

К ВОПРОСУ О МАССОВОМ СПЕКТРЕ БАРИОНОВ И МЕЗОНОВ В КВАЗИРЕЛЯТИВИСТСКОЙ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ МОДЕЛИ

Гайсак М.М., Лендьел В.И., Петрецкий П.С., Санисло Л.Л.

Согласно современным воззрениям барионы состоят из трех кварков, в то время как мезоны состоят из кварка и антикварка. В квазирелятивистской потенциальной кварковой модели (КПКМ, см. напр. [1]) исходят из того, что потенциал взаимодействия кварков состоит из двух частей: одноглюонного обмена и многоглюонного обмена. Первая часть - одноглюонный обмен, соответствует полюсной диаграмме Файнмана, вторая представляется в виде члена $A\gamma^i$ и описывает т.н. конфайментное свойство кварков, их невылетание. Одноглюонный обмен может быть рассчитан в релятивистском виде, но для численных расчетов удобнее записать его в виде разложения по степеням $1/c^2$. В этом случае общий вид потенциала будет

$$V = \left[V_0 + A r_{ij}^\gamma - \frac{\alpha_s}{r} + \frac{\alpha_s \hbar^3}{m^2 c} \left(1 + \frac{2\sigma_i \sigma_j}{3} \right) \pi c \delta_{(r_{ij})} + \tilde{\partial} \left(\frac{1}{c^3} \right) \right] \left(\frac{\lambda_i \lambda_j}{4} \right) \quad (1)$$

если ограничиться случаем $l=0$. Здесь r - расстояние между парой кварков, индексы i, j нумеруют кварки, $\lambda_i \lambda_j = 16/3$ для мезонов и $=8/3$ для барионов. Для случая барионов имеет место суммирование по всем трем парам кварков [2]. Именно из-за присутствия членов $\sim 1/c^2$ эта модель имеет релятивистский характер.

Обратим внимание на два обстоятельства. Первое заключается в том, что в настоящее время значение параметра γ не определено достаточно точно. Имеется большое количество работ, в которых γ варьируется в широких пределах - от $\gamma=0.1$ в [3] до $\gamma=2$ в [4]. Наилучшие результаты, однако, получены как раз для промежуточных значений $\gamma = 2/3$ [5], $\gamma=1$ [6]. Очевидно, что случай $\gamma=2$ наиболее близок к гармоническому осциллятору. Будем называть потенциал с $\gamma=1$ Корнельским, с $\gamma=2/3$ - Парижским. Корнельский потенциал следует из КХД [1]. Представляет интерес

получить дополнительные сведения относительно того, какой из вышеуказанных вариантов наилучше описывает экспериментальные данные.

Второе обстоятельство связано с т.н. контактным членом - четвертым членом в [1]. Будучи пропорциональным $\sigma_i\sigma_j$, он описывает взаимодействие спинов. Из вида [1] следует, что этот член - единственный, который может быть ответственным за спиновое расщепление масс мезонов и барионов. Этот член является аналогом того, что в атомной физике принято называть сверхтонким расщеплением. Считается, что разность уровней между 1S и 3S состоянием в атоме водорода (с длиной волны 21см) является "галактической визитной карточкой" межзвездного излучения. Именно разность масс между π -мезоном (1S состояние кварк-антикварковой системы) и ρ -мезоном (3S состояние), а также разность масс между нуклоном (спин 1/2) и Δ -изобарой (спин 3/2) должна описываться контактным членом в (1). Между тем, последовательных расчетов в этом направлении нет. Что касается разности масс π - ρ , то таких расчетов крайне мало и они не согласуются с экспериментом ([7]), а расчеты для барионов выполнены лишь по методу возмущений [6, 8]. Между тем, имея в виду, что масса протона $M_p=939$ МэВ, а масса Δ -изобары $M_\Delta=1232$ МэВ видим, что расщепление составляет 1/3 от массы протона и поэтому применение метода возмущений выглядит весьма проблематичным.

Из сказанного вытекают две задачи, которые мы пытаемся решить в данной работе:

1. Найти параметры потенциала V в (1), а именно γ , A , V , при которых может быть получено наилучшее описание экспериментальных данных.

2. Найти значения расщепления масс без того, чтобы использовать приближенный метод возмущений.

Мы будем решать обе задачи путем численного решения уравнения Шредингера в квазирелятивистском приближении.

В работе [2] были получены явные выражения для потенциалов в радиальном уравнении

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{Z(Z+1)}{r^2} + \langle V \rangle + E \right] \phi(r) = 0, \quad (2)$$

где E - энергия связи, V - потенциал, усредненный по угловым переменным, l - орбитальный момент системы, $Z=1$ для мезонов и $Z=1+3/2$ для нуклонов. Явный вид величины $\langle V \rangle$ приведен в (3), использованные параметры приведены в таблице 1 работы [2].

При этом для получения V для барионов пришлось ввести гиперсферические координаты [10]. При расчетах мы воспользовались приближением нулевой K -гармоники. Справедливость такого приближения обсуждалась в [2]. Массы рассчитывались по формуле

$$M = \sum m_g + V_0 + E$$

где $m_g=0.33$ для u, d кварков, $m_g=1.84$ для c кварка, $m_g=5.17$ ГэВ для b кварка и $m_g=0.55$ для s кварка. Параметры $(V_0)_{qq}, (V_0)_{\bar{q}\bar{q}}$ выбирались из условия совпадения массы ρ мезона и Δ изобары с экспериментом. Имеется слабая зависимость параметров от аромата кварков.

Рассмотрим сначала спектр масс орбитальных возбуждений Δ_{33} резонанса, не учитывая релятивистских поправок. В работе [5] утверждалось, что спектр масс высших орбитальных возбуждений может быть описан только потенциалом типа $A_{qq}r$. Наше исследование показывает, что возможно описание резонансов с большим Z и с помощью корнельского потенциала $\sim A_{qq}$ при этом однако $A_{qq}=0.012$, что значительно меньше той величины, которая обычно выбирается (см, например, [9]). Большинство

авторов (см. [5-9]) полагали, что для конфайментного, как и для одноглюонного потенциала, справедливо соотношение

$$V_{q\bar{q}} = \frac{1}{2} V_{q\bar{q}}$$

Но если конфаймент возникает не за счет лишь глюонного обмена (что более чем вероятно), то у нас нет никаких оснований, считать что для конфайментного потенциала справедливо именно это соотношение. Оказывается, что для описания экспериментальных данных необходимо чтобы $A_{q\bar{q}} = \frac{1}{3} A_{q\bar{q}}$. Можно надеяться, что это предположение найдет свое обоснование в рамках модели, где конфаймент обеспечивается вакуумными полями (см., например, [9]). Отметим, что подобные $A_{q\bar{q}}$ уже выбирались в [6]. При таком выборе параметра $A_{q\bar{q}}$ радиальные уравнения для барионов и мезонов формально одинаковы. Именно это обстоятельство необходимо для хорошего описания спектра масс одновременно для мезонных и барионных резонансов. Из всего сказанного следует, что спектр масс орбитальных возбуждений Δ_{33} резонанса может быть описан с помощью КХД - мотивированного потенциала типа Корнелл с линейным запираением.

Исходя из приведенных результатов и основываясь на матричных элементах, полученных в [2], выпишем явно потенциал в радиальном уравнении (2). Мезонный потенциал имеет вид:

$$V_{q\bar{q}} = -m_q \cdot F_0^3 \cdot A_{q\bar{q}} \cdot x + m_q F_0 \cdot \frac{\alpha_s}{x}, \quad (3)$$

Выбирается система $\hbar=c=1, F_0=1$ в которой $1F_0=5.068/\text{GeV}$. Учет спин-спинового члена в этом случае требует особого рассмотрения, поэтому здесь рассмотрена лишь $\rho\omega$, α - мезонные траектории, а спиновое π -р расщепление будет приведено в следующей работе. Все эти мезоны имеют спин = 1 т.е. являются триплетами.

Барионный потенциал имеет вид:

$$\begin{aligned} \langle \varphi_0 | V | \varphi_0 \rangle &= \frac{64}{3} \frac{\alpha_s}{dR} + \frac{40}{9\pi} \frac{C\alpha_s}{m_q^2 (dR)^3} - \frac{3}{2} V_0 + A \left\langle \varphi_0 \left| \sum_{i<j} |r_{ij}|^n \right| \varphi_0 \right\rangle, \\ \left\langle \varphi_0 \left| \sum_{i<j} |r_{ij}|^{2/3} \right| \varphi_0 \right\rangle &= 1.15 (dR)^{2/3}, \\ \left\langle \varphi_0 \left| \sum_{i<j} |r_{ij}| \right| \varphi_0 \right\rangle &= \frac{32}{5} \frac{dR}{\pi}, \\ \left\langle \varphi_0 \left| \sum_{i<j} |r_{ij}|^2 \right| \varphi_0 \right\rangle &= 3^{1/2} R^2. \end{aligned} \quad (4)$$

Результаты расчетов спектра масс приведены в таблицах 1-3, а спин-спинового расщепления - в таблице 4.

Это расщепление обусловлено наличием члена B/R^3 в радиальном уравнении. Наличие лишь одноглюонного обмена дает вклад 50 MeV, поэтому константу при спин-спиновом потенциале необходимо значительно увеличить, т.е. необходимо ввести новый подгоночный параметр. Наш расчет показывает, что для обеспечения нужной разницы масс необходимо брать $C=10$. Отметим, что описание с помощью нового параметра уже фактически сделано также в [8, 9, 10]. В отличие от наших вычислений, в [8, 9] вычисления проводились по методу возмущений, с $C=2.0-3.45$. Очевидно это обстоятельство есть следствие неприменимости метода возмущений к данной задаче.

Из результатов, приведенных в таблице, видно, что величина спин-спинового расщепления также зависит от вида и величины конфайментного потенциала.

Сделаем заключительные замечания. Во-первых, видно, что потенциал с конфайментом $\sim r$ или $\sim r^{2/3}$ вполне удовлетворительно описывает всю совокупность наблюдаемых данных - от легких мезонов [2] и барионов до боттомония (об этом свидетельствует величина $\chi^2_{\Sigma\Sigma}$ в табл.1-3).

Во-вторых, разность масс получается лишь при $C=7.5$, что указывает либо на важность непертурбативных вкладов [11], либо на существование аномального магнитного момента кварков, либо на оба эти обстоятельства вместе. В любом случае приятно сознавать: наконец-то появился подход в виде КПКМ, который позволяет объяснить огромное количество экспериментальных данных.+ тот подход достаточно безумен (конфаймент), в то же время достаточно прост. Именно такой должна быть, по-видимому, физическая теория.

В заключение авторы благодарят студентов: И.Батори, В.Лакатоша, И.Баллу за участие в проведении численных расчетов.

Таблица 1

N	l	s	p	d	$\frac{\sum_n (M_{эк\ c} - M_{теор})^2}{n}$ (χ^2)
		0	1	2	
0	частица	$C\bar{C} 1^3S_1$	1^3P_1	1^3D_1	
	экс.	3097	3494	3770	
	2/3	3082	3449	3741	1030
	1	3165	3488	3757	1610
	2	3360	3583	3777	25710
1	частица	$C\bar{C} 2S$	$2P$	$2D$	
	экс.	3686	--	4160	χ^2
	2/3	3666	3881	4097	1456
	1	3697	3907	4122	522
	2	3742	3921	4105	2050
2	частица	$C\bar{C} 3S$	$3P$	$3D$	
	экс.	4040	--	4415	
	2/3	4057	4097	4394	243
	1	4083	4258	4442	859
	2	4088	4105	4428	824

Таблица 2

	l	S	P	
		0	1	
0	частица	$b\bar{b} 1S$	$1P$	
	экс.	9460	9860	χ^2
	2/3	9279	9754	21990
	1	9424	9828	1160
	2	9740	10024	52648
	частица	$b\bar{b} 2S$	$2P$	
	экс.	10023	10255	

1	2/3	9911	10153	11474
	1	9960	10179	4870
	2	10100	10266	3025
0	частица	$\bar{b}b$ 3 S	3 P	
	экс.	10356	--	
	2/3	10272	10451	7056
	1	10288	10461	4624
	2	10187	--	28560

Таблица 3

N	L	S	P	D	F	G	H	I	
	част.	$3/2^+$	$5/2^-$	$7/2^+$	$9/2^-$	$11/2^+$	$13/2^-$	$15/2^+$	
		ΔP_{33}	$N_{D_{35}}$	ΔE_{32}	$N G_{39}$	$H_{3/1}$	$I_{3/3}$	K_{315}	
0	экс.	1232	1675	1950	2250	2420	2700	2950	x^2
	2/3	1230	1610	1920	2200	2450	2680	2900	5714
	1	1230	--	2072	--	2765	--	3370	58800
	2	1230	--	2000	--	3147	--	3470	201330
1	экс.	1920	--	2390	x^2				$x_{\Sigma\Sigma}^2 \left(\frac{\sum_m x^2}{m} \right)$
	2/3	1810	--	2360	6500		6930		
	1	1915	--	2614	25320		11815		
	2	1960	--	2720	55250		45440		

Таблица 4

L	3/2	7/2	11/2	15/2	C	
экс.	293	270	200			
$122 x^{2/3}$	59			2.4	1	
$12.2 x^{2/3}$	139			9.8	3	
$12.2 x^{2/3}$	219	100	48		10	
7.12 x	220	110	60		10	
9.93 x	280				10	
$16.54 x^{2/3}$	70			4	1	
$16.54 x^{2/3}$	193			14	3	
$16.54 x^{2/3}$	290			37	10	
$3 x^2$	270				10	

ЛИТЕРАТУРА

1. A.De Rujula, A.Georgi, W.Gleshow: Phys.Red.D, v.12, p.47-163, 1976.
2. M.I.Haysak, V.I.Lengyel, S.Chalupka, M.Salak: Proc. XII Europ.Few-Body Conf., Uzhorod, p.320-327, 1991.
3. A.Martin: Phys.Lett. B93, 1980.
4. M.Harvey: Nucl.Phys. A 352, 326-331, 1981.
5. M.Fabre De Rippelle: Phys.Lett B205, p.97-102, 1987.
6. А.М.Бадалян: ЯФ, 46, с.1213-1220. 1989.
7. M.Hirano: Prog. Theor. Phys. P.476-485, 83, 575-585, 1990.
8. R.Nags, S.Sanyal, M.Mukherjee: Phys.Rev., 1987, D36, p.2789-2896.
9. А.Е.Инопин, Е.В.Инопин: ЯФ, 50,476-485, 1989.
10. М.И.Гайсак, В.И.Лендзел, С.Салак, К.Шитикова: Использование метода К - гармоник в атомной и ядерной физике. Киев, УМК ВО, с.66. 1989.
11. Ю.А.Симонов: ЯФ, т.47, вып.4, 1165, 1988.

SUMMARY

The mass spectrum of hadrons in the quasirelativistic model is calculated. The quark interaction potential is considered to be in the form of one-gluon exchange, the nonperturbative confinement term and the spin-spin interaction. The analysis of different type of confinements r^γ where $\gamma = 2/3, 1, 2$ is given. For the consideration of the ggg-system the hyperspherical functions method is used. Relativistic effects are taken into account in form of solving of Breit-type equation. Good accordance with the experiment is obtained both for heavy bb, cc and for light uu, dd and ss quarkonium.