

НЕРЕЛЯТИВИСТСКАЯ ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ И СВОЙСТВА ЛЕГКИХ И ТЯЖЕЛЫХ МЕЗОНОВ

В.П. Ефросинин, Д.А. Заикин

Обсуждается возможность одновременного описания легких и тяжелых мезонов в потенциальной модели. Проводится расчет уровней и лептонных ширин для боттомония с использованием степенного потенциала, даются предсказания для топония.

Трудности описания мезонов в потенциальных моделях /1,2/ в значительной степени связаны с отсутствием достаточных указаний КХД относительно характера потенциала на расстояниях $0,1 < r < 1$ фм, соответствующих спектру известных мезонов. В частности, эти трудности связаны с неудовлетворительным описанием экспериментального равенства интервалов для Ψ - и Υ -семейств

$$M(\Upsilon') - M(\Upsilon) \approx M(\Psi') - M(J/\Psi), \quad (1)$$

а также отношений ширин лептонных распадов для кваркониев

$$R_W = \Gamma(nS \rightarrow e^+e^-) / \Gamma(1S \rightarrow e^+e^-). \quad (2)$$

Описание абсолютных величин лептонных ширин связано с необходимостью введения в формулу Матвева – Струминского – Тавхелидзе /3,4/

$$\Gamma(nS \rightarrow e^+e^-) = [16\pi\alpha^2 e^2 q / M_{nS}^2(q\bar{q})] |\Psi_{nS}(0)|^2 \quad (3)$$

довольно больших, но не очень определенных поправок.

Включение в анализ ситуации, связанной с потенциальным описанием мезонов, модели легких адронов /5/ с учетом спин-спинового расщепления позволяет сделать вывод о неслучайном характере соотношения (1) для кваркониев и об общих закономерностях потенциала для легких и тяжелых мезонов. Спин-спиновое расщепление тяжелых мезонов невелико, в то же время с использованием модели /5/ мы исключаем необходимость учета релятивистских спин-спиновых эффектов для легких мезонов, используя усредненные по спин-спиновому взаимодействию массы для π -, ρ - и K -, K^* -мезонов

$$m_{\pi,\rho} = (3m_\rho + m_\pi)/4, \quad m_{K,K^*} = (3m_{K^*} + m_K)/4. \quad (4)$$

На рис. 1 представлены экспериментальные данные по уровням тяжелых и легких мезонов /6,7/. Из них можно сделать вывод о примерном выполнении равенства интервалов между уровнями для легких и тяжелых мезонов (с вычтенным, в соответствии с (4), спин-спиновым расщеплением легких мезонов). Для выполнения этого условия степенной потенциал должен быть видоизменен:

$$V(r) = -V_0(\mu) + a'(2\mu)^{\nu/2} r^\nu, \quad (5)$$

причем $V_0(\mu)$ может зависеть от приведенной массы кварков μ , хотя при малых ν введение в потенциал (5) зависимости от аромата практически несущественно. Поэтому потенциал Мартена /8/ (с $\nu \sim 0,1$), не зависящий от аромата, является подходящим для описания уровней мезонов. В то же время представляются сомнительными результаты относительно масс кварков и ограничений на массы адронов, полученные в /9–11/ при интегрировании теоремы Фейнмана – Хеллмана /12/ с предположением о независимости степенных потенциалов с различными ν от аромата.

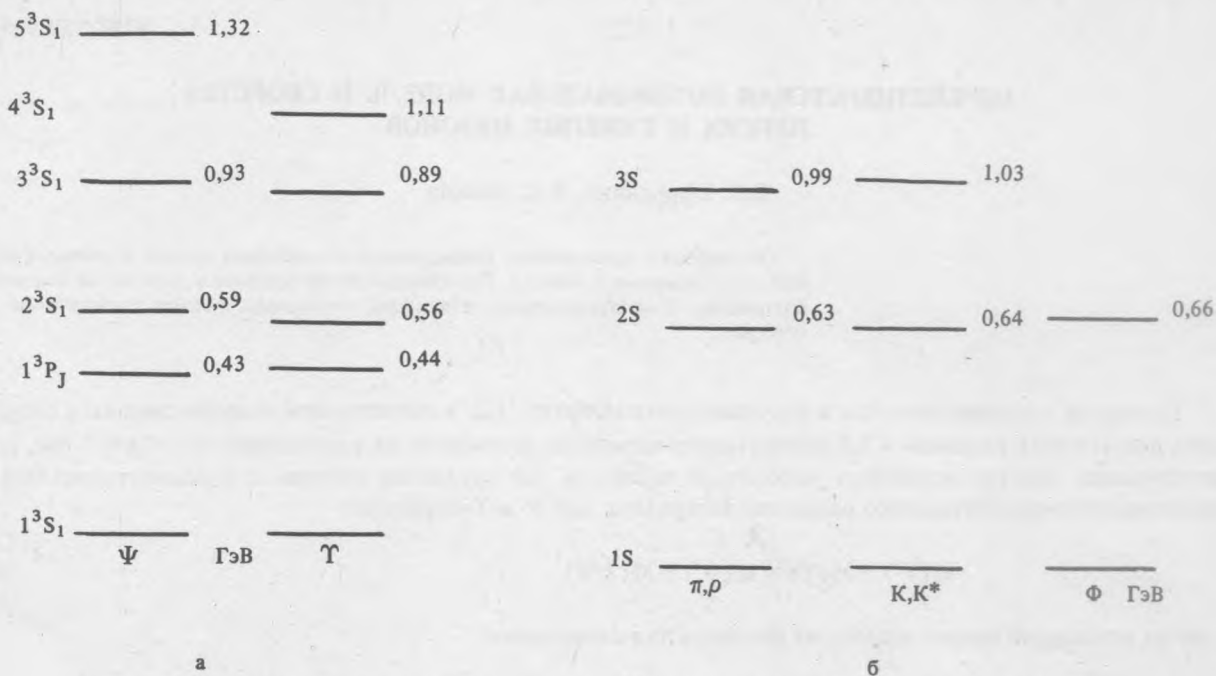


Рис. 1. Экспериментальные значения уровней Ψ - и T -семейств (а) и легких мезонов (б).

Для одновременного описания уровней мезонов и экспериментальных значений величин (2), (3) необходимо введение потенциала (ступенчатого или непрерывного) вида:

$$V(r) = -V_1 + a_1 r^{\nu_1}, \quad r < B; \quad V(r) = -V_0 + ar^{\nu}, \quad r > B. \quad (6)$$

Ступенчатый характер потенциала обосновывается в [13] при учете динамической природы массы составляющих кварков.

При малом B величина интервалов между уровнями будет в большей степени зависеть от вида потенциала при $r > B$. Так что потенциал (5) с $\nu = 0,153$, как нами установлено расчетом в ВКБ-приближении, достаточно хорошо описывает характер расположения s -уровней мезонов (рис. 1). При этом для масс составляющих кварков было получено: $m_b = 4,8$ ГэВ, $m_c = 1,4$ ГэВ, $m_s = 0,50$ ГэВ, $m = 0,32$ ГэВ. Эти результаты до определенной степени проясняют ситуацию со спектроскопией s -волновых возбуждений легких мезонов. В частности, получены указания в пользу того, что: $\rho'(1250)$, $\rho'(1600)$ – соответственно первое и второе возбужденные состояния ρ -мезона; должен существовать $\pi''(1600)$; $\iota(1440)$ – первое радиальное возбуждение псевдоскалярного изосинглета.

Проведено численное интегрирование уравнения Шредингера с непрерывным потенциалом (6) для описания свойств боттомония и топония. Описание Ψ -семейства и легких мезонов (в частности, лептонных ширин) требует учета реалистического спин-спинового взаимодействия, которое должно быть достаточно короткодействующим, чтобы существенно не влиять на общий характер распределения уровней мезонов.

Спин-спиновое расщепление легких мезонов в основном состоянии велико и сильно зависит от аромата, но, по-видимому, существенно уменьшается в первом радиальном возбуждении. В то же время спин-спиновое расщепление для Ψ -семейства меньше и слабо уменьшается с увеличением n . Поэтому представляется, что используемые в настоящее время в различных подходах потенциалы спин-спинового расщепления (см., напр., [14]) недостаточно хорошо описывают такую сложную картину.

Условия непрерывности и гладкости потенциала (6) в точке $r = B$ приводят к соотношениям $a_1 = a(\nu/\nu_1)B^{\nu-\nu_1}$; $-V_1 = -V_0 + aB^\nu(1 - \nu/\nu_1)$. Для независимых параметров этого потенциала было принято: $\nu = 0,15$, $\nu_1 = -0,6$, $V_0 = 4,525$ ГэВ, $a^{1/(\nu+1)} = 3,490$ ГэВ, $m_b = 4,8$ ГэВ, $m_t = 40$ ГэВ.

При выборе значений параметра B мы исходили из предположения, что примерное равенство интервалов (1), имеющее место и для легких мезонов (рис. 1), справедливо и для топония. В простейшем варианте это соответствует тому, что в уравнении Шредингера в безразмерных переменных поведение потенциала (6) будет примерно одинаковым для боттомония и топония. Значение соответствующего безразмерного параметра $B(2\mu)^{1/(2+\nu)}$ было принято равным 4, что соответствует $B = 0,2$ фм для боттомония и $0,07$ фм для топония.

В табл. 1, 2 приведены расчетные и экспериментальные /1,6/ данные по лептонным ширинам и уровням боттомония и топония, полученные с помощью непрерывного потенциала (6).

Результаты расчета удовлетворительно описывают уровни и лептонные ширины боттомония. Это свидетельствует в пользу предположения о кулоноподобности потенциалов в начале координат для тяжелых мезонов в соответствии с предсказаниями КХД /2/.

Таблица 1

Лептонные ширины тяжелых мезонов (КэВ)

	Г-семейство		Топоний ($m_t = 40$ ГэВ), теория
	теория	эксперимент	
Г (1S)	1,21	$1,17 \pm 0,04$	1,33
Г (2S)	0,54	$0,53 \pm 0,09$	0,66
Г (3S)	0,36	$0,37 \pm 0,07$	0,46
Г (4S)	0,27	$0,28 \pm 0,06$	0,36

Таблица 2

Энергетические уровни тяжелых мезонов (ГэВ)

	Г-семейство		Топоний ($m_t = 40$ ГэВ), теория
	теория	эксперимент	
1^3S_1	9,460	9,460	79,257
2^3S_1	10,023	10,0234	79,743
3^3S_1	10,351	10,3555	80,025
4^3S_1	10,587	10,573	80,229
5^3S_1	10,774		80,390
1^3P_J	9,895	9,900	79,632
2^3P_J	10,258	10,255	79,945
1 D	10,152		79,854

В заключение отметим, что экспериментальное определение свойств топония, в отличие от более легких мезонов, окажется весьма чувствительным тестом для установления характера $q\bar{q}$ -взаимодействия на малых расстояниях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Быков А. А., Дремин И. М., Леонидов А. В. УФН, **143**, 3 (1984).
2. Хозе В. А., Шифман М. А. УФН, **140**, 3 (1983).
3. Матвеев В. А., Струминский Б. В., Тавхелидзе А. Н. Препринт ОИЯИ, P-2524, Дубна, 1965.
4. Van Royen R., Weisskopf V. F. Nuovo Cimento, **50A**, 617 (1967).
5. Ефросинин В. П., Заикин Д. А. ЯФ, **37**, 1532 (1983).
6. Particle Data Group, Review of Particle Properties, Phys. Lett., **170B**, 1 (1986).
7. Atkinson M. et al. Phys. Lett., **127B**, 132 (1983); Armstrong T. et al. Nucl. Phys., **B221**, 1 (1983); Aston D. et al. Phys. Lett., **149B**, 258 (1984).
8. Barik N., Jena S. N. Phys. Rev., **D26**, 618 (1982).
9. Bertlmann R. A., Ono S. Phys. Lett., **96B**, 123 (1980).
10. Bertlmann R. A., Ono S. Zeits. für Physik, **C10**, 37 (1981).
11. Bertlmann R. A., Martin A. Nucl. Phys., **B168**, 111 (1980).
12. Feynman R. P. Phys. Rev., **56**, 340 (1939); Hellman H. Ein führung in die Quanten Chemie. Leipzig, Deutiche (1937).
13. Быков А. А., Дремин И. М. Письма в ЖЭТФ, **42**, 119 (1985).
14. Gupta S. N., Radford S. F., Repko W. W. Phys. Rev., **D26**, 3305 (1982).