Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В.Скобельцына

В.Л.Коротких, Л.И.Сарычева

Легкие мезоны и КХД экзотика

Часть I. Квантовые числа

Препринт НИИЯФ МГУ 2001–12/652

Москва 2001

В.Л.Коротких, Л.И.Сарычева
E-mail: Владимир Леонидович Коротких <vlk@lav1.sinp.msu.ru>
E-mail: Людмила Ивановна Сарычева <lis@alex.sinp.msu.ru>

Препринт НИИЯФ МГУ 2001–12/652

20 страниц

Легкие мезоны и КХД экзотика
Часть I. Квантовые числа

Аннотация

Настоящая работа открывает серию работ, посвященных подробному изложению вопросов мезонной спектроскопии на современном этапе. Теоретические и экспериментальные исследования последнего десятилетия XX века свидетельствуют о существовании новых частиц таких же "белых", как известные мезоны, но имеющих другую внутреннюю структуру. Они получили названия Глюбол (связанное состояние глюонов) и Гибрид (связанное состояние кварков и глюонов). Это совершенно новый класс материи, называемый КХД экзотикой. Часть I посвящена описанию квантовых чисел экзотических мезонных состояний.

V.L.Korotkikh. L.I.Sarycheva
E-mail: Vladimir Korotkikh <vlk@lav1.sinp.msu.ru>
E-mail: Ludmila Sarycheva <lis@alex.sinp.msu.ru>

Preprint INPH MSU 2001–12/652

20 pages

Light Mesons and QCD Exotics
Part I. Quantum numbers

Abstract

The present paper opens series of the works devoted to the detailed exposition of the meson spectroscopy questions at the present stage. The theoretical and experimental studies of XX century last decade give an evidence of new particle existence which are same "white" as the famous mesons, but have another internal structure. They were called by Glueball (coupled gluon state) and Hybrid (coupled quarks and gluons states). This is a quite new class of matter which is called by QCD Exotics. Part I is devoted to the description of quantum numbers of Exotic meson states.

1 Введение

Мезонная спектроскопия вступает в новую эру экспериментальных и теоретических исследований. На предыдущем этапе физики вполне довольствовались представлениями кварковой материи: мезоны состоят из кварка и антикварка, бозоны — из трех кварков. Последние расчеты на "решетках" в рамках квантовой хромодинамики (КХД) показывают, что может существовать новая частицы (**Глюбол**) или связанное состояние двух или более глюонов между собой. Родственной ей частицей, предсказываемой различными моделями КХД, является **Гибрид** — связанное состояние кварка, антикварка и глюона. Рассматриваются также многокварковые состояния.

В последнее десятилетие XX века появились экспериментальные свидетельства существования таких частиц, открывающих совершенно новый класс материи, называемый экзотикой.

Настоящая работа посвящена относительно простому вопросу о квантовых числах экзотических состояний. Некоторые из них запрещены в рамках наивной кварковой модели и являются однозначным признаком (сигнатурой) экзотических состояний. Мы покажем, как эти квантовые числа реализуются для Гибридов и какие квантовые числа могут быть у Глюболов.

2 Легкие мезоны в кварковой модели

2.1 Определение квантовых чисел

Рассмотрим основные понятия классической кварковой модели [1] (так называемой конституентной кварковой модели). Эта модель несовершенна. Она не дает объяснения конфайнмента (удержания кварков) и роли глюонов. Она не дает предсказаний абсолютных значений масс и вероятностей распада мезонов. Однако она позволяет дать ряд хороших предсказаний и является основой для классификации мезонов.

В сильных взаимодействиях сохраняются следующие величины:

B	—	барионное число,	**I**	—	изоспин,
Q	—	электрический заряд,	**P**	—	пространственная четность,
J	—	угловой момент,	**C**	—	зарядовая четность,
S	—	странность,	**G**	—	G-четность.

Ниже мы дадим определение этих величин. Квантовые числа мезонов зависят от квантовых чисел кварков (см. табл. 1). Здесь мы рассматриваем только легкие кварки: u, d и s.

Таблица 1

Квантовые числа кварков

Кварк	**B**	**Q**	**J**	**S**	**I**	$\mathbf{I}_Z$
u	$1/3$	$2/3$	$1/2$	0	$1/2$	$1/2$
d	$1/3$	$-1/3$	$1/2$	0	$1/2$	$-1/2$
s	$1/3$	$-1/3$	$1/2$	-1	0	0

B — барионное число, **Q** — электрический заряд, **J** — спин, **S** — странность, **I** — изоспин, $\mathbf{I}_Z$ — проекция изоспина на ось квантования (обычно ось z).

В конституентной кварковой модели мезон рассматривается как связанное состояние кварк-антикварковой пары $q\bar{q}$ и затем строится аналогия с e^+e^--системой (позитрониумом). Кварк q_1 и антикварк $\bar{q}_2$ имеют спин $1/2$. Они могут дать полный спин системы $S = 0$ или $S = 1$,

$$S = 0, \left\{\frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow_1\downarrow_2 - \downarrow_1\uparrow_2)\right\} \quad \text{и} \quad S = 1, \left\{\begin{matrix} \uparrow_1\uparrow_2 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow_1\downarrow_2 + \uparrow_1\downarrow_2) \\ \downarrow_1\downarrow_2 \end{matrix}\right\}.$$

В дополнение к полному спину имеется орбитальный угловой момент $\mathbf{L}$ между $q\bar{q}$ парой. Затем $\mathbf{L}$ и $\mathbf{S}$ можно векторно сложить в полный угловой момент $\mathbf{J} = \mathbf{L} \otimes \mathbf{S}$, где $J = |L - S|, |L - S + 1|, \ldots, |L + S|$. Спектроскопические обозначения $^{\mathbf{2S+1}}\mathbf{L_J}$ и соответствующие значения $\mathbf{L}$, $\mathbf{S}$ и $\mathbf{J}$, необходимые для построения квантовых чисел мезонов $\mathbf{J^{PC}}$ из кварков в табл. 1, приведены в табл. 2.

Таблица 2

Квантовые числа как функция L, S и J

Состояние	**S**	**L**	**J**	**P**	**C**	$\mathbf{J^{PC}}$	Мезоны	Название группы мезонов
$^1\mathbf{S}_0$	0	0	0	$-$	$+$	0^{-+}	π η η' K	псевдоскаляр
$^3\mathbf{S}_1$	1	0	1	$-$	$-$	1^{--}	ρ ω φ K^*	вектор
$^1\mathbf{P}_1$	0	1	1	$+$	$-$	1^{+-}	b_1 h_1 h_1' K_1	псевдовектор
$^3\mathbf{P}_0$	1	1	0	$+$	$+$	0^{++}	a_0 f_0 f_0' K_0^*	скаляр
$^3\mathbf{P}_1$	1	1	1	$+$	$+$	1^{++}	a_1 f_1 f_1' K_1	аксиальный скаляр
$^3\mathbf{P}_2$	1	1	2	$+$	$+$	2^{++}	a_2 f_2 f_2' K_2^*	тензор

Квантовые числа мезона определяются обычно набором $\mathbf{J^{PC}}$.

Поясним смысл квантовых чисел **P** и **C**. Начнем с **P**. Математически четность соответствует оператору пространственной инверсии **P** (оператору четности). Если волновая функция является собственным состоянием оператора четности, то

$$\mathbf{P}\psi(\vec{r}) = \psi(-\vec{r}) = \eta_{\mathbf{P}}\psi(\vec{r}). \tag{1}$$

Т.к. двойное действие оператора четности должно вернуть нас к первоначальному состоянию, то собственные значения четности $\eta_{\mathbf{P}}$ могут быть только ± 1. Волновую функцию ψ можно разделить на радиальную и угловую части

$$\psi(\vec{r}) = R(r)Y_{lm}(\theta, \varphi). \tag{2}$$

Оператор четности оставляет R без изменения, но преобразует угловую часть в $Y_{lm}(\pi - \theta, \varphi + \pi)$, и можно показать, что

$$Y_{lm}(\pi - \theta, \varphi + \pi) = (-1)^l Y_{lm}(\theta, \varphi). \tag{3}$$

Фермионы и антифермионы имеют противоположные внутренние четности. Все это приводит к четности мезона ($q\bar{q}$-пары), равной

$$\mathbf{P}(q\bar{q}) = (-1)^{L+1}. \tag{4}$$

Для иллюстрации понятия четности рассмотрим распад $a \to b + c$, в котором четность сохраняется. Пусть l — орбитальный угловой момент между b и c. Закон сохранения четности приводит к

$$\mathbf{P}(a) = \mathbf{P}(b)\mathbf{P}(c)(-1)^l. \tag{5}$$

Следующее квантовое число — зарядовая четность $\mathbf{C}$, которая представляет преобразование частицы в античастицу. При этом меняются некоторые свойства частицы, такие как заряд и магнитный момент. Ясно, для того, чтобы частица была собственным состоянием оператора $\mathbf{C}$, она должна быть электрически нейтральна. Например, для π^0-мезона

$$\mathbf{C}|\pi^0\rangle = \eta_c|\pi^0\rangle, \tag{6}$$

где $\eta_c = \pm 1$. Представим себе мезон, построенный из кварка и антикварка, например $u\bar{u}$, с полной волновой функцией из пространственной и спиновой частей

$$\Psi(\vec{r}, \vec{s}) = R(r)Y_{lm}(\theta, \varphi)\chi(\vec{s}). \tag{7}$$

Оператор зарядовой четности действует на это состояние, меняя местами u и $\bar{u}$. Это соответствует перестановке точек расположения кварка и антикварка, т.е. к замене $\vec{r}$ на $-\vec{r}$. Так же, как для пространственной четности, мы получим фактор $(-1)^{L+1}$. Изменение направления спинов кварков дает (-1) для $\mathbf{S} = 0$ и $(+1)$ для $\mathbf{S} = 1$. Это дает фактор $(-1)^{S+1}$, что в комбинации с L фактором приводит к

$$\mathbf{C}(q\bar{q}) = (-1)^{L+S}. \tag{8}$$

Ясно, что заряженные частицы не могут быть собственными состояниями оператора $\mathbf{C}$, т.к. $\mathbf{C}|\pi^+\rangle = \eta|\pi^-\rangle$. Однако если применить $\mathbf{C}$ оператор вслед за вращением изоспина $\mathbf{R} = e^{i\pi \mathbf{I}_y}$ таким, что $|\mathbf{I}, \mathbf{I}_Z\rangle \to |\mathbf{I}, -\mathbf{I}_Z\rangle$, то заряженные частицы могут быть собственными состояниями.

Определим оператор $\mathbf{G}$-четности как $\mathbf{G} = \mathbf{CR}$. $\mathbf{G}$ является хорошим квантовым числом для всего нонета. В работе [2] показано, что можно так переопределить оператор $\mathbf{C}$ и собственные состояния адронов и антиадронов, что его собственное значение будет определять все члены данного нонета. При этом его значение можно принять равным значению $\mathbf{C}$ для нестранного нейтрального мезона этого нонета. Для нейтральной системы $\mathbf{G} = \mathbf{C}(-\mathbf{1})^{\mathbf{I}}$. Таким образом, мы пришли к следующим формулам

$$\mathbf{J} = L \otimes S; \tag{9}$$
$$\mathbf{P} = (-1)^{L+1}; \tag{10}$$
$$\mathbf{C} = (-1)^{L+S}; \tag{11}$$
$$\mathbf{G} = (-1)^{L+S+I}. \tag{12}$$

Используя их, мы можем вычислить всевозможные $\mathbf{J^{PC}}$ для мезонов, разрешенных конституентной кварковой моделью (см. табл. 3 для $\mathbf{J} \leq 3$). При этом $\mathbf{J} = \mathbf{C}$ для $\mathbf{I} = 0$ и $\mathbf{J} = -\mathbf{C}$ для $\mathbf{I} \neq 0$.

Таблица 3

Разрешенные $\mathbf{J^{PC}}$ и неразрешенные $\mathbf{J^{PC}}$ квантовые числа мезонов в кварковой модели

$\mathbf{J}$	$\mathbf{J}^{++}$	$\mathbf{J}^{+-}$	$\mathbf{J}^{-+}$	$\mathbf{J}^{--}$
0	$\mathbf{0}^{++}$	$\mathbf{0}^{+-}$	$\mathbf{0}^{-+}$	$\mathbf{0}^{--}$
1	$\mathbf{1}^{++}$	$\mathbf{1}^{+-}$	$\mathbf{1}^{-+}$	$\mathbf{1}^{--}$
2	$\mathbf{2}^{++}$	$\mathbf{2}^{+-}$	$\mathbf{2}^{-+}$	$\mathbf{2}^{--}$
3	$\mathbf{3}^{++}$	$\mathbf{3}^{+-}$	$\mathbf{3}^{-+}$	$\mathbf{3}^{--}$

Значения неразрешенных $\mathbf{J^{PC}}$ затенены.

Неразрешенные комбинации квантовых чисел

$$\mathbf{J^{PC}} = 0^{--},\ 0^{+-},\ 1^{-+},\ 2^{+-},\ 3^{-+},\ \ldots \tag{13}$$

являются экзотическими сочетаниями квантовых чисел. Если ввести так называемую натуральность состояния

$$\varepsilon = \mathbf{P}(-1)^{\mathbf{J}}, \tag{14}$$

то серия значений (13), не считая 0^{--}, соответствует правилам

$$\varepsilon = +1 \quad \text{и} \quad \mathbf{C} \cdot \mathbf{P} = -1. \tag{15}$$

Если состояние с такими квантовыми числами будет обнаружено, то мы точно знаем, что это должно быть чем-то отличным от нормальной $q\bar{q}$-системы. Предполагается, что эти квантовые числа будут разрешены для состояний $|q\bar{q}q\rangle$ — Гибридов, т.е. связанных состояний кварк-антикварк-глюон. При этом Гибриды могут иметь любые квантовые числа из табл. 3. В разделе 3 мы покажем, какие квантовые числа $\mathbf{J^{PC}}$ могут быть в некоторых моделях гибридных мезонов.

В кварковой модели все легкие мезоны могут быть сгруппированы по так называемым нонетам. Из трех легких кварков (u, d, s) и их антикварков можно построить 9 комбинаций (нонет) пар ($q\bar{q}$), соответствующих одному и тому же набору чисел $\mathbf{J^{PC}}$. Две $SU(3)$ группы по аромату образуют два неприводимых представления: синглетное $|1\rangle$ и октетное $|8\rangle$:

$$3 \otimes (\overline{3}) = 1 \otimes 8. \tag{16}$$

Синглетный член содержит одно состояние, симметричное относительно перестановок по аромату

$$f_0 = \frac{1}{\sqrt{3}}|u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}\rangle. \tag{17}$$

Октетный член состоит из восьми мезонных состояний. Три состояния изотопического триплета из нестранных кварков:

$$\begin{aligned}
\varphi_1(I=1, I_z = \ \ 1) &= |u\bar{d}\rangle; \\
\varphi_2(I=1, I_z = \ \ 0) &= \frac{1}{\sqrt{2}}|u\bar{u} - d\bar{d}\rangle; \\
\varphi_3(I=1, I_z = -1) &= |d\bar{u}\rangle.
\end{aligned} \tag{18}$$

Четыре состояния изотопического дублета со странностью $S = \pm 1$:

$$\begin{aligned}
\varphi_4(I=1/2, I_z = \ \ 1/2, S=+1) &= |u\bar{s}\rangle; \\
\varphi_5(I=1/2, I_z = -1/2, S=+1) &= |d\bar{s}\rangle; \\
\varphi_6(I=1/2, I_z = \ \ 1/2, S=-1) &= |s\bar{d}\rangle; \\
\varphi_7(I=1/2, I_z = -1/2, S=-1) &= |s\bar{u}\rangle.
\end{aligned} \tag{19}$$

И одно состояние изотопического синглета:

$$\varphi_8(I=0) = \frac{1}{\sqrt{6}}|u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}\rangle. \tag{20}$$

На рис. 1 представлены все наборы легких мезонов в кварковой модели. Одна строка из четырех ячеек соответствует определенным значениям $\mathbf{J^{PC}}$ (или спектроскопическому набору квантовых чисел $\mathbf{^{2s+1}L_J}$). Например, для $\mathbf{J^{PC}} = 0^{-+}$ (четыре ячейки слева внизу) обозначение π соответствует трем состояниям π^+, π^0, π^- (18), η и η' — состояниям (20) и (17) или их смеси, K — четырем состояниям K^+, K^0, $\overline{K}^0$, K^- (19). Все вместе образуют нонет мезонов $\mathbf{J^{PC}} = 0^{-+}$ с $\mathbf{^{2s+1}L_J} = {}^1S_0$ или псевдоскалярный нонет (см. также табл. 2, первую строку). Наборы строк из четырех ячеек по оси ординат соответствуют различным значениям относительного орбитального момента L между кварками. Расположение совокупности четырех ячеек слева направо по оси абсцисс соответствует приблизительно росту массы мезонов, связанному с радиальным возбуждением $q\bar{q}$-системы. Обозначения мезонов остаются прежними, но меняется значение массы. Среднее значение массы мезонов в нонетах с данным L написано под ячейками.

Состояния (17) и (20) с изоспином $\mathbf{I} = 0$ могут смешиваться так, что, например, реальные φ- и ω-мезоны имеют волновые функции

$$\begin{pmatrix} |\omega\rangle \\ |\varphi\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f_0 \\ f_8 \end{pmatrix}. \tag{21}$$

Угол смешивания можно найти из уравнения

$$\tan^2\theta = \frac{3M_\varphi^2 - 4M_{K^*}^2 + M_\rho^2}{4M_{K^*}^2 - M_\rho^2 - 3M_\omega^2}, \tag{22}$$

где M — масса соответствующего мезона из данного нонета.

Для частного случая $\sin\theta = \sqrt{\frac{1}{3}}$, используя (17) и (20), получим

$$\begin{aligned} |\omega\rangle &= \frac{1}{\sqrt{3}}(\sqrt{2}\cdot f_0 + f_8) = \sqrt{3}\frac{|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle}{\sqrt{2}}, \\ |\varphi\rangle &= \frac{1}{\sqrt{3}}(-f_0 + \sqrt{2}f_8) = -\sqrt{3}\cdot|s\bar{s}\rangle. \end{aligned} \tag{23}$$

Т.е. в этом случае "идеального" смешивания ($\theta = 35.26°$), который практически реализуется ($\theta_{эксп} = 36.6°$), φ-мезон является чистой комбинацией s-кварков, а ω-мезон — u- и d-кварков. Для каждого нонета имеется

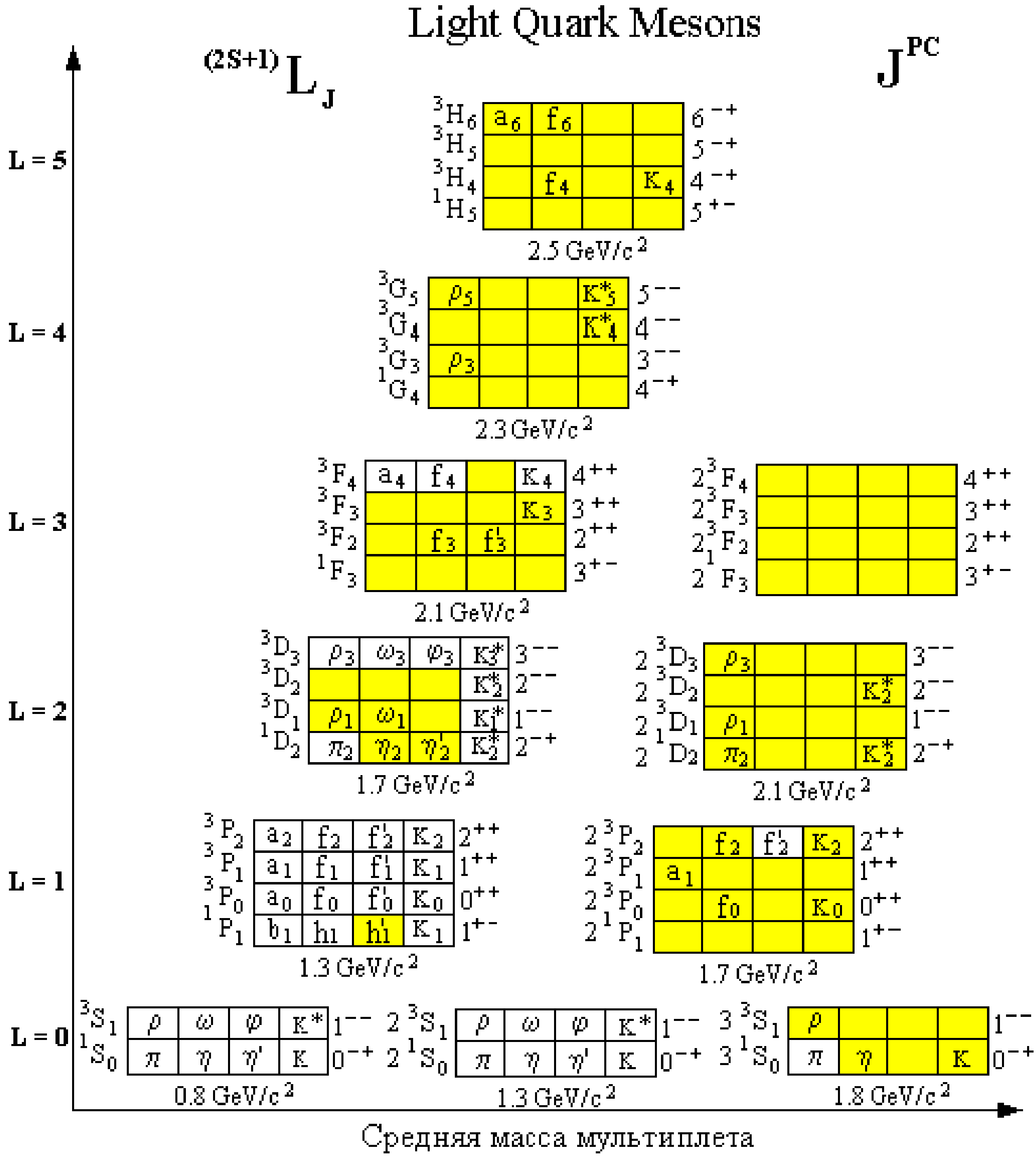

Рис. 1: Изображение всех наборов мезонов в кварковой модели для данного нонета $\mathbf{J^{PC}}$ (или спектроскопического набора квантовых чисел $\mathbf{n}\ ^{\mathbf{2S+1}}\mathbf{L_J}$). Строка из четырех расположенных рядом ячеек — один нонет. По оси ординат — нонеты с увеличивающимся значением $\mathbf{L}$, по оси абсцисс — нонеты с ростом радиального возбуждения $\mathbf{n} = 2,\ 3$. Средние значения масс мезонов нонета написаны под ячейками. В белых ячейках — хорошо установленные мезоны [3], в затененных — мезоны, требующие подтверждения. Пустая ячейка — место для еще неоткрытого мезона.

свой угол смешивания. В частности, для η- и η'-мезонов $\theta_{эксп} = -10° \div -20°$ [3], что соответствует

$$\begin{aligned} |\eta\rangle &\simeq f_8, \\ |\eta'\rangle &\simeq f_0. \end{aligned} \tag{24}$$

т.е. в этом случае практически нет смешивания.

Отметим важное свойство мезонов в данном нонете. В рамках $SU(3)$-группы по аромату члены октета имеют одинаковые базисные константы связи в аналогичных реакциях, в то время как синглетный член f_0 может иметь другую константу связи. Это следует учесть при расчете вероятностей распада мезонов.

3 Экзотические состояния

В этом разделе мы представим результаты теоретических моделей, предсказывающих экзотические состояния и их квантовые числа. В предыдущем разделе экзотические квантовые числа были получены "от обратного" как неразрешенные кварковой моделью. Модели Глюболов и гибридных мезонов предсказывают квантовые числа, вкладывая конкретное содержание в описание экзотического состояния. При этом мы опускаем многие детали и другие важные результаты моделей и останавливаемся в данной лекции только на квантовых числах $\mathbf{J^{PC}}$.

3.1 Глюболы

Глюболы строятся из глюонов и потому не могут содержать какого-либо аромата, что является свойством кварков. Это, в частности, приводит к тому, что изоспин глюболов $\mathbf{I} = \mathbf{I}_z = 0$. Глюбол является бесцветной новой частицей.

Если глюбол G состоит из двух глюонов, т.е. $G = |gg\rangle$, то, т.к. квантовые числа глюона $\mathbf{J}_g^{\mathbf{P}_g\mathbf{C}_g} = 1^{--}$, квантовые числа такого глюбола будут

$$\mathbf{J^{PC}} = (0,\ 1,\ 2)^{++}, \tag{25}$$

если орбитальный угловой момент относительного движения двух глюонов $L = 0$. Если $L = 1$, что соответствует более высоким массам глюболов, то

$$\mathbf{J^{PC}} = (0,\ 1,\ 2)^{++} \otimes 1^- = (0,\ 1,\ 2,\ 3)^{-+}. \tag{26}$$

До взаимодействия глюоны не имеют массы. В соответствии с теоремой Ландау-Янга две безмассовые частицы со спином 1 не могут образовать безмассовую систему со спином 1. Чтобы образовать связанное состояние, глюоны должны провзаимодействовать и приобрести массу. Поэтому можно ожидать, что глюбол в состоянии $\mathbf{J} = 1$ будет иметь значительную массу. Это подтверждается расчетами в КХД на решетках. Легчайшие глюболы в этих расчетах имеют значения $\mathbf{J^{PC}} = \mathbf{0}^{++}$ ($m = 1550 \pm 50$ МэВ) и 2^{++} ($m = 2270 \pm 100$ МэВ) [4]. Они сильно смешиваются с обычными кварковыми $q\bar{q}$-состояниями. Поэтому их трудно экспериментально идентифицировать. Массовый спектр глюболов, предсказываемый расчетами на решетках в КХД, представлен на рис. 2. Звездочкой помечены состояния, соответствующие радиальному возбуждению глюболов. Состояния с отрицательной C-четностью, $C = -1$, соответствуют глюболам, состоящим из нечетного (нижайшие из трех глюонов) числа глюонов, т.к. $C = (-1)^{n_g}$, где n_g — число глюонов. В рамках КХД квантовые числа глюболов охватывают все значения $\mathbf{J^{PC}}$. Глюболы с "экзотическими" квантовыми числами $\mathbf{J^{PC}} = 2^{+-}$, 0^{+-}, 1^{-+}, ... (так называемые "oldballs") не появляются ниже, чем ~ 3.5 ГэВ.

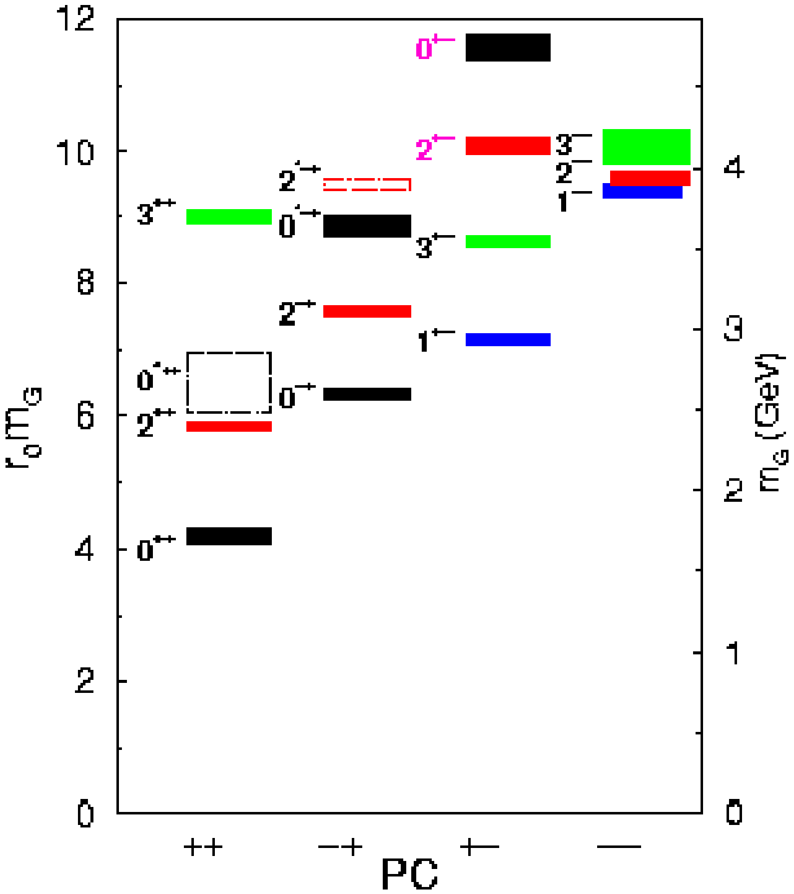

Рис. 2: Спектр масс глюболов из расчетов КХД на решетках [5]. Шкала r_0 выбрана равной значению $1/r_0 = 410$ МэВ. Высота прямоугольников соответствует неопределенности в расчете.

3.2 Гибриды

Обозначение гибридных мезонов в литературе еще не устоялось. Тем не менее, для изложения следует принять определенную схему обозначений. Наиболее естественным выглядит предложение С.Чанга [6]. Принятые в соответствии с известными периодическими изданиями Particle Data Groupe [3] обозначения мезонов (см. рис. 1) в рамках кварковой модели соответствуют схеме, изображенной в табл. 4 для каждого нонета с данным **J**.

Таблица 4

Обозначения мезонов в кварковой модели

PC	Обозначение $q\bar{q}$-мезонов		
	$\mathbf{I} = 1$	$\mathbf{I} = 0$	$\mathbf{I} = 1/2$
$++$	a_J	$f_J,\ f'_J$	K_{JA}
$+-$	b_J	$h_J,\ h'_J$	K_{JB}
$--$	ρ_J	$\omega_J,\ \omega'_J$	$K^*_{J\rho}$
$-+$	π_J	$\eta_J,\ \eta'_J$	$K^*_{J\pi}$

Только давно известные мезоны, такие как легчайшие (π, η, η', K) и (ρ, ω, φ, K^*), пишутся без индекса J внизу (см. рис. 1).

В эту схему обозначений естественно попадают экзотические гибридные мезоны с квантовыми числами $\mathbf{J}^{\mathbf{PC}}$, неразрешенными в кварковой модели (см. табл. 3). Им можно по аналогии с табл. 4 поставить в соответствие символы [6], представленные в табл. 5.

Таблица 5

Обозначения гибридов, запрещенных в наивной кварковой модели

PC	Обозначение Гибридов		
	$\mathbf{I} = 1$	$\mathbf{I} = 0$	$\mathbf{I} = 1/2$
0^{--}	ρ_0	$\omega_0,\ \varphi_0$	$K_{0\rho}$
0^{+-}	b_0	$h_0,\ h'_0$	K_{0B}
1^{-+}	π_1	$\eta_1,\ \eta'_1$	$K^*_{1\pi}$
2^{+-}	b_2	$h_2,\ h'_2$	K_{2B}
...	...	...	...

В настоящее время экспериментально наблюдаются лишь гибриды (или 4-кварковые состояния) $\pi_1(1400)$ и $\pi_1(1600)$ [7, 8, 9]. Для гибридов, имеющих такие же значения $\mathbf{J}^{\mathbf{PC}}$ как и $q\bar{q}$-мезоны (рис. 1), можно к обозначениям из табл. 4 добавить сверху "волну", т.е. записывать, например,

$\tilde{a}_0$ для гибрида, оставляя a_0 для стандартного $q\bar{q}$-мезона с одинаковыми $\mathbf{J^{PC}} = 0^{++}$.

Гибриды, т.е. связанные состояния $|q\bar{q}g\rangle$, естественно описывать в рамках точной теории КХД. В настоящее время точная теория гибридных мезонов не разработана, т.к. трудно учесть непертурбативные вклады. Наиболее надежными являются подходы, основанные на КХД, такие как правила сумм КХД и расчеты на решетках (Lattice Gauge Theory). Они дают более или менее точные предсказания для тяжелых гибридов $|c\bar{c}g\rangle$ и $|b\bar{b}g\rangle$ и очень большой разброс в результатах для легких гибридов в зависимости от используемых допущений. Отметим здесь, что КХД без дополнительных приближений допускает любые значения $\mathbf{J^{PC}}$ для гибридов.

Сложные расчеты КХД на решетке [10] для энергии $q\bar{q}$-пары в глюонном поле в зависимости от расстояния r между кварками показывают, что для описания $|q\bar{q}g\rangle$-состояния следует использовать разные модели. При очень маленьких расстояниях r можно использовать адиабатическую модель мешка [11], где кварки стационарны и глюон можно рассматривать как "валентную" частицу (quark-gluon constituent model). При больших r, но меньших размера протона, должна хорошо работать модель трубки глюонного потока [12] (flux tube model), в которой глюон рассматривается как струна с точечными "зернами" с массой, связанными линейным потенциалом.

В модели мешка кварки имеют суммарный спин $S_{q\bar{q}} = 0,\ 1$ и орбитальный момент $l_{q\bar{q}} = 0,\ 1$. Для низколежащего состояния $l_{q\bar{q}} = 0,\ 1$. Глюон ($S_g = 1$) также имеет орбитальный момент относительного движения $l_g = 0,\ 1$. Законы сохранения четности и зарядовой четности дают для гибрида

$$\begin{aligned} \mathbf{P} &= (-1)^{l_{q\bar{q}}+l_g}, \\ \mathbf{C} &= (-1)^{l_{q\bar{q}}+S_{q\bar{q}}+1}. \end{aligned} \tag{27}$$

Суммарные квантовые числа $\vec{J}_g = \vec{L}_g + \vec{S}_g$, L и J гибрида получаются векторным сложением составляющих. В итоге, например, для гибридного состояния $\mathbf{J^{PC}} = 1^{-+}$ возможны следующие квантовые числа [13], приведенные в табл. 6.

Авторы работы [13] показывают, что возбуждению кварковых степеней свободы соответствует лишь один из перечисленных наборов с $l_{q\bar{q}} = 1$, $\mathbf{S}_{q\bar{q}} = 0$ и $l_g = 0$, а возбуждению глюонных степеней свободы — остальные три с $\mathbf{J}_g = \mathbf{L} = 0,\ 1,\ 2$ и $l_g = 1$.

Таблица 6

Квантовые числа низколежащего $\mathbf{1^{-+}}$ гибрида $|\mathbf{q\bar{q}g}\rangle$ в кварк-глюонной конституентной модели

P	**C**	$l_{q\bar{q}}$	l_g	$\mathbf{J}_g$	$\mathbf{S}_{q\bar{q}}$	**L**	**J**
−	+	0	1	0	1	0	1
−	+	0	1	1	1	1	1
−	+	0	1	2	1	2	1
−	+	1	0	1	0	1	1

В общем случае в модели мешков возможны любые значения $\mathbf{J^{PC}}$ для гибридов. Можно показать, что гибрид $\mathbf{J^{PC}} = \mathbf{1}^{-+}$ будет самым легким, если учесть, что в КХД связанный глюон имеет два нижайших состояния: так называемое "поперечно-электрическое" (TE) с $\mathbf{J^{PC}}_g = 1^{+-}$ и "поперечно-магнитное" (TM) с $\mathbf{J^{PC}}_g = 1^{--}$. Низколежащие $q\bar{q}$-состояния дают нам 0^{-+} и 1^{--} для $\mathbf{S}_{q\bar{q}} = 0$ и 1 соответственно. Для TE-глюонов мы получим квантовые числа гибрида векторным сложением

$$\begin{array}{lcccc} & q\bar{q} & & \text{Глюон} & \text{Гибрид} \\ \begin{array}{l} S_{q\bar{q}} = 0 \\ S_{q\bar{q}} = 1 \end{array} & \begin{pmatrix} 0^{-+} \\ 1^{--} \end{pmatrix} & \otimes & 1^{+-} = & \begin{pmatrix} 1^{--} \\ (0,1,2)^{-+} \end{pmatrix}. \end{array} \qquad (28)$$

Экзотический гибрид с $\mathbf{J^{PC}} = 1^{-+}$ является состоянием, где кварк и антикварк имеют параллельно выстроенные спины, $\mathbf{S}_{q\bar{q}} = 1$, а гибриды с $\mathbf{J^{PC}} = 1^{--}$, 0^{-+} и 2^{-+} имеют выстроенность спинов кварков противоположную выстроенности в кварковой модели для этих же значений $\mathbf{J^{PC}}$ (см. табл. 2, рис. 1 и значения ${}^{2S_{q\bar{q}}+1}L_J$).

Для TM-глюонов, которые тяжелее, чем TE-глюоны, в модели мешков, получим другие квантовые числа гибридов

$$\begin{array}{lcccc} & q\bar{q} & & \text{Глюон} & \text{Гибрид} \\ \begin{array}{l} S_{q\bar{q}} = 0 \\ S_{q\bar{q}} = 1 \end{array} & \begin{pmatrix} 0^{-+} \\ 1^{--} \end{pmatrix} & \otimes & 1^{--} = & \begin{pmatrix} 1^{+-} \\ (0,1,2)^{++} \end{pmatrix}. \end{array} \qquad (29)$$

Эти гибриды по квантовым числам идентичны $q\bar{q}$-мезонам с $L = 1$ и имеют одинаковую с ними выстроенность спинов кварков. Поэтому ожидается, что гибрид $\mathbf{J^{PC}} = 1^{-+}$ будет самым легким, что подтверждается расчетами КХД на решетках. Отметим, что в этом гибриде спины кварков выстроены так, что $\mathbf{S}_{q\bar{q}} = 1$.

Несколько другой набор квантовых чисел $\mathbf{J^{PC}}$ для самых легких гибридов получается в модели трубки глюонного потока. Остановимся подробнее на этой модели, т.к. ее результаты совпадают с предсказаниями

КХД на решетках. Кварки удерживаются между собой струноподобной хромоэлектрической трубкой потока. Эта трубка не похожа на обычный глюон и ее квантовые числа зависят от фононоподобных поперечных колебаний элементов трубки. Если колебаний нет, то орбитальный угловой момент трубки $j = 0$. В этом случае мы имеем обычный $q\bar{q}$-мезон. Расчеты КХД на решетках [14, 15] и модель трубки показывают, что низшее возбужденное состояние трубки имеет $j = 1$. При этом ее четность и зарядовая четность связаны соотношением $\mathbf{P} = -\mathbf{C}$.

Обозначим проекцию углового момента трубки j на ось, соединяющую кварки, через λ. Поворот по часовой и против часовой стрелки вдоль этой оси соответствует значениям $\lambda = +1$ и $\lambda = -1$. Обозначим эти состояния через ψ_{11} и ψ_{1-1}. Они вырождены, т.к. система должна иметь одну и ту же энергию независимо от того, как она вращается относительно этой оси. Следовательно, любая линейная комбинация также будет собственным состоянием гамильтониана. Рассмотрим комбинации

$$\begin{aligned} |+\rangle &= (\psi_{11} + \psi_{1-1})/\sqrt{2}, \\ |-\rangle &= (\psi_{11} - \psi_{1-1})/\sqrt{2}. \end{aligned} \tag{30}$$

Оператор четности $\mathbf{P}$ меняет вращение по и против часовой стрелки, т.е. меняет состояния ψ_{11} и ψ_{1-1} между собой. Поэтому его действие на функции $|+\rangle$ и $|-\rangle$ будет

$$\mathbf{P}|+\rangle = p|+\rangle, \qquad \mathbf{P}|-\rangle = -p|-\rangle. \tag{31}$$

Зарядовое сопряжение $\mathbf{C}$ меняет направление линии кварк-антикварк, т.е. переворачивает ось и, значит, меняет вращение по и против часовой стрелки. Т.е. снова меняет местами ψ_{11} и ψ_{1-1}. Таким образом,

$$\mathbf{C}|+\rangle = c|+\rangle, \qquad \mathbf{C}|-\rangle = -c|-\rangle. \tag{32}$$

Т.е. функции $|+\rangle$ и $|-\rangle$ являются собственными состояниями операторов четности $\mathbf{P}$ и зарядовой четности $\mathbf{C}$. Поэтому квантовые числа трубки (с учетом условия $\mathbf{P} = -\mathbf{C}$) являются

$$\mathbf{J^{PC}} = 1^{-+} \ \text{ или } \ 1^{+-}. \tag{33}$$

При этом одному из них соответствует состояние $|+\rangle$, а другому — $|-\rangle$, что зависит от конкретизации значений $\mathbf{P}$ и $\mathbf{C}$.

Квантовые числа низколежащего гибрида найдем с помощью векторного сложения. Напомним, что для $q\bar{q}$-системы мы имеем 0^{-+} при $S_{q\bar{q}} = 0$ и 1^{--} для $S_{q\bar{q}} = 1$. Тогда квантовые числа Гибрида получим следующим образом:

$$
\begin{array}{cccccc}
 & q\bar{q} & & \text{Трубка} & & \text{Гибрид} \\
S_{q\bar{q}} = 0 & 0^{-+} & \otimes & \begin{pmatrix} 1^{-+} \\ 1^{+-} \end{pmatrix} & = & \begin{pmatrix} 1^{++} \\ 1^{--} \end{pmatrix}.
\end{array} \tag{34}
$$

Данные значения $\mathbf{J^{PC}}$ гибрида (точнее мультиплета гибридных состояний) не отличаются от обычных для кварковой модели квантовых чисел, но выстроенность спинов кварков в гибриде противоположна той, что для $q\bar{q}$-системы с 1^{++} и 1^{--} ($S_{q\bar{q}} = 1$).

Для $S_{q\bar{q}} = 1$ гибрид будет иметь

$$
\begin{array}{cccccc}
 & q\bar{q} & & \text{Трубка} & & \text{Гибрид} \\
S_{q\bar{q}} = 1 & 1^{--} & \otimes & \begin{pmatrix} 1^{-+} \\ 1^{+-} \end{pmatrix} & = & \begin{pmatrix} (\mathbf{0}, 1, \mathbf{2})^{+-} \\ (0, \mathbf{1}, 2)^{-+} \end{pmatrix}.
\end{array} \tag{35}
$$

В этом случае мы имеем гибриды с необычными квантовыми числами

$$
\mathbf{J^{PC}} = \mathbf{0}^{+-},\ \mathbf{2}^{+-}\ \text{ и }\ \mathbf{1}^{-+}. \tag{36}
$$

И снова, как и в предыдущем случае, выстроенность спинов кварков для гибридов с обычными квантовыми числами $1^{+-}, 0^{-+}, 2^{-+}$ противоположна выстроенности $q\bar{q}$-мезона.

Всего модель трубки дает 8 мультиплетов (72 Гибрида)

$$
\mathbf{J^{PC}} = 0^{\mp\pm}, 1^{\mp\pm}, 2^{\mp\pm}, 1^{\pm\pm} \tag{37}
$$

для низколежащих состояний без орбитального и радиального возбуждений системы.

Мультикварковые системы [16] типа $q^2\bar{q}^2$ могут дать любые квантовые числа $\mathbf{J^{PC}}$ системы. Интерес к ним в литературе заметно ослаб. 4-кварковая система $q^2\bar{q}^2$ может легко перестроиться в состояние из двух $(q\bar{q})$ и $(q\bar{q})$ слабо связанных мезонов, образуя мезон-мезонную молекулу. Такая система имеет большую вероятность распада (большую ширину резонанса) и ее будет трудно идентифицировать в эксперименте. Исключение составляют предсказываемые мезонные молекулы [17] с K-мезонами, а также $\rho\rho$- и $\omega\omega$-молекулы.

На рис. 3 схематично представлен массовый спектр обычных $q\bar{q}$-мезонов и предсказаний моделей в настоящий момент для глюболов, гибридов и мезон-мезонных молекул. На рисунке хорошо видно, какие значения $\mathbf{J^{PC}}$ нонетов могут быть и в каком порядке по возрастанию массы они расположены.

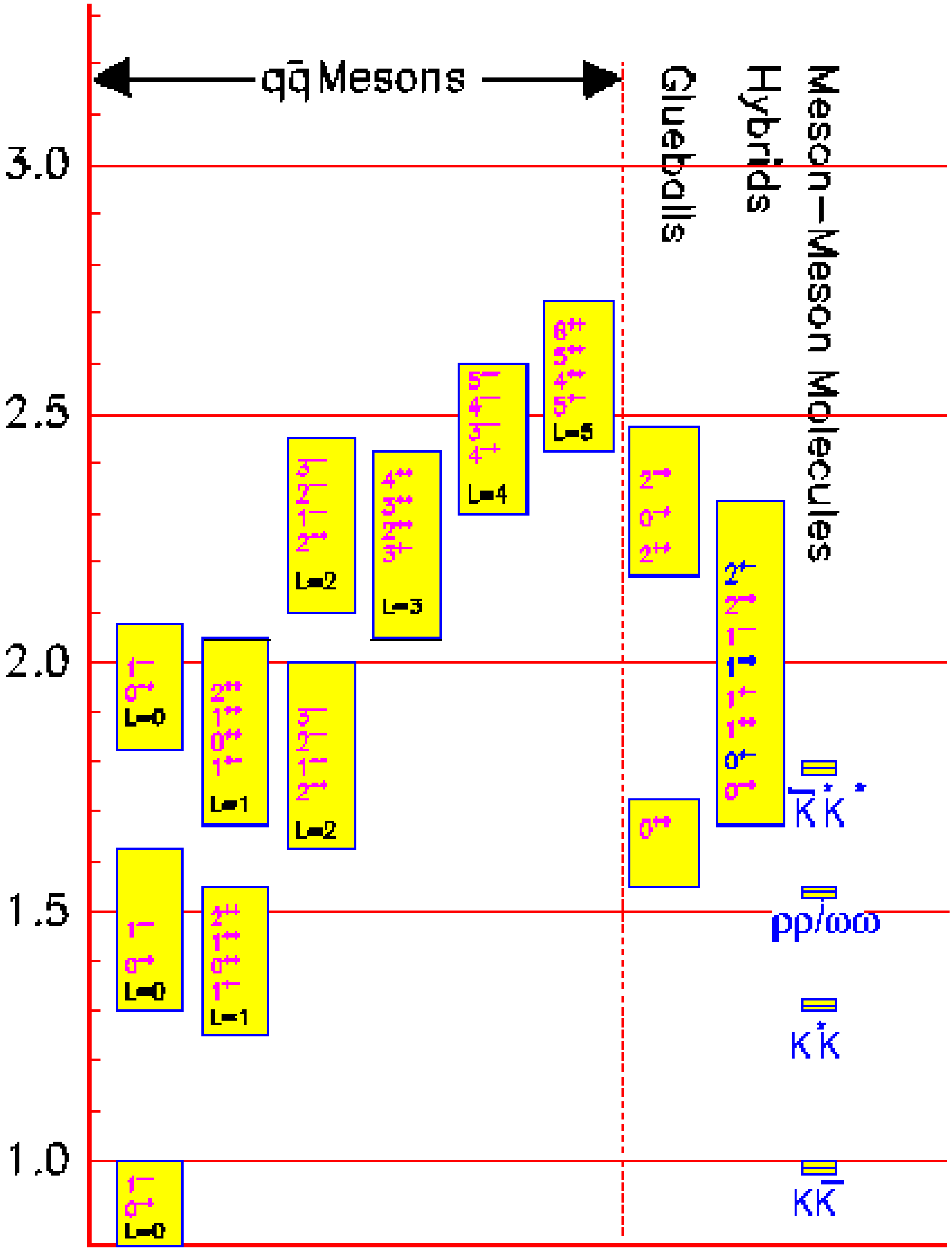

Рис. 3: Массовый спектр мезонов с легкими кварками для обычных $q\bar{q}$-мезонов. Представлены также предсказания моделей для глюболов, гибридов и мезонных молекул. По вертикальной оси масса дана в ГэВ/с^2. Значения $\mathbf{J^{PC}}$ соответствуют нонету мезонов. Значения L относятся к орбитальному моменту между кварками.

Перечислим признаки экзотических состояний.

1. Значения $\mathbf{J^{PC}}$, неразрешенные в кварковой модели. Они соответствуют значениям 0^{--} и состояниям с натуральной четностью $\varepsilon = +1$ и $\mathbf{CP} = -1$, т.е. $\mathbf{J^{PC}} = 0^{+-}$, 1^{-+}, 2^{+-}, 3^{-+}, ... Эти значения являются ярким и однозначным признаком экзотики, но они не исчерпывают набора экзотических состояний.

2. Лишние (дополнительные) состояния в рамках данного мезонного нонета. В этом случае квантовые числа $\mathbf{J^{PC}}$ соответствуют кварковой модели, но другие свойства мезона (масса, ширина) могут быть отличны от мезонов нонета.

3. Возможны особые соотношения для вероятностей распада экзотического состояния по различным каналам, отличающиеся от предсказываемых кварковой моделью. Этому вопросу будет посвящена часть II.

4 Заключение

В настоящей работе дана классификация мезонов, содержащих легкие кварки. Подробно разобраны схемы образования главных квантовых чисел $\mathbf{J^{PC}}$ в кварковой модели и в моделях, предсказывающих КХД экзотику: глюболы и гибриды. Наиболее интересным заключением является то, что гибриды с необычными квантовыми числами $\mathbf{J^{PC}} = 0^{+-}, 1^{-+}, 2^{+-}$ должны содержать кварки с параллельно выстроенными спинами, т.е. $S_{q\bar{q}} = 1$.

Авторы благодарят Н.П.Карпинскую за набор и правку текста и рисунков.

Список литературы

[1] Я.Коккедэ. Теория кварков. М., Мир, 1971

[2] S.U.Chung. "C- and G-parity: a New Definition and Applications", BNL-QGS-95-02

[3] D.Groom et al. The Particle Data Group. Eur. Phys. J. **C15** (2000) 1

[4] G.Bali et al. Phys. Lett. **B309** (1993) 378

[5] C.Morningstar and M.Peardon. Phys. Rev. **D60** (1999) 034509

[6] S.U.Chung. Hybrid Mesons and Gluebals. BNL Preprint, QGS95–31, 1999

[7] G.M.Beladidze et al. Phys. Lett. **B313** (1993) 276;
D.V.Amelin et al. Phys. Lett. **B356** (1995) 595

[8] D.R.Thompson et al. Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 1630;
S.U.Chung et al. Phys. Rev. **D60** (1999) 092001;
G.S.Adams et al. Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 5760

[9] A.Abele et al. Phys. Lett. **B423** (1998) 175;
A.Abele et al. Phys. Lett. **B446** (1999) 349;
C.Amsler. Rev. Mod. Phys. **70** (1998) 1293

[10] C.J.Morningstar et al. Confinement III, Newport News, VA, 1998, hep-lat/9809015

[11] T.Barnes. Nucl. Phys. **B158** (1979) 171;
T.Barnes, F.E.Close, F. de Viron. Nucl. Phys. **B224** (1983) 241;
M.Chanowitz and S.Sharpe. Nucl. Phys. **B222** (1983) 211;
M.Chanowitz and S.Sharpe. Nucl. Phys. **B228** (1983) 588

[12] N.Isgur, R.Kokoski and J.Paton. Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 869;
N.Isgur and J.Paton. Phys. Rev. **D31** (1985) 2910;
J.Merlin and J.Paton. Phys. Rev. **D35** (1987) 1668

[13] F.Iddir and A.S.Safir. The decay of the observed $J^{PC} = 1^{-+}(1400)$ and $J^{PC} = 1^{-+}(1600)$ hybrid candidates, hep-ph/0010121

[14] C.Bernard et al. [MILC Collaboration], Phys. Rev. **D56** (1997) 7039

[15] P.Lacock et al. [UKQCD Collaboration], Phys. Lett. **B401** (1997) 308

[16] R.L.Jaffe and K.Johnson. Phys. Lett. **B60** (1976) 201;
R.Jaffe. Phys. Rev. **D15** (1977) 267

[17] J.Weinstein and N.Isgur. Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 659;
J.Weinstein and N.Isgur. Phys. Rev. **D27** (1983) 588;
J.Weinstein and N.Isgur. Phys. Rev. **D41** (1990) 2236