

МАССЫ 92 1s-АДРОНОВ В МОДЕЛИ КИРАЛЬНО-ИНВАРИАНТНОГО ФАЗОВОГО ОБЪЕМА

© 2025 г. М. В. Косов^{1,*}

Поступила в редакцию 28.11.2024 г.; после доработки 21.02.2025 г.; принята к публикации 21.02.2025 г.

В модели Кирально-Инвариантного Фазового Объема конституентные кварки адронов окружены непертурбативным вакуумом с температурой кипения T_c . Цветоэлектрическая энергия связи E_{ce} пропорциональна приведенной энергии кварков ε_q . Спиновые произведения цветомагнитного расщепления E_{cm} рассчитываются в соответствии с упрощенными правилами парастатистики. Массы 61 адрона описаны восемью параметрами, включая T_c и пять масс кварков. Предсказаны массы 21 адрона, включая адроны с двумя и тремя тяжелыми кварками.

Ключевые слова: Кирально-Инвариантный Фазовый Объем, непертурбативный вакуум, тяжелые кварки, массы адронов

DOI: 10.31857/S0044002725020046, **EDN:** GKYUMP

1. ВВЕДЕНИЕ

Модель Кирально-Инвариантного Фазового Объема CHIPS (Chiral-Invariant Phase Space) для расчета спектра масс адронов из легких кварков была предложена в [1]. Главной целью работы [1] было продемонстрировать, что значение температуры кипения вакуума T_c [2], которое было получено в динамической CHIPS-модели [3–7], может описывать и массы легких 1s-адронов. Непертурбативная CHIPS-модель структурных функций [8, 9] включает и тяжелые кварки [8], поэтому обобщенная на тяжелые кварки массовая формула CHIPS должна описать массы всех 1s-адронов. Массы 1s-адронов без учета цветоэлектрической энергии связи и цветомагнитного расщепления могут быть рассчитаны для любых масс кварков с помощью формулы (1), выведенной в [1]. Необходимо было обобщить расчет цветоэлектрических и цветомагнитных поправок к массам адронов [1] на тяжелые кварки. Явление конфайнмента адронов не объяснялось ни в пионерской работе Боголюбова [10] для кварков, удерживаемых в s -состоянии, ни в MIT-модели мешков [11] для кварков, удерживаемых давлением непертурбативного вакуума. Так же без объяснений явление конфайнмента постулируется и в CHIPS-модели. Модель CHIPS не использует ни потенциальную яму [10], ни давление непертурбативного вакуума [11], а вместо этого постулируется термостат непертурбативного вакуума для внутреннего пертурбативного вакуума

удерживаемых кварков, предполагая, что тяжелые кварки 1s-адронов занимают асимптотически свободную [12, 13] центральную область, а легкие кварки могут глубоко проникать в окружающий непертурбативный вакуум, который экранирует цветовой заряд легких кварков [14]. Базовая масса M , не включающая цветоэлектрические и цветомагнитные поправки, для n кварков с массами m_i при температуре T_c рассчитывается по формуле, выведенной в [1]:

$$M = \sqrt{\sum_{i=1}^n m_i^2 + 2 \sum_{i=1}^n \sum_{j < i} (2T_c + x_i)(2T_c + x_j)}, \quad (1)$$

где $x_i = m_i \frac{K_0(m_i/T_c)}{K_1(m_i/T_c)}$, K_0 и K_1 — функции Макдональда. Для легких $m_i \approx 0$ кварков $M = 2T_c \sqrt{n(n-1)}$.

Цветоэлектрические и цветомагнитные поправки к адронным массам определяются бегущей константой связи сильного взаимодействия $\alpha_s(m)$. Непертурбативную CHIPS-модель можно развить только для простой аппроксимации величины $\alpha_s(m)$, справедливой для любой массы m . Как в случае структурных функций [8] при росте Q^2 , так и с ростом m^2 [9] все больше ароматов кварков дают свой вклад в величину $\alpha_s(m)$. Это можно учесть степенью падения меньшей единицы в формуле $\alpha_s(m)^{-1} \sim \ln\left(\frac{m^2}{\Lambda_{QCD}^2}\right)$. Чтобы избежать сингулярно-

¹⁾ Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия.

* E-mail: Kosov@vniiia.ru

сти при малых m , можно заменить m^2 на $m^2 + \Lambda_0^2$ ($\Lambda_0^2 > \Lambda_{\text{QCD}}^2$). Соответствующая функция

$$\alpha_s(m) = \frac{0.918}{\left[\ln\left(\frac{m^2 + 0.374^2}{0.3^2} \right) \right]^{0.843}}, \quad (2)$$

где величины m и Λ в ГэВ, сравнивается на рис. 1 с величинами $\alpha_s(m)$ из таблиц PDG [15]. Согласно этой формуле (2) для Z -бозона $\alpha_s(91.188) = 0.118$ и $\alpha_s(0) = 1.83$.

Для кварковых пар цветоэлектрическая энергия связи пропорциональна $\alpha_s^2(\mu_{ij})$, где $\mu_{ij} = \frac{m_i m_j}{m_i + m_j}$ — приведенная масса кварков с массами m_i и m_j . В модели CHIPS [1] цветоэлектрическое взаимодействие легких кварков ($q = u, d$) считается полностью экранированным непертурбативным вакуумом: $E_{\text{CE}}^{qQ} = 0$ ($Q = u, d, s, c, b$). Если оба кварка тяжелее

u - и d -кварков, цветоэлектрическая массовая поправка для мезонов записывается в виде

$$E_{\text{CE}}^{ij} = A_{\text{CE}} \cdot f(\mu_{ij}) \cdot \alpha_s^2(\mu_{ij}) \cdot \varepsilon_{ij}, \quad (3)$$

где $\varepsilon_{ij} = \frac{E_i \cdot E_j}{E_i + E_j}$ — релятивистская приведенная

энергия [16], $a f(\mu_{ij})$ — коэффициент экранировки, который обращается в нуль при $\mu_{ij} = 0$ и в единицу при $m \gg T$. Если измерять приведенную массу в единицах \hat{T}_c , тогда функция $f(\mu)$ может быть записана в виде:

$$f(\mu) = \left(\frac{\mu}{\hat{T}_c + \mu} \right)^5. \quad (4)$$

Степень 5 является, фактически, скрытым параметром модели. Оказалось, что безразмерный варьируемый параметр $A_{\text{CE}} = 5.13$ также близок к 5. Следуя работе [1], средние энергии кварков E_i

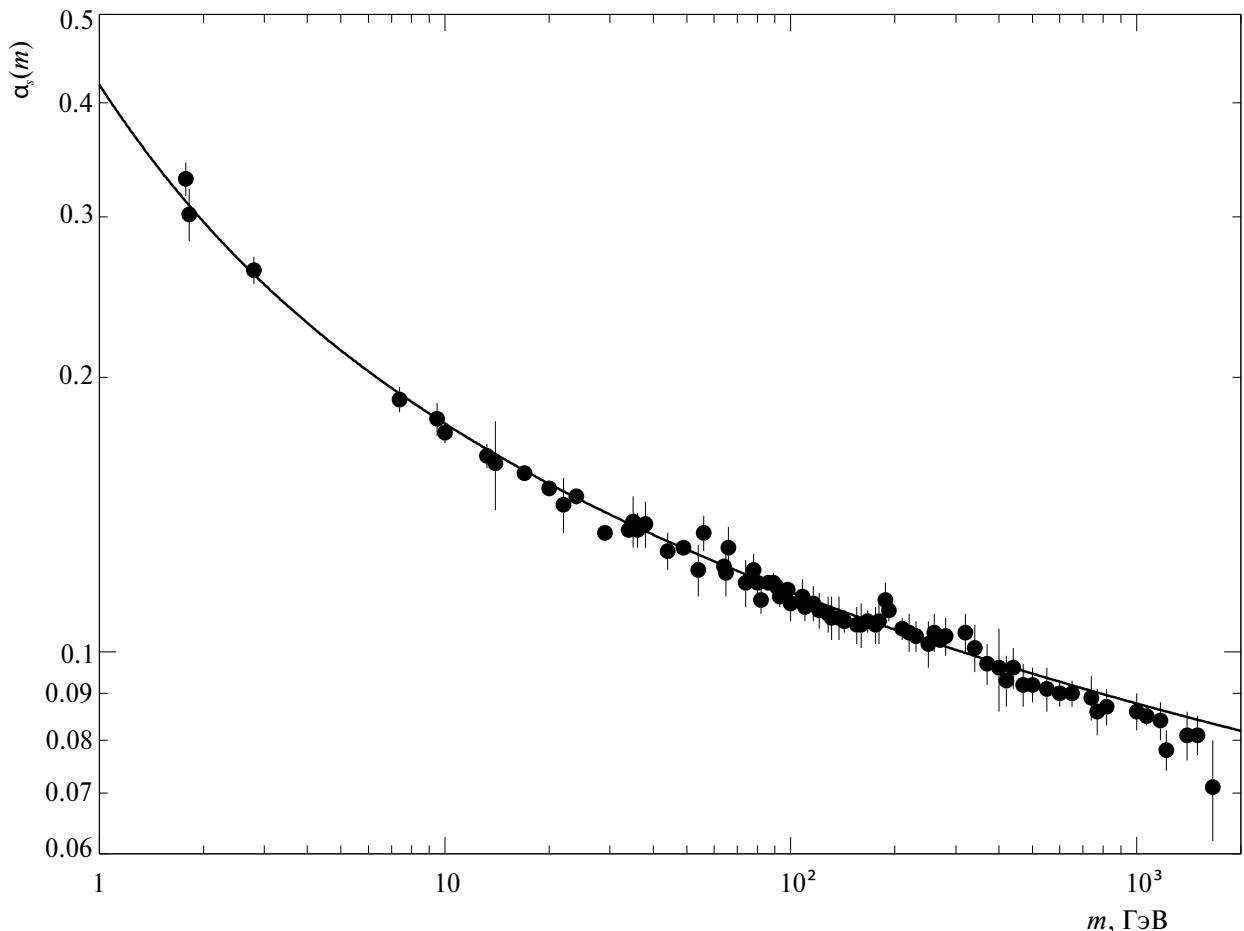


Рис. 1. Сравнение аппроксимирующей функции (2) с $\alpha_s(m)$ данными PDG [15].

в адроне с массой M можно найти, предполагая, что кварки имеют равные кинетические энергии: для мезонов

$$E_1 = \frac{M + m_1 - m_2}{2} \text{ и } E_2 = \frac{M + m_2 - m_1}{2},$$

а для барионов

$$E_1 = \frac{M + 2m_1 - m_2 - m_3}{3}, E_2 = \frac{M + 2m_2 - m_1 - m_3}{3}$$

$$\text{и } E_3 = \frac{M + 2m_3 - m_1 - m_2}{3}.$$

Для барионов полная энергия связи рассчитывается как

$$E_{\text{CE}}^{ijk} = \frac{1}{2} (E_{\text{CE}}^{ij} + E_{\text{CE}}^{jk} + E_{\text{CE}}^{ik}), \quad (5)$$

где E_{CE}^{ij} определяется формулой (3), и сумма энергий связи кварковых пар бариона делится на 2, поскольку для мезонов $(\lambda_i + \lambda_j)^2 = 0$ и $\lambda_i, \lambda_j = -\lambda^2$, а для барионов $(\lambda_i + \lambda_j + \lambda_k)^2 = 0$ и $\lambda_i, \lambda_j = -\frac{\lambda^2}{3}$.

Следуя работе [1] для qQ кварковых пар непертурбативное цветомагнитное расщепление мезонов рассчитывается как

$$E_{\text{CM}}^{ij} = \frac{T_c^3 \cdot a_{ij}}{E_i \cdot E_j}, \quad (6)$$

где $a_{ij} = \langle s_i, s_j \rangle$ — величины усредненных спиновых произведений [1]. Для тяжелых ss , sh и hh ($h = c, b$) кварковых пар сила цветомагнитного взаимодействия на малых расстояниях пропорциональна эволюционному радиусу тяжелой кварковой пары [17], который обратно пропорционален квадрату ϵ_{ij} . Таким образом, для тяжелых кварковых пар в мезонах цветомагнитное расщепление масс рассчитывается по формуле

$$E_{\text{CM}}^{ij} = B_{\text{CM}} \cdot \frac{a_{ij} \cdot E_i \cdot E_j}{(E_i + E_j)^2}. \quad (7)$$

Величина варьируемого параметра $B_{\text{CM}} = 124$ МэВ оказалась близкой к половине T_c .

Для барионов

$$E_{\text{CM}}^{ijk} = \frac{E_{\text{CM}}^{ij} + E_{\text{CM}}^{jk} + E_{\text{CM}}^{ik}}{v_{32}}, \quad (8)$$

где $v_{32} = \sqrt[3]{\frac{3}{2}}$ — коэффициент “отношения объемов адронов” [1]. Необходимо подчеркнуть, что цвето-

электрические и цветомагнитные поправки не являются основной целью статьи, поэтому они подгонялись всего двумя свободными параметрами A_{CE} и B_{CM} , хотя T_c в формулах (4) и (6), а также 5 в формуле (4) могут рассматриваться как дополнительные скрытые параметры.

Коэффициенты цветомагнитного расщепления a_{ij} приводятся в нормировке работы [1]. Для мезонов с $S = 0$ $a_{12}^{(0)} = -4$, а для мезонов с $S = 1$ $a_{12}^{(1)} = \frac{4}{3}$. Для барионов с $S = \frac{3}{2}$ $a_{ij}^{(3/2)} = \frac{2}{3}$. Для барионов с $S = \frac{1}{2}$ можно использовать правило сумм $\sum_{i>j} a_{ij}^{(1/2)} = -2$, но для конкретной $a_{ij}^{(1/2)}$ величины нужно использовать правила статистики. Наиболее известной неопределенностью является неопределенность для барионов, состоящих из трех кварков разных ароматов и имеющих $I = 0$, например, для Λ -барионов. В работе [1] для Λ использовались правила традиционной статистики Гелл-Мана [18], поэтому для всех трех спиновых произведений $a_{ij}^{(1/2)} = -\frac{2}{3}$. Более общая аппроксимация доказала, что это статистическое решение не способно описать разность масс Σ^0 и Λ .

Задолго до работы Гелл-Мана [18] “цветовая” статистика была рассмотрена в рамках обобщенной теории поля Грина [19], в которой спиновая статистика кварков бариона была предсказана в рамках парадигмы паростатистики третьего ранга. Правила Грина можно было применять в разной калибровке, и почти сразу после работы Гелл-Мана, а возможно, и параллельно с ней, Гринберг [20] предложил калибровку, в которой “цвет”, подобно электрическому заряду, и спин в теории поля Грина независимы, как и в решении Гелл-Мана. Тем не менее, позже Бракен и Грин рассмотрели другую возможную калибровку паростатистики [21], которая могла значительно изменить значения усредненных спиновых произведений a_{ij} . Грубо говоря, в предложенной калибровке предполагалось, что если кварки уже антисимметризованы по цвету, то они симметризуются по спину. Это значит, что внутри барионного конфайнмента цветные кварки могут вести себя как белые бозоны. Согласно упрощенному правилу паростатистики, используемому в предлагаемой CHIPS-аппроксимации, все кварки одного аромата стремятся к одинаковой

ориентации спинов $a_{\uparrow\uparrow} = \frac{2}{3}$, а, развернувшись в разные стороны, они будут иметь $a_{\uparrow\downarrow} = -\frac{4}{3}$ [1]. Сложность для упрощенной паростатистики является то, что имеется три цвета, а не два состояния, как в случае спинов и изоспинов. Барионы из трех кварков различных ароматов могут

находиться в изосинглетном состоянии (например, Λ) только в виде суперпозиции состояний с противоположными спинами легких夸克ов ($u\uparrow d\downarrow$) и ($u\downarrow d\uparrow$), поскольку состояния с параллельными спинами одинаковых легких夸克ов соответствуют изовекторному состоянию (например, Σ) со спиновыми конфигурациями триплета: ($u\uparrow u\uparrow$), ($u\uparrow d\uparrow$) и ($d\uparrow d\uparrow$). Аналогичное правило для “двуих легчайших夸克ов” применялось в CHIPS-аппроксимации даже для Ω_{bc} -бариона и для других тяжелых Ω - и Ξ -барионов, составленных из夸克ов трех различных ароматов, но полученные значения масс для этих барионов доказывают, что это простое решение неидеально. Таким образом, изотриплетный Σ^0 -барион имел упрощенную спиновую структуру ($s\downarrow d\uparrow u\uparrow$), а в изосинглетном Λ -барионе смешивались две спиновые структуры ($s\uparrow d\uparrow u\downarrow$) и ($s\uparrow d\downarrow u\uparrow$). При смешивании

$$\left(a_{sd} = \frac{2}{3}, a_{su} = -\frac{4}{3}, a_{du} = -\frac{4}{3} \right)$$

и

$$\left(a_{sd} = -\frac{4}{3}, a_{su} = \frac{2}{3}, a_{du} = -\frac{4}{3} \right)$$

получается

$$\left(a_{sd} = -\frac{1}{3}, a_{su} = -\frac{1}{3}, a_{du} = -\frac{4}{3} \right).$$

Аналогичные спиновые произведения были использованы для Λ_c -, Ξ_c -, Λ_b -, Ξ_b -, Ξ_{bc} - и Ω_{bc} -ба-

Таблица 1. Спиновые произведения $3 \cdot a_{ij}^{(1/2)}$ для барионов со спином $S = \frac{1}{2}$

H	qq	qs	ss	qc	sc	cc	qb	sb	cb	bb	H	qq	qs	ss	qc	sc	cc	qb	sb	cb	bb
N	-2	0	0	0	0	0	0	0	0	0	Ξ'_b	0	2	0	0	0	0	-4	-4	0	0
Λ	-4	-1	0	0	0	0	0	0	0	0	Ω_b	0	0	2	0	0	0	0	-4	0	0
Σ	2	-4	0	0	0	0	0	0	0	0	Ξ_{cc}	0	0	0	-4	0	2	0	0	0	0
Ξ	0	-4	2	0	0	0	0	0	0	0	Ω_{cc}	0	0	0	0	-4	2	0	0	0	0
Λ_c	-4	0	0	-1	0	0	0	0	0	0	Ξ_{bc}	0	0	0	-4	0	0	-1	0	-1	0
Σ_c	2	0	0	-4	0	0	0	0	0	0	Ξ'_{bc}	0	0	0	2	0	0	-4	0	-4	0
Ξ_c	0	-4	0	-1	-1	0	0	0	0	0	Ω_{bc}	0	0	0	0	-4	0	0	-1	-1	0
Ξ'_c	0	2	0	-4	-4	0	0	0	0	0	Ω'_{bc}	0	0	0	0	2	0	0	-4	-4	0
Ω_c	0	0	2	0	-4	0	0	0	0	0	Ω_{bcc}	0	0	0	0	0	0	2	0	0	-4
Λ_b	-4	0	0	0	0	-1	0	0	0	0	Ξ_{bb}	0	0	0	0	0	0	-4	0	0	2
Ξ_b	0	-4	0	0	0	0	-1	-1	0	0	Ω_{bb}	0	0	0	0	0	0	0	-4	0	2
Σ_b	2	0	0	0	0	0	-4	0	0	0	Ω_{bbc}	0	0	0	0	0	0	0	0	-4	2

рионов. В табл. 1 для $S = \frac{1}{2}$ барионов приведены коэффициенты $3 \cdot a_{ij}$, найденные в соответствии с упрощенными правилами парастатистики.

Окончательная массовая формула для $1s$ -мезонов имеет вид

$$m_h = M - E_{CE}^{12} + E_{CM}^{12}, \quad (9)$$

где базовая масса M определена формулой (1), E_{CE}^{ij} — формулой (3), и E_{CM}^{ij} — формулами (6) и (7). От изотопического спина рассчитанная масса мезона не зависит и определяется лишь массами夸克ов. Для $1s$ -барионов

$$m_h = M - \frac{1}{2}(E_{CE}^{12} + E_{CE}^{23} + E_{CE}^{13}) + E_{CM}^{123}, \quad (10)$$

где E_{CM}^{123} определена формулой (8). Для夸克овых пар с легкими夸克ами цветоэлектрическая энергия связи $E_{CE} = 0$, а для тяжелых夸克овых пар величины E_{CE} определяются формулой (3). Цветомагнитные массовые поправки E_{CM} для легких夸克ов рассчитываются по формуле (6), а для тяжелых — по формуле (7).

2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ АППРОКСИМАЦИИ МАСС АДРОНОВ

В работе [1] цветоэлектрические энергии связи адронов, составленных из легких夸克ов, считались пренебрежимо малыми, а цветомагнитные

расщепления можно было сократить, так что для легких мезонов

$$m_{2q} = \frac{m_\pi + 3 \cdot m_\omega}{4} = 621.5 \text{ МэВ}$$

$$\left(T_c = \frac{m_{2q}}{2\sqrt{2}} = 219.7 \text{ МэВ} \right),$$

а для легких барионов

$$m_{3q} = \frac{m_N + m_\Delta}{2} = 1085.5 \text{ МэВ}$$

$$\left(T_c = \frac{m_{3q}}{2\sqrt{6}} = 221.5 \text{ МэВ} \right).$$

Поскольку величина QCD массы пиона смешиается с небольшой массой псевдоголдстоуновского пиона [22], экспериментально измеренная масса пиона может быть значительно меньше предсказанной CHIPS массы. По этой причине масса пиона была исключена из новой аппроксимации, а также вместо октетной массы $m_{\eta_8} = m_{\eta'} - \frac{1}{2}(m_\eta - m_\pi)$, использованной в работе [1], в новой аппроксимации была использована величина $m_{\eta_{8\pi}} = m_{\eta_8} - \frac{m_\pi}{2} = m_{\eta'} - \frac{m_\eta}{2}$.

При аппроксимации базовых масс были найдены следующие шесть параметров: $T_c = 220.5 \text{ МэВ}$, $m_u = 4.5 \text{ МэВ}$, $m_d = 11 \text{ МэВ}$, $m_s = 267.5 \text{ МэВ}$, $m_c = 1500 \text{ МэВ}$, $m_b = 4865 \text{ МэВ}$

$$\left(\frac{m_d}{m_u} = 0.41, \frac{2m_s}{m_u + m_d} = 34.5, \frac{m_b}{m_c} = 3.24 \right).$$

Для сравнения массы кварков из PDG [15]: $m_u = 2.5 \text{ МэВ}$, $m_d = 4.7 \text{ МэВ}$, $m_s = 93.4 \text{ МэВ}$, $m_c = 1270 \text{ МэВ}$, $m_b = 4180 \text{ МэВ}$

$$\left(\frac{m_d}{m_u} = 0.47, \frac{2m_s}{m_u + m_d} = 27.3, \frac{m_b}{m_c} = 3.29 \right).$$

Видно, что массы кварков, полученные при CHIPS-аппроксимации, всегда больше PDG-масс, хотя значения отношений масс кварков близки к PDG-значениям. Результат новой CHIPS-аппроксимации показан на рис. 2 сплошной гистограммой по номеру адрона N и в табл. 2–4 — в колонках M_{CH2} . В колонках M_{ex} приводятся значения PDG-масс [15]. В табл. 2 в колонке M_{CH1} показан результат CHIPS-аппроксимации из работы [1], а в колонках M_{th} табл. 3–5 приведены наиболее близкие к экспериментальным значениям предсказания работ [23–31].

В колонках $|\Delta|$ рассчитаны абсолютные значения разностей теоретических и экспериментальных масс. В колонках “Спины” приведена упрощенная спиновая структура, использованная при CHIPS-аппроксимации.

Как обсуждалось в работе [1], при расчете масс адронов модель мешков MIT [32] плохо описывает K^- , Σ^- , ϕ - и Ξ -адроны, а недавний “ab initio” расчет [33] плохо описывает K^* , Σ^* , Δ^* , Σ^* и Ξ^* . По сравнению со старой CHIPS-аппроксимацией [1] новая CHIPS-аппроксимация, за исключением пионов, описывает 1s-адроны из легких u -, d - и s -кварков примерно также, если не считать отклонение в старой аппроксимации от массы Σ^- более, чем на 10 МэВ. Заметим, что для ρ/ω из-за независимости модельной массы от изоспина сравнение производится с их средней массой, причем старая аппроксимация давала значение близкое к массе ω , а новая аппроксимация — ближе к массе ρ . Что касается выбора спиновой структуры, экспериментальная разность масс $m_{\Sigma^0} - m_\Lambda = 76.9 \text{ МэВ}$, при старой аппроксимации она равнялась 62 МэВ, а в новой аппроксимации равна 74.4 МэВ, что значительно лучше.

Из рис. 2 видно, что отношение энергии связи к базовой массе (штриховая гистограмма и правая ось) никогда не превышает 10%, причем для половины 1s-адронов эта поправка пренебрежимо мала. Результаты новой CHIPS-аппроксимации для измеренных масс адронов, содержащих c -кварк, приведены в табл. 3. В колонке M_{th} приведены самые близкие к экспериментальным данным предсказания теоретических работ [23–27, 29]. Из-за неопределенности упрощенной спиновой структуры в новой CHIPS-аппроксимации массы Ξ_c^- и Ξ_c' -барионов аппроксимируются хуже, чем для других 1s-барионов. Кроме того, экспериментальная разность масс $m_{J/\psi} - m_{\eta_c} = 113 \text{ МэВ}$ недооценена при CHIPS-аппроксимации (83 МэВ), но хорошее предсказание массы $m_{\Xi_{cc}^{++}} = 3621.6 \text{ МэВ}$ [34] ($m_{\Xi_{cc}^{++}} = 3634.6 \text{ МэВ}$) доказывает, что предсказания CHIPS могут быть лучшим целеуказанием при поиске барионов с двумя c -кварками, чем лучшее теоретическое предсказание работы [26] 3579 МэВ. Заметим, что для cc и bb $S = \frac{1}{2}$ барионов в CHIPS отсутствует неопределенность спиновой функции. Для разных спиновых структур Λ_c и Σ_c в эксперименте разность масс $m_{\Sigma_c^+} - m_{\Lambda_c^+} = 166.1 \text{ МэВ}$, а CHIPS дает 160.1 МэВ.

Результаты новой CHIPS-аппроксимации для измеренных масс адронов, содержащих b -кварк, приведены в табл. 4. Экспериментальная разность масс $m_Y - m_{\eta_b} = 61.7 \text{ МэВ}$ недооценена при CHIPS-аппроксимации (43.3 МэВ) так же, как и для cc -мезонов. Что касается спиновой структуры Λ_b и Σ_b , экспериментальная разность $m_{\Sigma_b^0} - m_{\Lambda_b^0} = 193.8$

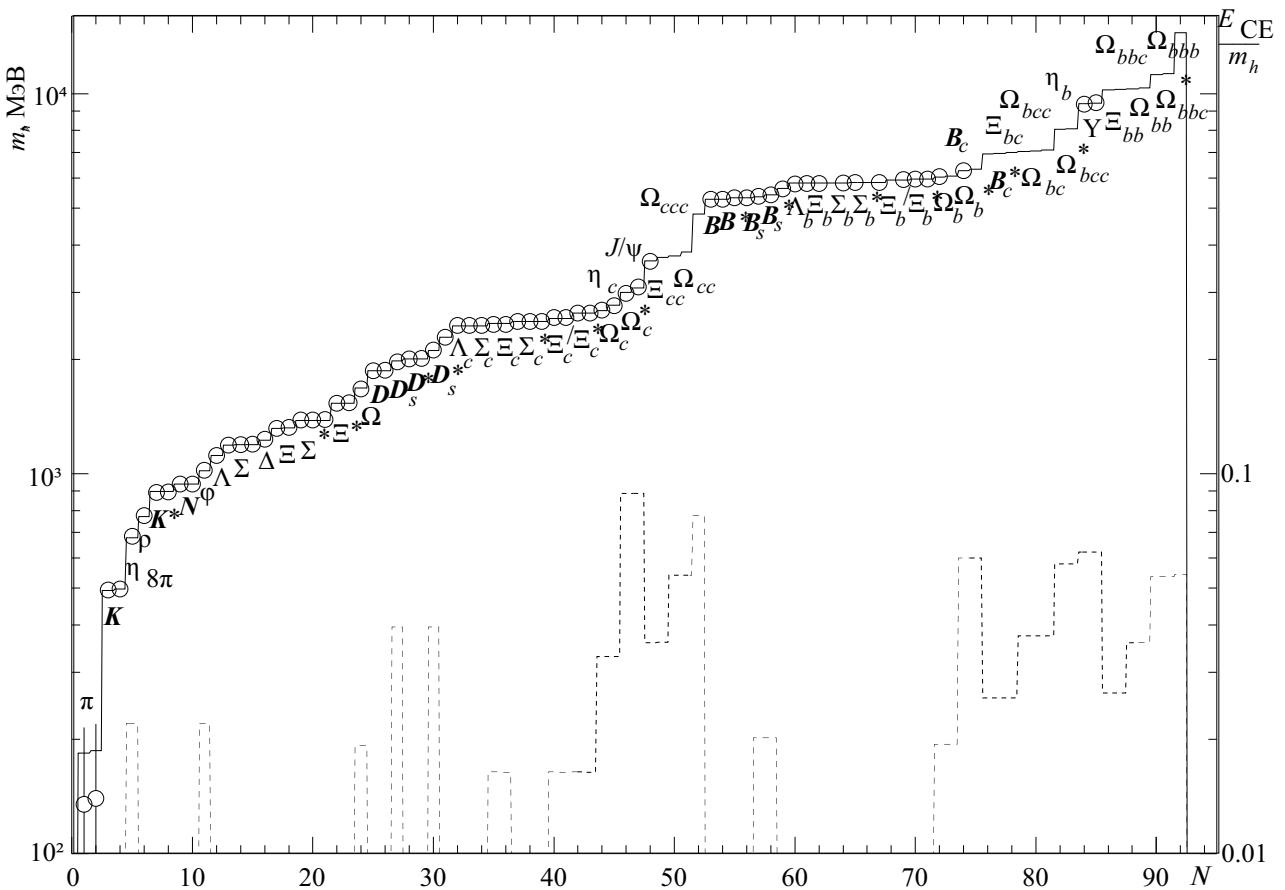


Рис. 2. Сравнение CHIPS масс (сплошная гистограмма) с данными PDG (кружки). Штриховая гистограмма — доля энергии связи в массе адрона.

МэВ, а CHIPS дает 193 МэВ, тогда как в работе [27] предсказывается 183 МэВ, так что решение параметристики для Λ/Σ -расщепления оказывается лучше в CHIPS.

Предсказания для еще не измеренных масс Ω_b^* - и B_c^* -адронов приведены в табл. 5 вместе с предсказаниями для барионов с двумя и тремя тяжелыми кварками. В колонке M_{th1} показаны предсказания наиболее полной работы [23], а в колонке M_{th2} показаны самые последние предсказания. Видно, что наиболее существенно (в скобках указано отклонение в МэВ) предсказания CHIPS расходятся с предсказаниями других работ только для Ω_{cc} (22), B_c^* (20), Ξ_{bc}^* (17), Ω_{bc}' (21), Ω_{bc}^* (42), и только последнее отклонение лежит за пределами точно-стии CHIPS-аппроксимации.

3. СЛЕДСТВИЯ МОДЕЛИ ДЛЯ ИЗОСКАЛЯРНЫХ И ГИБРИДНЫХ АДРОНОВ

Основной целью CHIPS-аппроксимации адронных масс является подтверждение массовой формулы (1), подчеркивающей фундаментальное

значение температуры кипения непертурбативного вакуума T_c . Величину T_c можно сравнить с $\Lambda_{\text{MS}}^{(2)} = 255 \pm 20$ МэВ [35] или $\sqrt[3]{\langle q\bar{q} \rangle^0} = 283 \pm 2$ МэВ [36]. Сегодня T_c обычно называют температурой деконфайнмента [37, 38]. Поправки на цветоэлектрические и цветомагнитные взаимодействия夸арков затрудняют определение точного значения величины T_c . Можно оценить массы адронов, состоящих только из глюонов, в которых цветоэлектрические и цветомагнитные поправки отсутствуют. Предсказанные CHIPS массы рассчитываются по простой формуле: $m_n = 2T_c\sqrt{n(n-1)}$, где n — количество глюонов. Соответствующие массы: $m_2 = 623.7$ МэВ, $m_3 = 1080.2$ МэВ, $m_4 = 1527.7$ МэВ, $m_5 = 1972.2$ МэВ, $m_6 = 2415.5$ МэВ. Массы изовекторных вакуумных f_0 -мезонов имеют массы: неопределенное значение 400–800 МэВ, 990 ± 20 МэВ, 1522 ± 25 МэВ, 1982 ± 10 МэВ из [15] и $X(2370)$, недавно открытый на BESIII [39], которые соответствуют базовым массам CHIPS, несмотря на возможные поправки, связанные с глюон-глюонным взаимодействием. То, что изоскалярные вакуумные мезоны обладают уникальным свойством подавления $\gamma\gamma$ -канала

Таблица 2. Массы 1s-адронов из легких кварков

<i>N</i>	<i>H</i>	Спины	<i>M</i> _{ex}	<i>M</i> _{CH1}	$ \Delta $	<i>M</i> _{CH2}	$ \Delta $
1	π^0	$\frac{(u \uparrow \bar{u} \downarrow + d \uparrow \bar{d} \downarrow)}{\sqrt{2}}$	135.0	152.0	17.0	184.0	49.0
2	π^-	$d \uparrow \bar{u} \downarrow$	139.6	152.0	13.0	186.4	47.0
3	K^+	$s \uparrow \bar{u} \downarrow$	493.7	485.0	8.7	493.0	0.7
4	K^0	$s \uparrow \bar{d} \downarrow$	497.6	489.0	8.6	496.9	0.7
5	η_{8_π}	$s \uparrow \bar{s} \downarrow$	683.7	678.0	4.1	678.9	4.8
6	ρ / ω	$q \uparrow \bar{q} \uparrow$	778.9	785.0	6.1	771.5	7.4
7	K^{*+}	$s \uparrow \bar{u} \uparrow$	891.8	898.0	6.2	897.6	5.9
8	K^{*0}	$s \uparrow \bar{d} \uparrow$	895.6	899.0	3.4	897.9	2.3
9	p	$u \uparrow u \uparrow d \downarrow$	938.3	939.0	0.7	938.3	0.0
10	n	$d \uparrow d \uparrow u \downarrow$	939.6	941.0	1.4	939.8	0.2
11	ϕ	$s \uparrow \bar{s} \uparrow$	1019.5	1018.0	1.5	1018.1	1.4
12	Λ	$\frac{s \uparrow u \uparrow d \downarrow + s \uparrow u \downarrow d \uparrow}{\sqrt{2}}$	1115.7	1123.0	7.3	1116.7	1.0
13	Σ^+	$u \uparrow u \uparrow s \downarrow$	1189.4	1182.0	7.4	1190.2	0.9
14	Σ^0	$u \uparrow d \uparrow s \downarrow$	1192.6	1185.0	7.6	1191.1	1.5
15	Σ^-	$d \uparrow d \uparrow s \downarrow$	1197.4	1187.0	10.0	1191.7	5.7
16	Δ	$q \uparrow q \uparrow q \uparrow$	1232.0	1231.0	1.0	1226.2	5.8
17	Ξ^0	$s \uparrow s \uparrow u \downarrow$	1314.9	1320.0	5.1	1314.1	0.8
18	Ξ^-	$s \uparrow s \uparrow d \downarrow$	1321.7	1323.0	1.3	1318.2	3.5
19	Σ^{*+}	$s \uparrow u \uparrow u \uparrow$	1382.8	1382.0	0.8	1379.6	3.2
20	Σ^{*0}	$s \uparrow u \uparrow d \uparrow$	1383.7	1384.0	0.3	1380.3	3.4
21	Σ^{*-}	$s \uparrow d \uparrow d \uparrow$	1387.2	1385.0	2.2	1380.6	6.6
22	Ξ^{*0}	$s \uparrow s \uparrow u \uparrow$	1531.8	1531.0	0.8	1531.2	0.6
23	Ξ^{*-}	$s \uparrow s \uparrow d \uparrow$	1535.0	1533.0	2.0	1531.1	3.9
24	Ω^-	$s \uparrow s \uparrow s \uparrow$	1672.4	1674.0	1.6	1678.7	6.3

Таблица 3. Массы измеренных 1s-адронов с c -кварком

N	H	Спины	M_{ex}	M_{th}	$ \Delta $	M_{CH2}	$ \Delta $
25	D^0	$c \uparrow \bar{u} \downarrow$	1864.8	1834 [23]	31.0	1864.0	0.8
26	D^+	$c \uparrow \bar{d} \downarrow$	1869.7	1834 [23]	36.0	1866.8	2.9
27	D_s	$c \uparrow \bar{s} \downarrow$	1968.4	1965 [23]	3.4	1978.2	9.8
28	D^{*0}	$c \uparrow \bar{u} \uparrow$	2006.8	2002 [23]	4.8	2003.5	3.3
29	D^{*+}	$c \uparrow \bar{d} \uparrow$	2010.3	2002 [23]	8.3	2004.3	6.0
30	D_s^*	$c \uparrow \bar{s} \uparrow$	2112.2	2119 [23]	6.8	2108.1	4.1
31	Λ_c^+	$c \uparrow u \uparrow d \downarrow + c \uparrow u \downarrow d \uparrow$ $\sqrt{2}$	2286.5	2286 [23]	0.5	2288.3	1.8
32	Σ_c^{++}	$u \uparrow u \uparrow c \downarrow$	2454.0	2460 [24]	6.0	2447.5	6.5
33	Σ_c^+	$u \uparrow d \uparrow c \downarrow$	2452.6	2452 [25]	0.6	2448.4	4.2
34	Σ_c^0	$d \uparrow u \uparrow c \downarrow$	2453.7	2445 [29]	8.9	2449.0	4.7
35	Ξ_c^+	$c \uparrow u \uparrow s \downarrow + c \uparrow u \downarrow s \uparrow$ $\sqrt{2}$	2467.7	2468 [25]	0.3	2482.1	14.0
36	Ξ_c^0	$c \uparrow d \uparrow s \downarrow + c \uparrow d \downarrow s \uparrow$ $\sqrt{2}$	2470.4	2474 [29]	3.6	2485.5	15.0
37	Σ_c^{*++}	$u \uparrow u \uparrow c \uparrow$	2518.4	2513 [29]	5.4	2514.4	4.0
38	Σ_c^{*+}	$u \uparrow d \uparrow c \uparrow$	2517.4	2520 [25]	2.5	2515.0	2.4
39	Σ_c^{*0}	$d \uparrow d \uparrow c \uparrow$	2518.5	2513 [29]	5.5	2515.2	3.3
40	Ξ_c^{*+}	$u \uparrow s \uparrow c \downarrow$	2578.2	2580 [29]	1.8	2560.6	18.0
41	Ξ_c^{*0}	$d \uparrow s \uparrow c \downarrow$	2578.7	2580 [29]	1.3	2562.0	17.0
42	Ξ_c^{*+}	$u \uparrow s \uparrow c \uparrow$	2645.1	2649 [29]	3.9	2643.1	2.0
43	Ξ_c^{*0}	$d \uparrow s \uparrow c \uparrow$	2646.2	2649 [29]	2.8	2643.5	2.7
44	Ω_c^0	$s \uparrow s \uparrow c \downarrow$	2695.2	2696 [27]	0.8	2685.5	9.7
45	Ω_c^{*0}	$s \uparrow s \uparrow c \uparrow$	2765.9	2757 [27]	9.1	2775.0	9.1
46	η_c	$c \uparrow \bar{c} \downarrow$	2983.9	3005 [23]	21.0	2998.9	15.0
47	J/Ψ	$c \uparrow \bar{s} \uparrow$	3096.9	3097 [23]	0.1	3081.7	15.0
48	Ξ_{cc}^{++}	$c \uparrow c \uparrow u \downarrow$	3621.6	3579 [26]	42.0	3634.6	13.0

Таблица 4. Массы измеренных 1s-адронов с b -кварком

N	H	Спины	M_{ex}	M_{th}	$ \Delta $	M_{CH2}	$ \Delta $
53	B^-	$b \uparrow \bar{u} \downarrow$	5279.3	5249 [23]	30.0	5278.8	0.5
54	B^0	$b \uparrow \bar{d} \downarrow$	5279.7	5249 [23]	31.0	5280.7	1.0
55	B^{*-}	$b \uparrow \bar{u} \uparrow$	5324.7	5306 [23]	19.0	5328.2	3.5
56	B^{*0}	$b \uparrow \bar{d} \uparrow$	5324.9	5306 [23]	19.0	5329.3	4.4
57	B_s^0	$b \uparrow \bar{s} \downarrow$	5366.9	5383 [23]	16.0	5358.7	8.2
58	B_s^{*0}	$b \uparrow \bar{s} \uparrow$	5415.4	5436 [23]	21.0	5413.3	2.1
59	Λ_b^0	$b \uparrow u \uparrow d \downarrow + b \uparrow u \downarrow d \uparrow$ $\sqrt{2}$	5619.6	5629 [27]	9.4	5625.8	6.2
60	Ξ_b^0	$b \uparrow u \uparrow s \downarrow + b \uparrow u \downarrow s \uparrow$ $\sqrt{2}$	5791.9	5803 [29]	12.0	5814.1	22.0
61	Ξ_b^-	$b \uparrow d \uparrow s \downarrow + b \uparrow d \downarrow s \uparrow$ $\sqrt{2}$	5797.0	5803 [29]	6.0	5817.7	21.0
62	Σ_b^+	$u \uparrow u \uparrow b \downarrow$	5810.6	5804 [29]	6.6	5818.1	7.5
63	Σ_b^0	$u \uparrow d \uparrow b \downarrow$	5813.4	5811 [27]	2.4	5818.8	5.4
64	Σ_b^-	$d \uparrow d \uparrow b \downarrow$	5815.6	5821 [27]	6.4	5819.2	3.6
65	Σ_b^{*+}	$u \uparrow u \uparrow b \uparrow$	5830.3	5826 [26]	4.3	5842.2	12.0
66	Σ_b^{*0}	$u \uparrow d \uparrow b \uparrow$	5833.6	5826 [26]	7.6	5842.8	9.2
67	Σ_b^{*-}	$d \uparrow d \uparrow b \uparrow$	5834.7	5825 [29]	10.0	5843.1	8.4
68	Ξ_b^{*0}	$u \uparrow s \uparrow b \downarrow$	5935.0	5939 [29]	4.0	5922.3	13.0
69	$\Xi_b^{\prime-}$	$u \uparrow s \uparrow b \downarrow$	5935.0	5939 [29]	4.0	5923.4	12.0
70	Ξ_b^{*0}	$u \uparrow s \uparrow b \downarrow$	5952.3	5944 [23]	8.3	5955.9	3.6
71	Ξ_b^{*-}	$u \uparrow s \uparrow b \uparrow$	5955.3	5960 [29]	4.7	5956.5	1.2
72	Ω_b^-	$s \uparrow s \uparrow b \downarrow$	6045.2	6067 [23]	22.0	6036.4	8.8
74	B_c^-	$b \uparrow \bar{c} \downarrow$	6274.5	6304 [23]	30.0	6274.7	0.3
84	η_b	$b \uparrow \bar{b} \downarrow$	9398.7	9438 [23]	39.0	9409.4	11.0
85	Y	$b \uparrow \bar{b} \uparrow$	9460.4	9460 [23]	0.4	9454.7	5.7

Таблица 5. Предсказания CHIPS для масс 1s-адронов

N	H	Спины	M_{th1}	M_{th2}	M_{CH2}
49	Ξ_{cc}^*	$c \uparrow c \uparrow q \uparrow$	3661 [23]	3710 [26]	3710.1
50	Ω_{cc}	$c \uparrow c \uparrow s \downarrow$	3710 [23]	3718 [26]	3739.7
51	Ω_{cc}^*	$c \uparrow c \uparrow s \uparrow$	3800 [23]	3847 [26]	3828.4
52	Ω_{ccc}	$c \uparrow c \uparrow c \uparrow$	4777 [23]	4978 [26]	4805.6
73	Ω_b^*	$s \uparrow s \uparrow b \downarrow$	6096 [23]	6065 [27]	6075.8
75	B_c^{*-}	$b \uparrow \bar{c} \downarrow$	6342 [23]	6472 [28]	6322.7
76	Ξ_{bc}	$b \uparrow c \uparrow q \downarrow + b \uparrow c \downarrow q \uparrow$ $\sqrt{2}$	6846 [23]	6959 [26]	6945.8
77	Ξ'_{bc}	$b \uparrow c \downarrow q \uparrow$	6891 [23]	6876 [31]	6970.9
78	Ξ_{bc}^*	$b \uparrow c \uparrow q \uparrow$	6919 [23]	6983 [30]	7000.6
79	Ω_{bc}	$b \uparrow c \uparrow s \downarrow + b \uparrow c \downarrow s \uparrow$ $\sqrt{2}$	6999 [23]	7098 [26]	7045.5
80	Ω'_{bc}	$b \uparrow c \downarrow s \uparrow$	7036 [23]	6951 [31]	7072.0
81	Ω_{bc}^*	$b \uparrow c \uparrow c \uparrow$	7063 [23]	7065 [31]	7107.3
82	Ω_{bcc}	$b \downarrow c \uparrow c \uparrow$	7984 [23]	8229 [26]	8050.7
83	Ω_{bcc}^*	$b \uparrow c \uparrow c \uparrow$	8005 [23]	8358 [26]	8082.5
86	Ξ_{bb}	$b \uparrow b \uparrow q \downarrow$	10062 [23]	10429 [26]	10223.5
87	Ξ_{bb}^*	$b \uparrow b \uparrow q \uparrow$	10101 [23]	10470 [26]	10251.4
88	Ω_{bb}	$b \uparrow b \uparrow s \downarrow$	10208 [23]	10478 [26]	10306.6
89	Ω_{bb}^*	$b \uparrow b \uparrow s \uparrow$	10244 [23]	10607 [26]	10345.2
90	Ω_{bbc}	$b \uparrow b \uparrow c \downarrow$	11139 [23]	11609 [26]	11241.3
91	Ω_{bbc}^*	$b \uparrow b \uparrow c \uparrow$	11163 [23]	11783 [26]	11294.1
92	Ω_{bbb}	$b \uparrow b \uparrow b \uparrow$	14276 [23]	15118 [26]	14455.9

распада, может свидетельствовать о значительной доле глюонных состояний в их структуре.

В модели CHIPS вместо орбитальных состояний $L = 1$ ($P_L = (-1)^L$) в конфайнмент 1s-адрона добавляется конституентный глюон с $S^P = 1^-$. Для масс \bar{q} -гибридов из-за модификации цветоэлектрических и цветомагнитных поправок расчет достаточно сложен, но для $\bar{q}q2g$ и для мезонов с большим числом глюонов цветоэлектрические и

цветомагнитные взаимодействия практически полностью экранированы, и появляются те же m_i -величины: $m_{\rho_3} \approx m_{\omega_3} \approx m_{\pi_2} \approx m_4$ для 3^- - и 2^- -мезонов и $m_{a_4} \approx m_5$ для 4^+ -мезонов. Можно ожидать, что $m_{\rho_5} \approx m_6$ и есть соответствующий кандидат с массой $m = 2350$ МэВ, но неизвестным спином. Для более тяжелых кварковых пар можно ожидать роста базовой массы на $2T_c = 441$ МэВ при добавлении глюона. Сокращая цветомагнитное расщепление масс, например, рассматривая $m_{qs} =$

$= \frac{3m_{K^*} + m_K}{4}$, дополнительная глюонная массовая добавка (например, $\Delta_{Qg} = m_{Qg} - m_{Qg}$ для Qg : 2⁺- и 1⁺-мезонов и Qg : 1⁻ и 0⁻-мезонов) может быть рассчитана для K -, D -, D_s -, B - и B_s -мезонов: $\Delta_{sq} = 590$ МэВ, $\Delta_{cq} = 477$ МэВ, $\Delta_{cs} = 466$ МэВ, $\Delta_{bq} = 440$ МэВ, $\Delta_{bs} = 440$ МэВ, которые при увеличении масс кварков стремятся к 441 МэВ. Для барионных гибридов трудно оценить изменение цветоэлектрических и цветомагнитных поправок при добавлении конституентного глюона, тем не менее, для

$$m_{qqs} = \frac{1}{4} \left(m_{\Lambda \frac{1}{2}^+} + m_{\Sigma \frac{1}{2}^+} + 2m_{\Sigma^* \frac{3}{2}^+} \right)$$

и

$$m_{qqs_g} = \frac{1}{4} \left(m_{\Lambda \frac{3}{2}^-} + m_{\Sigma \frac{3}{2}^-} + 2m_{\Sigma^* \frac{5}{2}^-} \right)$$

разность $m_{qqs_g} - m_{qqs} = 407$ МэВ близка к $2T_c$. Более точный расчет масс гибридов — тема отдельной работы.

4. СЛЕДСТВИЯ МОДЕЛИ ДЛЯ АДРОНОВ, СОДЕРЖАЩИХ t -КВАРКИ

Другим следствием массовой формулы CHIPS является расчет масс мезонов и барионов, содержащих t -кварки. Кажется, что из-за своего короткого времени жизни t -кварк вообще никогда не образует адроны, но зачем он тогда вообще существует в природе? Известно, что бозон Хиггса распадается на 2γ через t -кварковую петлю. В этом смысле бозон Хиггса можно рассматривать как $t\bar{t}$ -мезон, но обмен бозоном Хиггса между t и $t\bar{t}$ -кварками, имеющими очень большие массы ($m_t \approx 172.7$ ГэВ), обуславливает очень большую энергию связи, поскольку сила взаимодействия при обмене бозоном Хиггса пропорциональна пятой степени массы кварков. Энергия связи в таком Хиггс-бозоне должна быть $2 \cdot 172.7 - 125.3 \approx 220$ ГэВ. Тогда согласно грубой оценке такая же энергия связи должна быть и для бариона с двумя t -кварками, и его масса должна быть сравнима с массой Хиггс-бозона. Какова же должна быть полная энергия связи в барионе с тремя t -кварками? Если энергия связи двух t -кварков такая же, как в бозоне Хиггса, то $3t$ -барион может иметь отрицательную полную энергию $3(172.7 - 220) \approx -142$ ГэВ.

Виртуальные частицы могут иметь минимуму массу, но отрицательная масса, т.е. масса адрона, у которого энергия связи больше, чем сумма масс составляющих кварков, требует отдельного рассмотрения. Масса бозона Хиггса измерена доста-

точно точно, а вот масса t -кварка пока имеет большую неопределенность, поэтому есть три возможности: $m_t > m_H$ — тогда масса $3t$ -бариона может быть отрицательна, или $\frac{2}{3}m_H < m_t < m_H$ — тогда масса $3t$ -бариона положительна, но он будет стабилен, поскольку распад t -кварка увеличивает полную энергию в конечном состоянии, либо $m_t < \frac{2}{3}m_H$, тогда $3t$ -барион будет нестабилен. Современные данные свидетельствуют о большей вероятности первого варианта, но тогда можно представить, что непертурбативный вакуум с отрицательной плотностью энергии может включать кварковый $t\bar{t}$ -конденсат. С ростом плотности $t\bar{t}$ -конденсата становится существенным $3t$ -взаимодействие, и непертурбативный вакуум обретает отрицательную плотность энергии, как в модели $\lambda\phi^4$ -бозона Хиггса.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Достаточно точная CHIPS-аппроксимация масс 1s-адронов доказывает фундаментальность константы температуры кипения физического вакуума T_c . По сравнению с MIT-моделью кварковых мешков CHIPS-модель не требует высокой отрицательной плотности энергии физического вакуума, противоречащей величине Λ -члена уравнений ОТО. При CHIPS-аппроксимации масс полученные значения масс кварков несколько выше, чем в таблицах PDG [15]. Показано, что тот же метод расчета масс может быть распространен и на массы глюболов, и на массы гибридов, которые в CHIPS-модели 1s-адронов заменяют адроны с ненулевым орбитальным моментом кварков. Экстраполяция массовой формулы CHIPS может быть использована как целеуказание на величины масс еще не открытых барионов, содержащих два или три тяжелых кварка.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. V. Kossov, Eur. Phys. J. A **14**, 265 (2002).
2. K. G. Wilson, *Nobel Lecture* (1982).
3. P. V. Degtyarenko, M. V. Kossov, and H.-P. Wellisch, Eur. Phys. J. A **8**, 217 (2000).
4. P. V. Degtyarenko, M. V. Kossov, and H.-P. Wellisch, Eur. Phys. J. A **9**, 411 (2000).
5. P. V. Degtyarenko, M. V. Kossov, and H.-P. Wellisch, Eur. Phys. J. A **9**, 421 (2000).
6. M. V. Kossov, IEEE Trans. Nucl. Sci. **52**, 2832 (2005).
7. M. V. Kossov, Eur. Phys. J. A **33**, 7 (2007).
8. M. V. Kossov, Eur. Phys. J. A **34**, 283 (2007).
9. M. V. Kossov, Eur. Phys. J. A **36**, 289 (2008).
10. P. Bogoliubov, Ann. Inst. Henri Poincaré **8**, 163 (1967).
11. A. Chodos, R. Jaffe, K. Johnson, C. Thorn, and V. Weisskopf, Phys. Rev. D **9**, 3471 (1974).

12. D. J. Gross and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **30**, 1343 (1973).
13. H. D. Politzer, Phys. Rev. Lett. **30**, 1346 (1973).
14. G. Calucci, Acta Phys. Pol. B **36**, 591 (2005).
15. Particle Data Group (R. L. Workman *et al.*), Prog. Theor. Exp. Phys. **98**, 083C01 (2022).
16. R. Faustov and V. Galkin, Phys. Rev. D **92**, 054005 (2015).
17. H. Hamber and G. Parisi, Phys. Rev. Lett. **47**, 1792 (1981).
18. M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8**, 214 (1964).
19. H. S. Green, Phys. Rev. **90**, 270 (1953).
20. O. W. Greenberg, Phys. Rev. Lett. **13**, 598 (1964).
21. A. Bracken and H. Green, J. Math. Phys. **14**, 1784 (1973).
22. T. Yang, Phys. Rev. D **10**, 1251 (1974).
23. A. Bernotas and V. Simonis, Lith. J. Phys. Tech. Sci. **52**, 181 (2012).
24. K. C. Bowler *et al.* (UKQCD Collab.), Phys. Rev. D **57**, 6948 (1998).
25. R. Roncaglia, D. Lichtenberg, and E. Predazzi, Phys. Rev. D **52**, 1722 (1995).
26. Z. Ghalenovi, A. Rajabi, and M. Hamzavi, Acta Phys. Pol. B **42**, 1849 (2011).
27. B. Patel, A. Rai, and P. Vinodkumar, J. Phys. G **35**, 065001 (2008).
28. H. Negash and S. Bhatnagar, arXiv: 1711.07036v1 [hep-ph].
29. G.-S. Yang, H.-C. Kim, M. V. Polyakov, and M. Praszalowicz, Phys. Rev. D **94**, 071502(R) (2016).
30. Z. Shah and A. K. Rai, Eur. Phys. J. C **77**, 129 (2017).
31. S. Fleck and J.-M. Richard, Prog. Theor. Phys. **82**, 760 (1989).
32. T. DeGard, R. Jaffe, K. Johnson, and J. Kiskis, Phys. Rev. D **12**, 2060 (1975).
33. S. Dür, Z. Fodor, J. Frison, C. Hoelbling, R. Hoffmann, S. D. Katz, S. Krieg, T. Kurth, L. Lellouch, T. Lippert, K. K. Szabo, and G. Vulvert, Science **322**, 1224 (2008).
34. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), Phys. Rev. Lett. **119**, 112001 (2017).
35. J. Kneurand and A. Neven, Phys. Rev. D **85**, 014005 (2012).
36. C. McNeile, A. Bazavov, C. T. H. Davies, R. J. Dowdall, K. Hornbostel, G. P. Lepage, and H. D. Trottier, Phys. Rev. D **87**, 034503 (2013).
37. C. P. Herzog, Phys. Rev. Lett. **98**, 091601 (2007).
38. S. Afonun and A. Katanaeva, Phys. Rev. D **98**, 114027 (2018).
39. Y. Huang, *Discovery of a Glueball-Like Particle X(2370) @ Besiii*, concil Chamber CERN, May 21, 2024.

MASSES OF 92 1s-HADRONS IN THE CHIRAL INVARIANT PHASE SPACE MODEL

© 2025 M. V. Kosov¹⁾

¹⁾Dukhov Automatics Research Institute (VNIIA), Moscow, Russia

In the Chiral Invariant Phase Space Model, the constituent quarks of hadrons are surrounded by nonperturbative vacuum with the boiling temperature T_c . The color-electric binding energy E_{CE} is proportional to the reduced energy of quarks ε_q . The spin-products of the color-magnetic splitting E_{CM} are calculated according to the simplified rules of para-statistics. The masses of the 61 hadrons are fitted by 8 parameters including the T_c value and the 5 masses of quarks. The masses of 21 hadrons are predicted including hadrons with two and three heavy quarks.