9/I-84

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

160/84

Р2-83-727

Ю.И.Иваньшин, С.П.Кулешов, В.И.Саврин,
Н.Б.Скачков, А.А.Тяпкин

О ВОЗМОЖНОСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ НОВЫХ РАДИАЛЬНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ СИСТЕМ, СОСТАВЛЕННЫХ ИЗ ЛЕГКИХ КВАРКОВ

1983

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что нерелятивистская потенциальная модель хорошо описывает спектры ψ- и γ-мезонов, представляющих собой связанные состояния тяжелого кварка и антикварка [1]. Это и понятно, поскольку релятивистская поправка $\langle v^2/c^2 \rangle$ составляет в этом случае менее 30% [2]. Блестящим успехом потенциальной модели можно назвать тот факт, что предсказание ею величины расщепления масс J/ψ и η_c -мезонов как основных состояний орто- и парачармония /см., например, [3] /

$$M(1^3S_1) - M(1^1S_0) = \left(\frac{M_{J/\psi}}{2m_c}\right)^2 \cdot 70\,\text{МэВ} = 90 \div 140\,\text{МэВ},$$

ставившееся вначале под сомнение в связи с существованием мезона X /2,83/, предназначавшегося на роль η_c, было подтверждено последующим экспериментальным обнаружением резонанса в системе $c\bar{c}$ с массой $M_{\eta_c} = 2981 \pm 6$ МэВ [4] и закрытием X /2,83/. Результат потенциальной модели совпадает также с расчетом указанного расщепления на основе дисперсионного метода в КХД [5].

При переходе к системам, составленным из легких кварков - / π- , ρ- , ϕ -мезонам/, применение нерелятивистской теории к описанию спектра масс становится непоследовательным, поскольку релятивистская поправка в этом случае составляет 70÷90% [2]. Описание спектра масс легких мезонов не было столь актуальным в период открытия ψ- и γ-мезонов, поскольку экспериментальная ситуация с их радиальными возбуждениями оставалась неясной, и лишь недавно были обнаружены два резонанса с квантовыми числами π - мезона с массами $M_\pi = 1240 \pm 30$ МэВ [6] и $M_\pi = 1770 \pm 40$ МэВ [7]. Отметим также, что нет полной ясности и с существованием резонанса $\rho'(1250)$.

Открытие резонансов $\pi(1240)$ и $\pi(1770)$ поставило очень важный, на наш взгляд, вопрос, который до сих пор не обсуждался детально в работах, посвященных описанию этих резонансов [8-10]. А именно: к каким по счету радиальным возбуждениям π-мезона следует относить эти резонансы? Ясно, что от решения этого вопроса зависит успех совместного описания спектров π- и ρ-мезонов.

Наиболее ярко необходимость постановки такого вопроса проявляется при сравнительном анализе спектров масс, который мы приводим в табл.1, используя нумерацию уровней радиальных возбуждений, применявшуюся в работах [8-10] / n - номер состояния/.

Таблица 1

n	$M_{\pi}^{(n)}$ /МэВ/	$M_{\rho}^{(n)}$ /МэВ/	$M_{\rho}^{(n)} - M_{\pi}^{(n)}$ /МэВ/
0	139,6	769	630
1	1240	1250	10
2	1770	1600	-170
3	?	2150	?

Здесь бросается в глаза резкое изменение величины расщепления масс π- и ρ-мезонов, обусловленное спин-спиновым взаимодействием, и, особенно, смена знака этого расщепления /при $n = 2$/, чего трудно ожидать в какой-либо разумной модели. Аналогичное сравнение для $c\bar{c}$-систем дано в табл.2 и свидетельствует, хотя и на малом экспериментальном материале, о медленном изменении спин-спинового расщепления.

Таблица 2

n	$M_{\eta_c}^{(n)}$ /МэВ/	$M_{\psi}^{(n)}$ /МэВ/	$M_{\psi}^{(n)} - M_{\eta_c}^{(n)}$ /МэВ/
0	2981	3096,9	116
1	3590	3686,0	96

С решением поставленного выше вопроса связаны, по-видимому, те трудности, с которыми сталкиваются существующие модели [8-10] при описании π- и ρ-спектров. Здесь следует упомянуть работу [8], в которой в рамках модели с контактным спин-спиновым взаимодействием были рассчитаны массы первых двух радиальных возбуждений π-мезона, оказавшиеся в интервалах 1100÷1190 МэВ и 1300÷1500 МэВ. Местоположение второго уровня, предсказанного этой моделью, не согласуется со значением массы обнаруженного позднее экспериментально резонанса π(1770+40). Отметим также, что метод расчета спектра π-мезонов [9,10] /без связи со спектром ρ-мезонов/, основанный на правилах сумм в хромодинамике, не объясняет чрезвычайно большого расщепления масс между основным состоянием π(140) и принимаемым за первое радиальное возбуждение состоянием π(1240).

Положение существенно меняется, если мы примем нумерацию возбуждений π-мезона, как показано в табл.3.

Ростом расщепления для 2-го и 3-го состояний в пределах ошибок можно пренебречь, и тогда мы получаем возможность перехода к плавному изменению величины расщепления /которое предполагает, что масса неизвестного нам пока первого радиального возбуждения должна лежать в интервале 620÷890 МэВ/.

Другая возможность для исправления положения состоит в том, чтобы отказаться от существования ρ(1250), но считать π(1240) первым радиальным возбуждением /см. табл.4/.

Таблица 3

n	$M_{\pi}^{(n)}$ /МэВ/	$M_{\rho}^{(n)}$ /МэВ/	$M_{\rho}^{(n)} - M_{\pi}^{(n)}$ /МэВ/
0	139,6	769	630
1	?	1250	?
2	1240	1600	360
3	1770	2150	380

Таблица 4

n	$M_{\pi}^{(n)}$ /МэВ/	$M_{\rho}^{(n)}$ /МэВ/	$M_{\rho}^{(n)} - M_{\pi}^{(n)}$ /МэВ/
0	139,6	769	630
1	1240	1600	360
2	1770	2150	380

В настоящей работе мы исследуем спектры масс π- и ρ-мезонов на основе решения релятивистского динамического уравнения для составных двухчастичных систем, в качестве которого будем использовать квазипотенциальное уравнение для фермион-антифермионной системы, полученное при одновременной формулировке проблемы связанных состояний в квантовой теории поля [11,12]. Квазипотенциальный подход по форме наиболее близок к нерелятивистской потенциальной картине, однако полностью учитывает релятивистские эффекты в исследуемой системе. Успешное описание спектра тяжелых мезонов в рамках этого подхода было проведено в работе [13]. Здесь мы для π- и ρ-мезонов исследуем все три возможности нумерации радиальных возбуждений этих мезонов, изображенные в табл.1,3,4, и покажем, что только две из них, а именно 3 и 4, могут быть реализованы в рамках релятивистского обобщения потенциальной модели, основанного на двухчастичном одновременном уравнении.

КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ПАРЦИАЛЬНЫХ ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЙ

Квазипотенциальное уравнение для волновой функции связанного состояния двух фермионов в релятивистском конфигурационном пространстве имеет следующий вид [14, 15]:

$$(M - \hat{H}_0)\Psi(\vec{r}) = V(\vec{r})\Psi(\vec{r}), \qquad /1/$$

где M - масса связанного состояния, $V(\vec{r})$ - квазипотенциал взаимодействия, а свободный гамильтониан $\hat{H}_0$ имеет вид:

$$\hat{H}_0 = 2m\,\mathrm{ch}(i\lambda\frac{\partial}{\partial r}) + \frac{2i}{r}\,\mathrm{sh}(i\lambda\frac{\partial}{\partial r}) + \frac{\Delta_{\theta,\phi}}{mr^2}\,e^{(i\lambda\frac{\partial}{\partial r})}, \qquad /2/$$

где $\lambda = m^{-1}$ - комптоновская длина волны кварка.

Разложение волновой функции по парциальным волнам проведем стандартным образом с помощью шаровых спиноров [15]:

$$r\Psi(\vec{r}) = 4\pi \sum_{j\ell m} \Phi_\ell^{(j,s)}(r)\,\Omega_{j\ell m}^{(s)}(\vec{n}), \qquad /3/$$

где $\vec{n} = \vec{r}/r$, j и m - полный момент и его проекция, s - спин, а ℓ - орбитальный момент составной системы. Квазипотенциальное уравнение /1/ для парциальных волн имеет вид:

$$(M - \hat{H}_0^{(\ell)})\,\Phi_\ell^{(j,s)}(r) = \sum_{\ell'} V_{\ell\ell'}^{(j,s)}(r)\,\Phi_{\ell'}^{(j,s)}(r), \qquad /4/$$

где радиальный свободный гамильтониан

$$\hat{H}_0^{(\ell)} = 2m\,\mathrm{ch}(i\lambda\frac{\partial}{\partial r}) + \frac{\ell(\ell+1)}{mr(r+i\lambda)}\,e^{(i\lambda\frac{\partial}{\partial r})}, \qquad /5/$$

а парциальный квазипотенциал

$$V_{\ell\ell'}^{(j,s)}(r) = \int d\omega_{\vec{n}}\,\Omega_{j\ell m}^{+(s)}(\vec{n})\,V(\vec{r})\,\Omega_{j\ell' m}^{(s)}(\vec{n}), \qquad /6/$$

причем ℓ и ℓ' могут принимать значения $j-s,\dots,j+s$.

В случае взаимодействия спинорных кварка и антикварка квазипотенциал $V(\vec{r})$ обычно представляют в виде:

$$V(\vec{r}) = V_c(r) + V_{ss}(r)(2\vec{S}^2 - 3) + V_{SL}(r)(\vec{S}\vec{L}) + V_T(r)[6(\vec{S}\vec{n})^2 - 2\vec{S}^2], \qquad /7/$$

где $V_c(r)$ отвечает центральным силам, $V_{ss}(r)$ - спин-спиновым, $V_{SL}(r)$ - спин-орбитальным, а $V_T(r)$ - тензорным. Вычисляя теперь парциальные квазипотенциалы /6/ квазипотенциала /7/, приходим к следующей системе радиальных уравнений [15]:

Для синглетного состояния $S = 0$, $\ell = j$:

$$(M - \hat{H}_0^{(\ell)})\,\Phi_\ell^{(\ell,0)}(r) = [V_c(r) - 3V_{ss}(r)]\,\Phi_\ell^{(\ell,0)}(r). \qquad /8/$$

Для триплетного состояния $S = 1$,

$\ell = j - 1$:

$$(M - \hat{H}_0^{(\ell)})\Phi_\ell^{(\ell+1,1)}(r) = [V_c(r) + V_{ss}(r) + \ell V_{SL}(r) - \frac{2\ell}{2\ell+3}V_T(r)] \times \Phi_\ell^{(\ell+1,1)}(r) - \frac{6\sqrt{(\ell+1)(\ell+2)}}{2\ell+3}V_T(r)\,\Phi_{\ell+2}^{(\ell+1,1)}(r); \qquad /9/$$

$\ell = j$:

$$(M - \hat{H}_0^{(\ell)})\Phi_\ell^{(\ell,1)}(r) = [V_c(r) + V_{ss}(r) - V_{SL}(r) + 2V_T(r)]\,\Phi_\ell^{(\ell,1)}(r); \qquad /10/$$

$\ell = j + 1$:

$$(M - \hat{H}_0^{(\ell)})\Phi_\ell^{(\ell-1,1)}(r) = [V_c(r) + V_{ss}(r) - (\ell+1)V_{SL}(r) - \frac{2(\ell+1)}{2\ell-1}V_T(r)]\,\Phi_\ell^{(\ell-1,1)}(r) - \frac{6\sqrt{\ell(\ell-1)}}{2\ell-1}V_T(r)\,\Phi_{\ell-2}^{(\ell-1,1)}. \qquad /11/$$

В настоящей работе мы исследуем спектр радиальных возбуждений π- и ρ-мезонов, которые представляют собой системы с $\ell = 0$. Для этих состояний из уравнений /8/ и /9/ имеем:

$$[M - 2m\,\mathrm{ch}(i\lambda\frac{\partial}{\partial r})]\,\Phi_0^{(0,0)}(r) = [V_c(r) - 3V_{ss}(r)]\,\Phi_0^{(0,0)}(r), \qquad /12/$$

$$[M - 2m\,\mathrm{ch}(i\lambda\frac{\partial}{\partial r})]\,\Phi_0^{(1,1)}(r) = [V_c(r) + V_{ss}(r)]\,\Phi_0^{(1,1)}(r) - 2\sqrt{2}\,V_T(r)\,\Phi_2^{(1,1)}(r). \qquad /13/$$

Если пренебречь тензорными силами, отвечающими за переходы между состояниями с различными ℓ, то оба уравнения /12/ и /13/ будут эквивалентны следующему уравнению для центральных сил:

$$[M - 2m\,\mathrm{ch}(i\lambda\frac{\partial}{\partial r})]\,\Phi^{(s)}(r) = V^{(s)}(r)\,\Phi^{(s)}(r). \qquad /14/$$

С квазипотенциалами для синглетного и триплетного состояний вида:

$$V^{(0)}(r) = V_c(r) - 3V_{ss}(r); \qquad /15/$$

$$V^{(1)}(r) = V_c(r) + V_{ss}(r). \qquad /16/$$

КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ РАДИАЛЬНОГО КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ

Решение уравнения /14/ в ВКБ-приближении будем искать в виде [16]

$$\Phi^{(s)}(r) = \exp\{\frac{\sigma_0(r)}{i\lambda} + \sigma_1(r) + \dots\}, \qquad /17/$$

т.е. в виде разложения по степеням $\lambda = m^{-1}$, поскольку в обычных единицах $\lambda \sim \hbar$. В результате, ограничиваясь двумя низшими порядками по λ, нетрудно получить следующие уравнения:

$$\mathrm{ch}\,\sigma_0'(r) = \frac{M - V^{(s)}(r)}{2m}, \qquad /18/$$

$$\sigma_0''\,\mathrm{ch}\,\sigma_0' + 2\sigma_1'\,\mathrm{sh}\,\sigma_0' = 0. \qquad /19/$$

Введем обозначение $\sigma_0'(r) = \chi(r)$, тогда с точностью до константы имеем:

$$\sigma_0(r) = \int dr\,\chi(r), \qquad /20/$$

$$\sigma_1(r) = -\frac{1}{2}\ln \mathrm{sh}\,\chi(r), \qquad /21/$$

причем $$\mathrm{ch}\,\chi(r) = \frac{M - V^{(s)}(r)}{2m}, \qquad /22/$$

откуда заключаем, что функцию $\chi(r)$ можно интерпретировать как классическую релятивистскую быстроту кварка, движущегося в поле потенциала $V^{(s)}(r)$. Точки поворота, очевидно, определяются как решения уравнения

$$M - V^{(s)}(r) = 2m. \qquad /23/$$

Волновая функция /17/ теперь имеет вид

$$\Phi^{(s)}(r) \sim \frac{\exp\{im \int dr\,\chi(r)\}}{\sqrt{\mathrm{sh}\,\chi(r)}}. \qquad /24/$$

Рассмотрим произвольный "воронкообразный" квазипотенциал $V^{(s)}(r)$, изображенный на рис.1. Поведение $\mathrm{ch}\,\chi(r)$, определяемое формулой /22/, в этом случае изображено на рис.2. Точка поворота r_1 определяется уравнением /23/, и при $r < r_1$ расположена классически доступная область. Кроме того, из /24/ мы заключаем, что имеется еще одна сингулярная точка /где несправедливо квазиклассическое приближение/, определяемая условием $\chi(r_2) = i\pi$. Таким образом, вся координатная ось разбивается на три интервала: $0 < r < r_1$, $r_1 < r < r_2$ и $r_2 < r < \infty$, где следует определить квазиклассические решения и затем провести их сшивание.

Ясно, что в классически доступной области $0 < r < r_1$ мы имеем два действительных решения $\chi(r) = \pm\chi_1(r)$ вследствие двузначности обратного гиперболического косинуса в уравнении /22/, причем

$$\chi(r) = \mathrm{arch}\,\frac{M - V^{(s)}(r)}{2m}. \qquad /25/$$

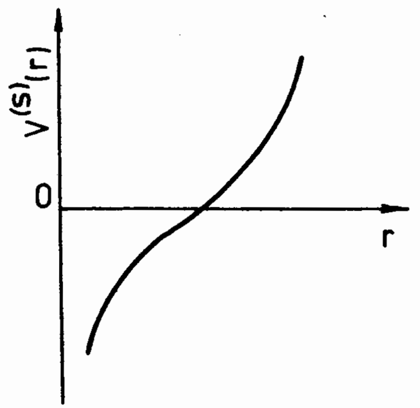

Рис.1

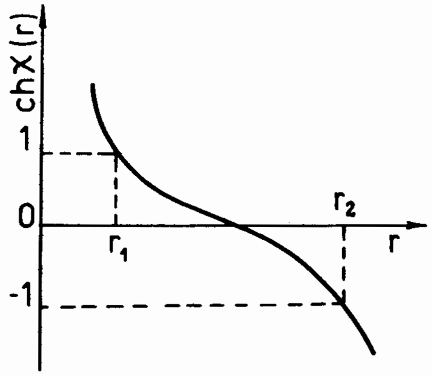

Рис.2

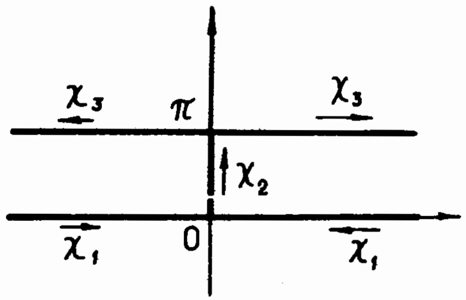

Рис.3

В области $r > r_2$ решения уравнения /22/, очевидно, будут иметь вид $\chi(r) = i\pi \pm \chi_3(r)$, где

$$\chi_3(r) = \mathrm{arch}\,\frac{V^{(s)}(r) - M}{2m}. \qquad /26/$$

В классически запретной области $r_1 < r < r_2$ решение будет чисто мнимым $\chi(r) = i\chi_2(r)$, причем

$$\cos\chi_2(r) = \frac{M - V^{(s)}(r)}{2m}; \quad 0 < \chi_2 < \pi. \qquad /27/$$

Таким образом, при изменении координаты r от 0 до ∞, величина $\chi(r)$ в комплексной плоскости проходит контур, изображенный на рис.3.

Сшивание решений путем выхода в комплексную плоскость χ приводит к следующим выражениям для волновой функции /24/. В классически доступной области $0 < r < r_1$:

$$\Phi^{(s)}(r) = \frac{c}{\sqrt{\mathrm{sh}\chi_1(r)}} \sin\{m \int_r^{r_1} dr\chi_1(r) + \frac{\pi}{4}\}. \qquad /28/$$

В области $r_1 < r < r_2$

$$\Phi^{(s)}(r) = \frac{c}{2\sqrt{\sin\chi_2(r)}} \exp\{-m \int_{r_1}^{r} dr\,\chi_2(r)\}. \qquad /29/$$

И, наконец, в области $r > r_2$:

$$\Phi^{(s)}(r) = \frac{c}{\sqrt{\mathrm{sh}\chi_3(r)}} \cos\{m \int_{r_2}^{r} dr\chi_3(r) + \frac{\pi}{4}\} \exp\{-m \int_{r_1}^{r_2} dr\chi_2(r) - \pi m(r-r_2)\}. \qquad /30/$$

Из граничного условия $\Phi^{(s)}(0) = 0$ и выражения /28/ получаем условие квантования уровней [17,18]:

$$m \int_0^{r_1} dr\chi_1(r) = \pi(n + \frac{3}{4}); \quad n = 0,1,\ldots, \qquad /31/$$

где $\chi_1(r)$ определяется формулой /28/, а точка поворота - уравнением /23/. Условие /31/ является обобщением известного правила квантования Бора-Зоммерфельда на случай релятивистских систем. Отличие от нерелятивистского правила квантования состоит в том, что под интегралом в формуле /31/, вместо импульса кварка стоит его релятивистская быстрота.

РАСЧЕТ СПЕКТРОВ РАДИАЛЬНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ π- И ρ-МЕЗОНОВ

Вычисление масс π- и ρ-мезонов проводилось с помощью формулы /31/. В качестве центрального квазипотенциала $V_c(r)$ был выбран квазипотенциал следующего вида:

$$V_c(r) = -\frac{a}{r} + \begin{cases} \lambda r \\ \omega r^2 \end{cases}, \qquad /32/$$

т.е. для запирающей его части рассматривалось два варианта: линейный и осцилляторный. Присутствие кулоновской части связано с необходимостью правильно передать поведение взаимодействия на малых расстояниях, согласующееся с квантовой хромодинамикой[19]. Что касается спин-спинового взаимодействия, то оно первоначально считалось не зависящим от расстояния:

$$V_{ss}(r) = V_0 = \mathrm{const}. \qquad /33/$$

Вообще говоря, если не считать, что константы взаимодействия a, λ, ω, рассматриваемые как свободные параметры модели, могут быть различными для π- и ρ-мезонов, то такой потенциал приво-

дил бы к постоянной величине спин-спинового расщепления для радиальных возбуждений π- и ρ-мезона, что не согласовывалось бы с наблюдаемыми спектрами. Поэтому при обработке данных мы позволяли этим параметрам быть различными для π- и ρ-мезонного спектров, что эквивалентно допущению, что потенциал $V_{ss}(r)$ имеет структуру /32/. Заметим, что в работе[20] было показано, что введение зависимости запирающего потенциала от полного спина двухчастичной системы позволяет хорошо описать спектры масс тяжелых мезонов. Та же возможность вклада запирающего потенциала в спин-спиновое взаимодействие предполагается и в моделях, где брейт-фермиевский потенциал взаимодействия кварка и антикварка строится как фурье-образ регуляризованного тем или иным способом при малых Q^2 пропагатора одноглюонного обмена[21]. Кулоноподобная зависимость спин-спинового взаимодействия, как известно, отсутствует в электродинамическом потенциале Брейта-Ферми, где оно пропорционально $\delta(\vec r)$ -функции /как фурье-образ $a_{КЭД}\cdot\vec\sigma_1\vec\sigma_2$/. Но, поскольку в КХД мы имеем дело с бегущей константой связи $a_{КХД} = a(Q^2)$ /регуляризованной при $Q^2 = \Lambda^2$ /, спин-спиновое взаимодействие может уже носить не точечный, типа $\delta(r)$, а дальнодействующий характер /как фурье-образ $a^{рег}_{КХД}(Q)\vec\sigma_1\vec\sigma_2$ /, о чем свидетельствовало бы различие параметров потенциала /32/ a_ρ и a_π, которые мы при фите данных будем считать независимыми.

Как уже говорилось во введении, нами были проанализированы различные способы нумерации наблюдаемых радиальных возбуждений, соответствующие табл.1,3 и 4. В результате обработки имеющихся данных мы пришли к следующим результатам.

1. Если зафиксировать значения масс первых трех уровней π-мезонов и ρ-мезонов согласно табл.1, то фит данных не идет, т.е. ни при каких разумных значениях параметров квазипотенциала не удается описать эти спектры формулой /31/. Если же не фиксировать массу π-уровня с $n = 2$, то из формулы /31/ для нее получается значение 2178 МэВ /вариант ωr^2 /, или 1974 МэВ /вариант λr /, что не согласуется с экспериментальным значением $M_\pi(1770 \pm 40)$.

2. Если пронумеровать радиальные возбуждения в соответствии с табл.3, но не фиксировать массу π-уровня с $n = 3$, то для массы π-уровня с $n = 1$ мы получаем для осцилляторного потенциала предсказание $M_\pi^{(1)} = 760$ МэВ, а $M_\pi^{(3)}$ оказывается равным 1700 МэВ.

При этом получены следующие значения параметров: $\omega_\pi = 0{,}130$, $\omega_\rho = 0{,}092$, $m_q = 0{,}478$, $a_\pi = 1{,}72$, $a_\rho = 1{,}67$. Отсюда видно, что спин-спиновое взаимодействие не имеет кулоновской части ($a_\pi \simeq a_\rho$) и целиком определяется запирающим потенциалом. Если же зафиксировать значения масс π- и ρ-уровней согласно табл.3, то в случае осцилляторного потенциала получаем предсказание $M_\pi^{(1)} =$ $= 710$ МэВ.

3. Если мы откажемся от существования $\rho(1250)$ и проведем нумерацию уровней согласно табл.4, зафиксировав массы π- уровней с $n = 0,1,2$ и ρ-уровней с $n = 0,1$, то спектры также будут хорошо описываться формулой /31/, причем для ρ-уровня с $n = 2$ мы получим значение массы $M_\rho^{(2)} = 2180$ МэВ (ωr^2) или 2110 МэВ (λr), в хорошем согласии с табличным значением 2150 МэВ.

Таким образом, на основе проведенного анализа мы приходим к выводу о том, что если $\rho(1250)$ существует, то $\pi(1240)$ является вторым радиальным возбуждением, и должен существовать резонанс с квантовыми числами π-мезона и массой в районе 700 МэВ, являющейся первым радиальным возбуждением. Если же окажется, что $\pi(1240)$ является первым радиальным возбуждением, то это налагает запрет на существование $\rho(1250)$.

В соответствии с обсуждением экспериментальной ситуации во введении мы осмеливаемся утверждать, что эти выводы не зависят от выбора модели квазипотенциала, и лишь предсказываемая здесь величина массы первого радиального возбуждения π-мезона в какой-то степени будет зависеть от конкретной формы квазипотенциала.

Авторы выражают искреннюю благодарность академику А.А.Логунову за интерес к работе и ценные замечания, а также А.Б.Говоркову и А.В.Сидорову за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Quigg C., Rosner J.L. Phys.Rep., 1979, C56, No.4, p.168.
2. Barbieri R. et al. Nucl.Phys., 1976, B105, p.125.
3. Krammer M., Krasemann H. Preprint DESY 79/20, Hamburg,1979.
4. Partridge J.V. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, 45, p.1150; Himel T.M. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, 45, p.1146.
5. Shifmann M.A. et al. Phys.Lett., 1978, 77B, p.80.
6. Bellini G. et al. Proc. of the IV Warsaw Symposium on Elementary Particle Physics, 1981, p.187; Bellini G. et al. CERN-EP/81-97, Geneva, 1981; Беллини Д.-П. Письма в ЖЭТФ, 1981, т.34, № 9, с.511-514.
7. Bellini G. et al. Phys.Rev.Lett., 1982, vol.48, No.25, p.1697-1700.
8. Gerasimov S.B., Govorkov A.N. Z.Phys.C - Particles and Fields, 1982, 13, p.43.
9. Kataev A.L. et al. Preprint TH-3413-CERN, Geneva, 1982.
10. Григорян С.С. Препринт ИФВЭ 83-49, Серпухов, 1983.
11. Logunov A.A., Tavkhelidze A.N. Nuovo Cim., 1963, 29, p.280.
12. Kadyshevsky V.G. Nucl.Phys., 1968, B6, p.125.
13. Savrin V.I., Sidorov A.V., Skachkov N.B. Hadronic Journal, 1981, 4, No.5, p.1642.
14. Кадышевский В.Г. и др. ЭЧАЯ, 1972, 2, с.635.
15. Скачков Н.Б., Соловцов И.Л. ЭЧАЯ, 1978, 9, с.5.

16. Донков А.Д. и др. В кн.: Взаимодействие адронов при высоких энергиях. Материалы Межд.семинара. Баку, 24-27 апреля 1972 г. Изд-во ИФ АН АзССР, Баку, 1972, с.5; в кн.: Труды IV Международного симпозиума по нелокальным теориям поля. Алушта, 1976. ОИЯИ, Д2-9788, Дубна, 1976; Донков А.Д., Кадышевский В.Г., Матеев М.Д. ТМФ, 1982, 50, № 3, с.360-369.
17. Скачков Н.Б., Соловцов И.Л. ТМФ, 1980, 31, с.1332.
18. Сидоров А.В., Скачков Н.Б. ТМФ, 1981, т.46, с.213.
19. Savrin V.I., Skachkov N.B. Nuovo Cim.Lett., 1980, vol.29, p.363.
20. Leutwyler H. et al. Proc.Int.Summer Inst.on Theor.Phys. Kaiserslauten, 1979. Plenum Press, New York, 1980.
21. Richardson J.L. Phys.Lett., 1979, 82B, p.272; Buchmuller W., Tye S.-H.H. The Quark-Antiquark Potential in Quantum Chromodynamics. Fermilab-Conf.-81/38 THY, 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 октября 1983 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Иваньшин Ю.И. и др. Р2-83-727

О возможности существования новых радиальных возбуждений систем, составленных из легких кварков

Целью работы является изучение возможности существования новых радиальных возбуждений π-мезона, рассматриваемого как связанное состояние кварка и антикварка. Для описания связанного состояния двух легких кварков используется релятивистское квазипотенциальное уравнение, которое решается методом ВКБ. Квазипотенциал выбирается в виде суммы кулоновского и запирающего /линейного или осцилляторного/ потенциалов. Путем совместного фита спектров π- и ρ-мезонных радиальных возбуждений установлено, что в случае существования $\rho'(1250)$ резонанса первое радиальное возбуждение π-мезона должно лежать в области масс $M_{\pi'} \sim 700$ МэВ.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Ivanshin Yu.I. et al. P2-83-727

About the Possibility of the Existence of New Radial Excitations of the Systems Formed of Light Quarks

The aim of the work is to study the possibility of the existence of new radial excitations of π-meson, considered as a bound state of quark and antiquark. To describe the bound state of two light quarks the relativistic quasipotential equation is solved by WKB method. The quasipotential is chosen to be a sum of a Coulomb and confining (linear or oscillator) potentials. It is found with the help of a simultaneous fit of the spectrum of π- and ρ-meson radial excitations that in the case of the existence of $\rho'(1250)$ resonance the first radial excitation of π-meson should be in the mass region $M_{\pi'} \sim 700$ MeV.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой