\pi^2} \sum_{l=2}^{\infty} \frac{(-1)^l}{l} \text{tr} \int d^8 z (\mathbf{D}_l + \tilde{\mathbf{D}}_l).$$

Окончательно получаем

$$\Gamma_{\text{эфф}} = \frac{p^2}{2} \text{tr} \int d^8 z (A^{-1} + \tilde{A}^{-1}) + \frac{q^2}{2} \text{tr} \int d^8 z \left[\sum_{l=2}^{\infty} \frac{(-1)^l}{l} (\mathbf{D}_l + \tilde{\mathbf{D}}_l) \right],$$

где

$$p^2 = \frac{N_c}{32\pi^2} \left[(\Lambda^2 + \mu^2) \log \frac{\Lambda^2}{\mu^2} - (\Lambda^2 - \mu^2) \right],$$

$$q^2 = \frac{N_c}{32\pi^2} \log \frac{\Lambda^2}{\mu^2}.$$

Следующий шаг состоит в выделении полной квадратичной части по полям $\gamma, \bar{\gamma}$ в выражении для $\Gamma_{\text{эфф}}$. В эту часть дают вклад только члены $\mathbf{D}_l, \tilde{\mathbf{D}}_l$ при $l < 6$. После громоздких вычислений, включающих взятие интегралов в суперпространстве и суммирования вкладов всех членов с $l = 2, 3, 4, 5$, придем к выражению

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{эфф}} = & -2p^2 \text{tr} \int d^8 z e^{-(v-u)} (\gamma - \bar{\gamma})^2 - 2q^2 \text{tr} \int d^8 z e^{-(v-u)} (\gamma - \bar{\gamma}) \square (\gamma - \bar{\gamma}) + \\ & + 2q^2 \text{tr} \int d^8 z (\chi + \bar{\chi})^2 (\gamma - \bar{\gamma})^2 e^{-(v-u)} + 16q^2 \text{tr} \int d^8 z e^{-(v-u)} (\gamma \gamma \chi \chi + \bar{\gamma} \bar{\gamma} \bar{\chi} \bar{\chi}). \end{aligned}$$

Предварительные расчеты для случая ненарушенной $SU_F(3)$ -симметрии показывают, что масса псевдоскалярного октета определяется D -членом фонового поля $(v - u)$, а масса октета барионов — f -членом поля χ . Поэтому выберем параметры нарушения SUSY и симметрии ароматов в виде (1) и (2), где m, f — числа, $D \rightarrow D + \lambda^8 \delta D$. Такой выбор параметров продиктован тем, что для описания расщепления масс внутри октета псевдоскалярных мезонов достаточно обойтись одной матрицей $D + \lambda^8 \delta D$. В этом случае массы октета определяют обе величины D и δD . Масса члена октета с гиперзарядом $I = 0$ не является независимой, а подчиняется некоторому уравнению связи, выписанному ниже. Она может быть определена из масс членов октета с гиперзарядами $I = \frac{1}{2}$ и $I = 1$. Таким образом, величину δD нарушения симметрии $SU_F(3)$ следует подобрать в соответствии с расщеплением масс внутри октета псевдоскалярных мезонов. Что касается барионов, то в нашей модели соответствующий октет остается нерасщепленным во избежание трудностей, связанных со смешиванием состояний различных частиц при нарушении $SU_F(3)$ -симметрии.

Далее необходимо массы известных частиц связать со свободными параметрами теории и таким образом определить эти параметры. Для этого выпишем выражения для

квадратичной части $\Gamma_{\text{эфф}}$ отдельно для каждой составной частицы, входящей в рассматриваемые октеты. Выберем параметризацию для составного поля $\gamma(3)$, рассмотренную в разделе 2, где

$$\pi = \frac{1}{\sqrt{2}}\pi^a\lambda^a, \quad \sigma = \frac{1}{\sqrt{2}}\sigma^a\lambda^a, \quad b = \frac{1}{\sqrt{2}}b^a\lambda^a,$$

λ^a — матрицы Гелл-Мана.

Октетное содержание π и b таково:

$$\begin{aligned} \pi^1 &= \frac{\pi^+ + \pi^-}{\sqrt{2}}, & \pi^2 &= i\frac{\pi^+ - \pi^-}{\sqrt{2}}, & \pi^3 &= \pi^0, \\ \pi^4 &= \frac{K^+ + K^-}{\sqrt{2}}, & \pi^5 &= i\frac{K^+ - K^-}{\sqrt{2}}, \\ \pi^6 &= \frac{K^0 + \tilde{K}^0}{\sqrt{2}}, & \pi^7 &= i\frac{K^0 - \tilde{K}^0}{\sqrt{2}} = iK_2^0, \\ \pi^8 &= \eta^0. \end{aligned}$$

Аналогично для барионов имеем

$$\begin{aligned} b^1 &= \frac{\Sigma^+ + \Sigma^-}{\sqrt{2}}, & b^2 &= i\frac{\Sigma^+ - \Sigma^-}{\sqrt{2}}, & b^3 &= \Sigma^0, \\ b^4 &= \frac{p + \Xi^-}{\sqrt{2}}, & b^5 &= i\frac{p - \Xi^-}{\sqrt{2}}, \\ b^6 &= \frac{n + \Xi^0}{\sqrt{2}}, & b^7 &= i\frac{n - \Xi^0}{\sqrt{2}}, \\ b^8 &= \Lambda^0. \end{aligned}$$

Октетная форма записи квадратичной части эффективного действия получится после исключения вспомогательных полей F, F^* :

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{эфф}} &= 4(p^2 + q^2m^2) \text{tr} \int d^4x (\pi \square \pi + \sigma \square \sigma + b \bar{\sigma}^\mu i \partial_\mu \bar{b}) - \\ &\quad - 2q^2 \text{tr} \int d^4x (m^2 + D + \lambda^8 \delta D) \sigma \square \sigma - \\ &\quad - 4(p^2 + 2q^2m^2) \text{tr} \int d^4x (D + \lambda^8 \delta D) \sigma^2 - \left(4q^2 f^2 + \frac{16m^2 q^4 f^2}{p^2 + q^2 m^2} \right) \text{tr} \int d^4x \sigma^2 - \\ &\quad - 2q^2 m^2 f \text{tr} \int d^4x (b \bar{b} + \bar{b} b) - 4q^2 m^2 \text{tr} \int d^4x (-D - \lambda^8 \delta D) \pi^2. \end{aligned}$$

Для учета октетного расщепления псевдоскалярных частиц необходимо вычислить следующие следы по группе ароматов $SU_F(3)$:

$$\text{tr} \lambda^a \lambda^b = 2\delta^{ab} \quad \text{и} \quad \text{tr} \lambda^8 \lambda^a \lambda^b = P^{ab}.$$

Используя алгебру λ -матриц, нетрудно получить представление для матрицы P^{ab} , описывающей расщепление по массам внутри октетов псевдоскалярных и скалярных частиц:

$$P^{ab} = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 & 3i & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -3i & -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 3i & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -3i & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}.$$

В результате эффективное действие для триплета π -мезонов примет вид

$$\Gamma_{\text{эфф}}^{\pi} = 4(p^2 + q^2 m^2) \int d^4 x \pi^i \square \pi^i - 4q^2 m^2 \left(-D - \frac{\delta D}{\sqrt{3}} \right) \int d^4 x \pi^i \pi^i;$$

для $K^{\pm}$, K^0 , $\tilde{K}^0$ -мезонов получим

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{эфф}}^K &= 8(p^2 + q^2 m^2) \int d^4 x (K^+ \square K^- + K^0 \square \tilde{K}^0) - \\ &- 8q^2 m^2 \left(-D + \frac{\delta D}{2\sqrt{3}} \right) \int d^4 x (K^+ K^- + K^0 \tilde{K}^0); \end{aligned}$$

и для η^0 -мезона

$$\Gamma_{\text{эфф}}^{\eta} = 4(p^2 + q^2 m^2) \int d^4 x \eta^0 \square \eta^0 - 4q^2 m^2 \left(-D + \frac{\delta D}{\sqrt{3}} \right) \int d^4 x (\eta^0)^2.$$

Октет барионов описывается действием

$$\Gamma_{\text{эфф}}^b = 8(p^2 + q^2 m^2) \int d^4 x (b^i i \delta \bar{b}^i) - 4q^2 m f \int d^4 x (b^i b^i + \bar{b}^i \bar{b}^i).$$

Эффективное действие для скалярных мезонов имеет вид

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{эфф}}^{a_0} &= 2 \left(2p^2 + q^2 \left(m^2 - D - \frac{\delta D}{\sqrt{3}} \right) \right) \int d^4 x a_0^i \square a_0^i - \\ &- 4 \left[(p^2 + 2q^2 m^2) \left(-D - \frac{\delta D}{\sqrt{3}} \right) + q^2 f^2 \left(1 + \frac{4m^2 q^2}{p^2 + m^2 q^2} \right) \right] \int d^4 x a_0^i a_0^i, \\ \Gamma_{\text{эфф}}^{K^*} &= 4 \left(2p^2 + q^2 \left(m^2 - D + \frac{\delta D}{2\sqrt{3}} \right) \right) \int d^4 x (K_0^{*+} \square K_0^{*-} + K_0^* \square \tilde{K}_0^*) - \\ &- 8 \left[(p^2 + 2q^2 m^2) \left(-D + \frac{\delta D}{2\sqrt{3}} \right) + q^2 f^2 \left(1 + \frac{4m^2 q^2}{p^2 + m^2 q^2} \right) \right] \times \\ &\times \int d^4 x (K_0^{*+} K_0^{*-} + K_0^* \tilde{K}_0^*), \\ \Gamma_{\text{эфф}}^{f_0} &= 2 \left(2p^2 + q^2 \left(m^2 - D + \frac{\delta D}{\sqrt{3}} \right) \right) \int d^4 x f_0 \square f_0 - \\ &- 4 \left[(p^2 + 2q^2 m^2) \left(-D + \frac{\delta D}{\sqrt{3}} \right) + q^2 f^2 \left(1 + \frac{4m^2 q^2}{p^2 + q^2 m^2} \right) \right] \int d^4 x f_0 f_0. \end{aligned}$$

Исходя из этих выражений получим квантовые числа для составных частиц в супер-КХД. Введем обозначения

$$\frac{\delta D}{\sqrt{3}} \equiv \delta d, \quad D + \delta d \equiv -d,$$

тогда имеем

$$f_\pi^2 = 8(p^2 + q^2 m^2).$$

Такие же константы распада будут у остальных членов псевдоскалярного октета, а также у барионов.

Для скалярных частиц получим

$$\begin{aligned} f_{a_0}^2 &= 4(2p^2 + q^2(m^2 + d)), \\ f_{K_0^*}^2 &= 4\left(2p^2 + q^2\left(m^2 + d + \frac{3}{2}\delta d\right)\right), \\ f_{f_0}^2 &= 4(2p^2 + q^2(m^2 + d + 2\delta d)). \end{aligned}$$

Массы псевдоскалярных частиц следующие:

$$\begin{aligned} m_\pi^2 &= \frac{q^2 m^2}{f_\pi^2} d, \\ m_K^2 &= \frac{q^2 m^2}{f_\pi^2} \left(d + \frac{3}{2}\delta d\right), \\ m_\eta^2 &= \frac{q^2 m^2}{f_\pi^2} (d + 2\delta d). \end{aligned}$$

Нетрудно проверить, что должно выполняться условие связи для частиц внутри одного октета

$$\frac{m_\eta^2 - m_\pi^2}{m_K^2 - m_\pi^2} = \frac{4}{3}.$$

Это условие означает, что независимыми массами внутри одного расщепленного октета являются, например, массы m_π и m_K . Тогда масса m_η из этого условия определяется однозначно, напоминая об исходной $SU_F(3)$ -симметрии. При подстановке численных значений масс псевдоскалярных частиц найдем, что данное условие выполняется с точностью 94 %. Массы всех членов барионного октета берутся одинаковыми и оказываются равными

$$m_\Sigma = \frac{2q^2 m f}{f_\pi^2}.$$

Наконец, для частиц скалярного октета получим

$$\begin{aligned} m_{a_0}^2 &= \frac{1}{f_{a_0}^2} \left[(p^2 + 2q^2 m^2) d + q^2 f^2 \left(1 + \frac{4m^2 q^2}{f_\pi^2} \right) \right], \\ m_{K_0^*}^2 &= \frac{1}{f_{K_0^*}^2} \left[(p^2 + 2q^2 m^2) \left(d + \frac{3}{2}\delta d \right) + q^2 f^2 \left(1 + \frac{4m^2 q^2}{f_\pi^2} \right) \right], \\ m_{f_0}^2 &= \frac{1}{f_{f_0}^2} \left[(p^2 + 2q^2 m^2) (d + 2\delta d) + q^2 f^2 \left(1 + \frac{4m^2 q^2}{f_\pi^2} \right) \right]. \end{aligned}$$

Значения масс и констант распада для составных частиц получены из эффективного низкоэнергетического действия для супер-КХД. Из микроскопического действия можно получить значения масс кварков u, d, s : $m_u = m_d = m_s = \frac{m}{2}$, и массы скалярных кварков (дикварков):

$$m_{u,d}^{(d)} = \frac{1}{2} \sqrt{m^2 - (d - \delta d(\sqrt{3} - 1)) \pm 2f},$$

$$m_s^{(d)} = \frac{1}{2} \sqrt{m^2 - (d + \delta d(2\sqrt{3} + 1)) \pm 2f}.$$

Таким образом, теория предсказывает значения физических величин, выраженных через свободные параметры, которые в принципе определяются из выписанных выше уравнений для масс и констант распадов элементарных частиц.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализируя систему уравнений для определения масс и констант распадов составных частиц с квантовыми числами адронов, можно заметить следующее:

- Если SUSY не нарушена ($f = d = \delta d = 0$), то массы всех составных частиц равны нулю, поскольку эти массы пропорциональны параметрам нарушения.
- Нарушение $SU_F(3)$ -симметрии происходит в этой простой модели в скалярном (дикварковом) секторе микроскопической КХД, за счет чего происходит расщепление масс внутри октетов скалярных и псевдоскалярных мезонов.
- Из последнего замечания можно сделать вывод о том, что в этой модели псевдоскалярные мезоны являются смесью кварковых и дикварковых мезонных состояний и только в грубом приближении могут описывать октет $q\bar{q}$ -мезонов.
- В исходную микроскопическую теорию входят две комбинации четных и нечетных состояний дикварков, их массы определяются из уравнений для $m_u^{(d)} = m_d^{(d)}$ и $m_s^{(d)}$.

Для оценки численных значений масс составных частиц положим [11] $m_\pi = 140$ МэВ, $m_K = 495$ МэВ, $m_\eta = 550$ МэВ, $f_\pi = 130$ МэВ. При таком выборе получим ограничение на массы кварков $m_q \geq 560$ МэВ, хотя, как известно, $m_q \sim 300 - 400$ МэВ. Если положить $m_q = 600$ МэВ, то из условий унитарности эффективной теории $f_{a_0}^2 \geq 0$, $f_{K_0^*}^2 \geq 0$, $f_{f_0}^2 \geq 0$ получим ограничения на массы скалярных мезонов $m_{a_0} \geq 2400$ МэВ, $m_{K_0^*} \geq 4200$ МэВ, $m_{f_0} \geq 7200$ МэВ. Для сравнения с экспериментом эти частицы получаются слишком тяжелыми, поскольку их массы выходят за пределы измеряемой области. Следовательно, в теорию необходимо ввести некоторые изменения.

Исправить положение можно, заметив, что в поле π входит комбинация полей псевдоскалярных мезонов, состоящая из пары кварк – антикварк и из пары дикварков. Для разделения этих состояний необходимо с самого начала ввести зависимость от этих полей в суперкинетический оператор $\mathbf{K}'$. Такая процедура не нарушает SUSY в микроскопической КХД, но приводит к эффективной теории, описывающей при низких энергиях динамику двух- и четырехкварковых мезонов. Спектр адронов в такой модели, называемой моделью адронной суперсимметрии, будет опубликован в отдельной работе.

Список литературы

- [1] *J. Wess, B. Zumino.* Phys. Lett. B. 1971. V. 37. P. 95.
- [2] *E. Witten.* Nucl. Phys. B. 1983. V. 223. P. 422; P. 433.
- [3] *D. B. Lichtenberg.* J. Phys. G. 1993. V. 19. P. 1257.
- [4] *D. B. Lichtenberg, B. J. Tassie.* Phys. Rev. 1967. V. 155. P. 1601.
- [5] *S. Fredriksson, M. Jandel.* Z. Phys. C. 1982. B. 10. S. 41; *S. Fredriksson, M. Jandel, T. I. Larsson.* Z. Phys. C. 1982. B. 14. S. 35.
- [6] *Д. В. Василевич, Ю. В. Новожилков, А. Г. Пронько.* ТМФ. 1994. Т. 101. С. 211.
- [7] *С. А. Киянов-Чарский.* ТМФ. 1995. Т. 102. С. 237.
- [8] *Ю. Весс, Дж. Беггер.* Суперсимметрия и супергравитация. М.: Мир, 1986.
- [9] *Д. В. Василевич, С. А. Киянов-Чарский.* ТМФ. 1989. Т. 80. С. 313.
- [10] *В. К. Кривошеков, А. А. Славнов, Л. О. Чехов.* ТМФ. 1987. Т. 72. С. 12.
- [11] *Review of Particle Properties.* Phys. Rev. D. 1994. V. 50. № 3-I.

Поступила в редакцию 25.I.1996 г.

S. Kyianov-Charsky

**SPECTRUM OF COMPOSITE PARTICLES
IN SUPERSYMMETRIC QUANTUM CHROMODYNAMICS**

A low-energy effective action for mesons and their superpartners is used to derive the mass spectrum of composite particles in $SU_F(3)$ super-QCD. We obtain also a system of equations for determining the masses and the decay constants of scalar and pseudoscalar particles with quantum numbers of mesons, and similar for the octet of baryons $J^P = \frac{1}{2}^+$.