

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-94-452

И.В.Амирханов, Т.З.Насыров*,
В.Н.Первушин, Н.А.Сариков

СПЕКТР МАСС И КОНСТАНТЫ
ЛЕПТОННЫХ РАСПАДОВ МЕЗОНОВ
И ИХ РАДИАЛЬНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ
В КХД-ИНСПИРИРОВАННОЙ
ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ МОДЕЛИ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

*Институт ядерной физики АН РУз, Ташкент

1994

1. Введение

В последнее время достигнут значительный прогресс в систематике мезонов с помощью потенциальных моделей, благодаря теоретико-полевой формулировке потенциальной модели на основании эффективного гамильтониана КХД [1-3]. В такой КХД - инспирированной потенциальной модели мезон описывается по аналогии с атомом в КЭД, где связанное состояние обусловлено статическим (кулоновским) взаимодействием. Для задачи спектроскопии мезонов в таком подходе был использован эффективный гамильтониан КХД в кулоновской калибровке, интегрированный по глюонным степеням свободы, который содержит четырехкварковое взаимодействие с феноменологическим потенциалом. КХД - инспирированная потенциальная модель в области тяжелых кварков переходит в нерелятивистскую потенциальную модель с уравнением Шредингера для кваркониев (мезонов). В области же легких кварков модель приводит к системе уравнений Швингера - Дайсона (ШД) для собственной энергии кварка и Бете - Салпитера (БС) для спектра связанных состояний кварков. Центральной проблемой в этом подходе является определение вида потенциала, позволяющего единым образом описать спектры всех мезонов как связанные состояния кварка и антикварка.

В работах [1-3] было показано, что КХД - инспирированная потенциальная модель для безмассовых кварков с кирально инвариантным феноменологическим потенциалом, определенным из спектроскопии тяжелых

кваркониев в пределе больших расстояний, приводит к спонтанному нарушению киральной симметрии. В рамках этой модели в приближении гармонического осциллятора для потенциала (как более простое, чем приближение "реалистичного" линейно растущего потенциала) был воспроизведен широкий спектр легких мезонов, в том числе $(\pi - \rho)$ - расщепление без добавления в потенциал члена спин-спинового взаимодействия [2]. В то же время, для константы лептонного распада (f_π) эта модель дает результат значительно ниже, чем экспериментальное значение. Попытки поднять значение f_π до экспериментального за счет взаимодействия на малых расстояниях с помощью кулоновского потенциала и конечной массы токовых кварков [3,4] не имели успеха.

Для воспроизведения экспериментального значения f_π в работах [5,6] предложена модификация уравнения ШД. Она заключается во введении в уравнение ШД некоторой функции, удовлетворяющей физическим граничным условиям задачи. Главной целью такой модификации является создание теоретического инструмента для единого качественного описания спектра и констант лептонных распадов всех мезонов, в том числе пиона. На примере потенциала Гаусса и гармонического осциллятора авторами этих работ было показано, что путем введения в уравнение ШД функций вычитания можно добиться одновременного воспроизведения экспериментальных значений массы и константы лептонного распада пиона. Такое единое описание спектра и констант

распада других псевдоскалярных мезонов и их радиальных возбуждений было получено в случае осцилляторного потенциала [6].

Целью настоящей работы является описание спектра и констант лептонных распадов мезонов и их радиальных возбуждений с использованием модификации уравнения ШД, предложенный в [6], и добавлением к осцилляторному потенциалу кулоновского взаимодействия.

Работа изложена следующим образом. В разделе 2 сформулирована краевая задача для уравнения ШД и описана схема модификаций этого уравнения с потенциалом гармонического осциллятора и кулоновского взаимодействия. В разделе 3 изложена краевая задача для уравнения БС для псевдоскалярных, векторных, аксиально - векторных и скалярных мезонов и условие нормировки собственных функций уравнения, а также дано определение константы лептонного распада мезонов. В разделе 4 анализируются полученные численные результаты. Громоздкие формулы приведены в приложении А.

2. Уравнение Швингера – Дайсона

Основные положения и уравнения КХД - инспирированной потенциальной модели подробно изложены в [1-3,7]. Поэтому в настоящей работе приводим только те формулы, которые будут использованы для решения рассматриваемой проблемы. Уравнение ШД для произвольного потенциала можно представить в следующем

виде [7]:

$$\begin{aligned} E(p) \sin \varphi(p) &= m_0 + \frac{1}{2} \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} V(|p - q|) \sin \varphi(q) \\ E(p) \cos \varphi(p) &= p + \frac{1}{2} \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} V(|p - q|) \xi \cos \varphi(q), \end{aligned} \quad (1)$$

где интегрирование ведется в трехмерном пространстве координат импульса q , $\xi = \hat{p}\hat{q}$, $\hat{p} = p/|p|$; m_0 – токовая масса кварка, зависимость от импульса которой пренебрегается. Система уравнений решается относительно функции $\varphi(p)$ и энергии кварка $E(p)$ как функций, зависящих только от $p = |p|$.

После интегрирования по углам $d\Omega_q$ уравнение (1) принимает вид

$$\begin{aligned} E(p) \sin \varphi(p) &= m_0 + \frac{1}{2} I_1(p), \\ E(p) \cos \varphi(p) &= p + \frac{1}{2} I_2(p), \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} I_1(p) &= \int dq V_1(p, q) \sin \varphi(q), \\ I_2(p) &= \int dq V_2(p, q) \cos \varphi(q), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} V_1(p, q) &= \frac{q^2}{(2\pi)^3} \int d\Omega_q V(|p - q|), \\ V_2(p, q) &= \frac{q^2}{(2\pi)^3} \int d\Omega_q V(|p - q|) \xi. \end{aligned} \quad (4)$$

Для решения системы уравнений (2) удобно ее привести к следующему виду:

$$2m_0 \cos \varphi(p) - 2p \sin \varphi(p) + I_1(p) \cos \varphi(p) - I_2(p) \sin \varphi(p) = 0, \quad (5)$$

$$E(p) = \left(m_0 + \frac{1}{2} I_1(p) \right) \sin \varphi(p) + \left(p + \frac{1}{2} I_2(p) \right) \cos \varphi(p). \quad (6)$$

Решения этих уравнений зависят от явного вида потенциала и граничных условий. В настоящей работе используется следующий вид потенциала [2,3]:

$$V(|\mathbf{p} - \mathbf{q}|) = \frac{4}{3} \left((2\pi)^3 V_0 \Delta_{\mathbf{q}} \delta^3(\mathbf{p} - \mathbf{q}) + \frac{4\pi\alpha_s}{|\mathbf{p} - \mathbf{q}|^2} \right), \quad (7)$$

где V_0 и α_s — постоянные осцилляторного и кулоновского взаимодействия, соответственно. Предполагается, что они не зависят от полного импульса $(p + q)$, цвета и аромата кварка.

С учетом (7) уравнение (5) перепишем в следующем виде:

$$F = F_1 + F_2 = 0, \quad (8)$$

где

$$F_1 = \varphi''(p) + \frac{2}{p}\varphi'(p) + \frac{\sin 2\varphi(p)}{p^2} + 2m_0 \cos \varphi(p) - 2p \sin \varphi(p), \quad (9)$$

$$F_2 = I_1(p) \cos \varphi(p) - I_2 \sin \varphi(p), \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} I_1(p) &= \int dq \frac{q}{p} V_1(p, q) \sin \varphi(q), \\ I_2(p) &= \int dq \frac{q}{p} V_2(p, q) \cos \varphi(q), \end{aligned} \quad (11)$$

Явный вид функций $V_1(p, q)$ и $V_2(p, q)$ приведен в приложении А. Искомая функция $\varphi(p)$ удовлетворяет следующим граничным условиям:

$$\varphi(0) = \frac{\pi}{2}, \quad \varphi(p) \xrightarrow{p \rightarrow \infty} \frac{m_0}{\sqrt{p^2 + m_0^2}}. \quad (12)$$

Как известно, уравнения с осцилляторным потенциалом не имеют расходимостей, тогда как кулоновский потенциал приводит к УФ - расходимостям. Для устранения этих расходимостей обычно используется пертурбативный метод регуляризации, согласно которому в уравнение вводятся величины, сокращающие расходимости в пределе бесконечно больших значений импульса кварка ($p \rightarrow \infty$).

В данной работе уравнения ШД модифицируем следующим образом:

$$\begin{aligned} I_1(p) &\rightarrow I_1(p) - I_{11}(p), \\ I_2(p) &\rightarrow I_2(p) - I_{22}(p), \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$I_{11}(p) = \frac{\alpha_s}{\pi} \int dq V_1(p, q) \frac{m_0}{\sqrt{m_0^2 + q^2}}, \quad (14)$$

$$I_{22}(p) = \frac{\alpha_s}{\pi} \int dq V_2(p, q) \frac{q}{\sqrt{m_0^2 + q^2}} + p \exp(-\sigma p); \quad (15)$$

где σ - свободный параметр. Функция $I_{11}(p)$ и первое слагаемое функции $I_{22}(p)$ введены для устранения УФ - расходимостей.

Решения краевой задачи для уравнения ШД зависят от параметров m_0, V_0, α и σ . Эти параметры фиксируются путем фитирования собственных значений уравнения БС к экспериментальным значениям масс основных состояний мезонов. Все остальные физические величины (константы лептонных распадов псевдоскалярных мезонов, массы радиально возбужденных состояний мезонов и т.п.) являются вычисляемыми, т.е. предсказаниями модели.

3. Уравнение Бете – Салпитера

Уравнение БС с потенциалом (7) для псевдоскалярных, векторных, скалярных и аксиально - векторных мезонов можно записать в следующем виде:

$$\chi''(p) + \hat{W}_1(p)\chi(p) + \hat{M}\chi(p) + \int_0^\infty dq \hat{W}_2(p, q)\chi(q) = 0 \quad (16)$$

где $\chi(p)$ – вектор, а \hat{M} , $\hat{W}_1(p)$ и $\hat{W}_2(p, q)$ – матрицы, явный вид которых приведен в Приложении А. Величины $\chi(p)$ и \hat{M} соответствуют волновым функциям и массам мезонов.

Матричное уравнение (16) удовлетворяет следующим граничным условиям и условию нормировки:

$$\chi(0) = \chi(\infty) = 0, \quad (17)$$

$$\int_0^\infty dp \chi^T(p)\chi(p) = 1. \quad (18)$$

Описание мезонов как связанных состояний пары кварк - антикварк сводится к решению краевой задачи для систем интегро-дифференциальных уравнений (16) с граничными условиями (17) и условием нормировки (18).

Используя решения этой задачи, можно вычислить константы лептонных распадов псевдоскалярных мезонов согласно следующей формуле [7]:

$$F_M = \frac{4N_c}{M} \frac{1}{(2\pi)^3} \sqrt{4\pi} \int_0^\infty dp U_2^0(p) \sin\left(\frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}\right) \quad (19)$$

где $U_2^0(p)$ – компонента волновой функции псевдоскалярного мезона (см. Приложение А).

4. Численные результаты и заключение

Решения модифицированного уравнения ШД с вычитанием (13) и уравнения БС получены с помощью численного метода НАМН [8].

Точность полученного решения с помощью разностной схемы исследована путем расчетов на последовательности сгущающихся сеток. Проводя численные эксперименты на трех сгущающихся сетках, убедились в сходимости разностных решений.

Значения параметров (m_0 , V_0 , α_s и σ) были определены путем фитирования собственных значений уравнения БС к экспериментальным значениям масс мезонов. Наилучшее фитирование достигнуто при следующих значениях параметров:

$$V_0 = 505 \text{ МэВ}; \quad \alpha_s = 0.2; \quad \sigma = 220 \text{ МэВ}^{-1};$$

$$m_{0_{s,d}} = 2.6 \text{ МэВ}; \quad m_{0_s} = 73 \text{ МэВ};$$

$$m_{0_c} = 1237 \text{ МэВ}; \quad m_{0_b} = 4681 \text{ МэВ}.$$

Эти значения параметров незначительно отличаются от значений, полученных в случае чисто осцилляторного потенциала [6].

На рисунках 1 - 2 представлены решения уравнения БС на собственные функции $U_1^0(p)$ и $U_2^0(p)$, соответствующие волновым функциям π , K , D и B мезонов.

Уравнение БС имеет также узловые решения, которые отождествляются радиально возбужденными состояниями мезонов. Следует отметить, что решения для этих состояний определяются теми же параметрами,

которые входят в решения для основных состояний мезонов. Кривые собственных функций для первых радиально возбужденных состояний π^- , K^- , D^- и B^- мезонов изображены на рисунках 3 - 4.

Собственные значения уравнения БС и константы лептонных распадов мезонов и их радиально возбужденных состояний приведены в таблицах 1-5.

Из таблиц видно, что теоретические оценки масс радиально возбужденных состояний так же, как в случае чисто осцилляторного потенциала, примерно в 1,5 раза превышают известные экспериментальные значения [9]. Однако, следует отметить, что оценка для массы радиального возбуждения пиона близка к недавнему экспериментальному результату, полученному в [10]. Возможно, более точное описание спектра мезонов получится с использованием вместо осцилляторного линейно растущего потенциала и бегущей константы связи кулоновского потенциала с соответствующим выбором схемы регуляризации. На такую возможность, в частности, указывает работа [11], где с помощью уравнения Салпитера описан спектр всех мезонов, за исключением пиона и каона. Именно для этих мезонов существен эффект спонтанного нарушения киральной симметрии, для учета которой вместе с уравнением Салпитера надо решать уравнения ШД. Эти проблемы являются предметом наших дальнейших исследований.

Авторы благодарят А.М. Зайцева, И.В. Пузынина, Э.А. Кураева, Т.П. Пузынину, Е.В. Землянскую и Т.А. Стриж за полезные обсуждения.

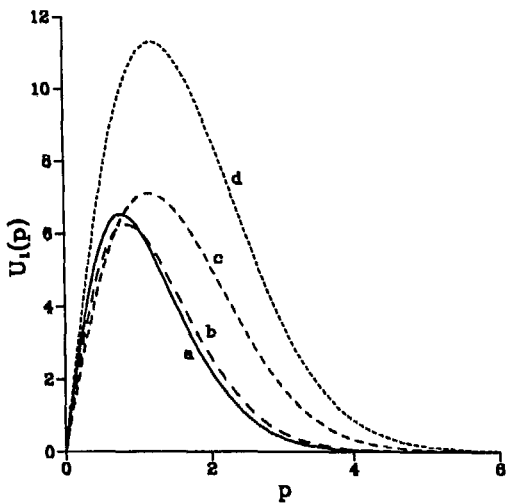


Рис. 1. Решения уравнения БС на собственные функции $U_1(p)$: а) для π -мезона; б) для K -мезона; с) для D -мезона и д) для B -мезона.

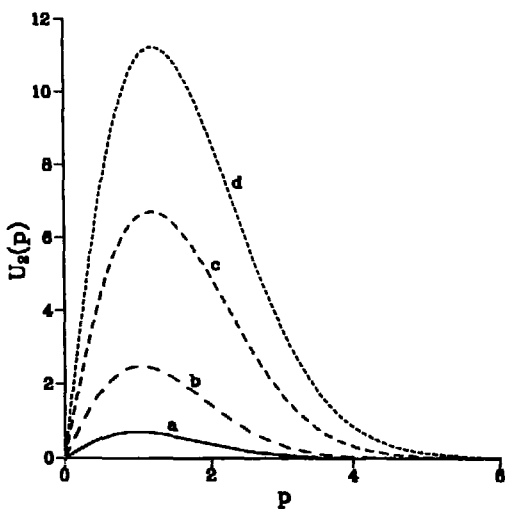


Рис. 2. Решения уравнений БС на собственные функции $U_2(p)$: а) для π -мезона; б) для K -мезона; с) для D -мезона и д) для B -мезона.

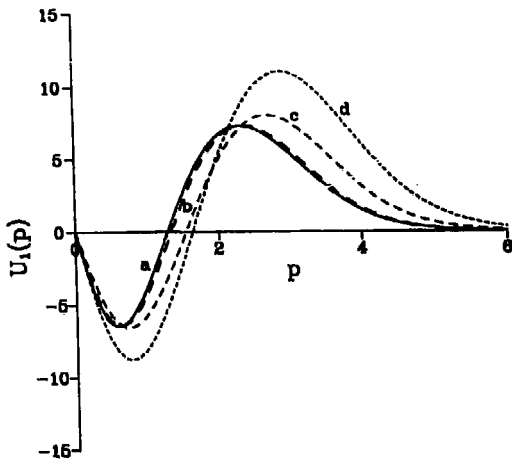


Рис. 3. Одноузловые решения уравнения БС $U_1(p)$: а) для π -мезона; б) для K -мезона; с) для D -мезона и д) для B -мезона.

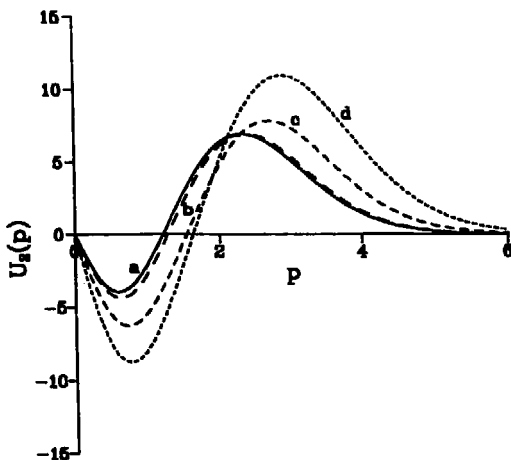


Рис. 4. Одноузловые решения уравнения БС $U_2(p)$: а) для π -мезона; б) для K -мезона; с) для D -мезона и д) для B -мезона.

Таблица 1. Значения масс псевдоскалярных мезонов и их радиально возбужденных состояний (в МэВ)

Связанное состояние	Основное состояние		1-ое радиальное возбуждение		2-ое радиальное возбуждение	
	теория	эсп.	теория	эсп.	теория	эсп.
π	<u>138</u>	138	2093	1300	3375	1770
K	<u>493</u>	493	2158	1460	3418	1830
D	<u>1869</u>	1869	3054		4144	
D_s	1900	1968	3086		4170	
B	<u>5270</u>	5270	6295		7216	
B_s	5295		6321		7238	
B_c	6207		7045		7847	

Таблица 2. Массы скалярных (0^+)-мезонов и их радиальных возбуждений (в МэВ)

Связанное состояние	Основное состояние		1-ое радиальное возбуждение		2-ое радиальное возбуждение	
	теория	эсп.	теория	эсп.	теория	эсп.
a_0	1029	980	2516		3748	
K_0^*	1119	1350	2577	1430	3796	1950
D_0^*	2231	2440	3420		4498	
D_{s0}^*	2301		3480		4550	
B_0^*	5589		6601		7511	
B_{s0}^*	5651		6654		7557	
B_{c0}^*	6606		7430		8223	

Таблица 3. Массы аксиально-векторных (1^+) -мезонов и их радиальных возбуждений (в МэВ)

Связанное состояние	Основное состояние		1-ое радиальное возбуждение		2-ое радиальное возбуждение	
	теория	эксп.	теория	эксп.	теория	эксп.
a_1	1317	1260	2696		3887	
K_1	1369	1270	2739	1400	3922	1650
D_1	2398	2420	3544		4599	
D_{s1}	2432	2536	3578		4630	
B_1	5744		6712		7603	
B_{s1}	5772		6743		7630	
B_{c1}	6624		7448		8240	
χ_{b1}	9843	9890	10480	10255	11110	

Таблица 4. Массы векторных (1^-) -мезонов и их радиальных возбуждений (в МэВ)

Связанное состояние	Основное состояние		1-ое радиальное возбуждение		2-ое радиальное возбуждение	
	теория	эксп.	теория	эксп.	теория	эксп.
ρ	<u>770</u>	770	1665	1450	2229	1700
K^*	822	892	1722	1410	2259	1680
D^*	1911	2010	2694		3060	
D_s^*	1942	2110	2729		3090	
J/Ψ	2933	3097	3543	3685	3861	3770
B^*	5310	5325	5978		6292	
B_s^*	5336		6005		6317	
B_c^*	6260		6873		7024	
Υ	9550	9460		10023		10355

Таблица 5. Константы лептонных распадов псевдоскалярных (0^-) -мезонов и их радиальных возбуждений (в МэВ)

Константа распада	Для основного состояния		Для 1-го радиального возбуждения		Для 2-го радиального возбуждения	
	теория	эксп.	теория	эксп.	теория	эксп.
f_π	131	132	1.5		1	
f_K	169	166	22		13	
f_D	330	<310	225		177	
f_{D_s}	360		237		187	
f_B	268		277		309	
f_{B_s}	287		299		316	
f_{B_c}	432		467		405	

Приложение А

Матрицы $\hat{W}_1(p)$, $\hat{W}_2(p, q)$, \hat{M} , и вектор $\chi(p)$ имеют следующий вид:

1) для псевдоскалярных мезонов

$$\hat{W}_1(p) = \begin{pmatrix} W_{11}(p) & 0 \\ 0 & W_{12}(p) \end{pmatrix};$$

$$\hat{W}_2(p, q) = \begin{pmatrix} W_{21}(p, q) & 0 \\ 0 & W_{22}(p, q) \end{pmatrix};$$

$$\hat{M} = \begin{pmatrix} 0 & M \\ M & 0 \end{pmatrix};$$

$$\chi(p) = \begin{pmatrix} U_1^0(p) \\ U_2^0(p) \end{pmatrix},$$

где $U_1^0(p), U_2^0(p)$ и M – волновые функции и масса псевдоскалярного мезона, соответственно;

$$W_{(11)}(p) = - \left\{ E_t(p) + [\vartheta_1'(p) \mp \vartheta_2'(p)]^2 + \frac{2}{p^2} (s_p^\mp)^2 \right\};$$

$$W_{(22)} = V_1(p, q) c_p^\mp c_q^\mp + V_2(p, q) s_p^\mp s_q^\mp.$$

2) для скалярных мезонов

$$\hat{W}_1(p) = \begin{pmatrix} W_{11}(p) & 0 \\ 0 & W_{12}(p) \end{pmatrix};$$

$$\hat{W}_2(p, q) = \begin{pmatrix} W_{21}(p, q) & 0 \\ 0 & W_{22}(p, q) \end{pmatrix};$$

$$\hat{M} = \begin{pmatrix} 0 & M \\ M & 0 \end{pmatrix};$$

$$\chi(p) = \begin{pmatrix} \sigma_1^0(p) \\ \sigma_2^0(p) \end{pmatrix},$$

где $\sigma_1^0(p), \sigma_2^0(p)$ и M – волновые функции и масса скалярных мезонов, соответственно;

$$W_{(11)}(p) = - \left\{ E_t(p) + [\vartheta_1'(p) \pm \vartheta_2'(p)]^2 + \frac{2}{p^2} (c_p^\pm)^2 \right\};$$

$$W_{(21)} = V_2(p, q) \dot{c}_p^\pm c_q^\pm + V_1(p, q) s_p^\pm s_q^\pm,$$

3) для аксиально-векторных мезонов

$$\hat{W}_1(p) = \begin{pmatrix} W_{11}(p) & 0 \\ 0 & W_{12}(p) \end{pmatrix};$$

$$\hat{W}_2(p, q) = \begin{pmatrix} W_{21}(p, q) & 0 \\ 0 & W_{22}(p, q) \end{pmatrix};$$

$$\hat{M} = \begin{pmatrix} 0 & M \\ M & 0 \end{pmatrix};$$

$$\chi(p) = \begin{pmatrix} a_1^1(p) \\ a_2^1(p) \end{pmatrix},$$

где $a_1^1(p)$, $a_2^1(p)$ и M — волновые функции и масса аксиально-векторного мезона, соответственно;

$$W_{(11)}(p) = - \left\{ E_i(p) + [\vartheta'_1(p) \mp \vartheta'_2(p)]^2 + \frac{2}{p^2} \right\};$$

$$W_{(21)} = V_2(p, q) c_p^\mp c_q^\mp + V_3(p, q) s_p^\mp s_q^\mp,$$

4) для векторных мезонов

$$\hat{W}_1(p) = \begin{pmatrix} W_{11}(p) & 0 & W_{15}(p) & 0 \\ 0 & W_{12}(p) & 0 & W_{15}(p) \\ W_{15}(p) & 0 & W_{13}(p) & 0 \\ 0 & W_{15}(p) & 0 & W_{14}(p) \end{pmatrix};$$

$$\hat{W}_2(p, q) = \begin{pmatrix} W_{21}(p, q) & 0 & W_{25}(p, q) & 0 \\ 0 & W_{22}(p, q) & 0 & W_{26}(p, q) \\ W_{26}(p, q) & 0 & W_{23}(p, q) & 0 \\ 0 & W_{25}(p, q) & 0 & W_{24}(p, q) \end{pmatrix};$$

$$\hat{M} = \begin{pmatrix} 0 & M & 0 & 0 \\ M & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & M \\ 0 & 0 & M & 0 \end{pmatrix};$$

$$\chi(p) = \begin{pmatrix} v_1^1(p) \\ v_2^1(p) \\ \sigma_1^1(p) \\ \sigma_2^1(p) \end{pmatrix},$$

где $v_1^1(p)$, $v_2^1(p)$ и M — волновые функции и масса векторных мезонов, соответственно;

$$W_{(11)}(p) = - \left\{ E_l(p) + [\vartheta_1'(p) \mp \vartheta_2'(p)]^2 + \frac{2}{p^2} \right\};$$

$$W_{(13)}(p) = - \left\{ E_l(p) + [\vartheta_1'(p) \pm \vartheta_2'(p)]^2 + \frac{2}{p^2} + \frac{2}{p^2} (c_p^\pm) \right\};$$

$$W_{15}(p) = \frac{2\sqrt{2}}{p^2} c_p^+ c_p^-;$$

$$W_{(21)} = V_3(p, q) c_p^\mp c_q^\mp + V_2(p, q) s_p^\mp s_q^\mp;$$

$$W_{(23)} = V_4(p, q) c_p^\pm c_q^\pm + V_2(p, q) s_p^\pm s_q^\pm;$$

$$W_{(25)} = -V_5(p, q) c_p^\mp c_q^\pm;$$

Явный вид функций $V_i(p, q)$:

$$V_1(p, q) = \frac{\alpha}{\pi} Q_0(p, q),$$

$$V_2(p, q) = \frac{\alpha}{\pi} [A Q_0(p, q) - 1],$$

$$V_3(p, q) = \frac{\alpha}{2\pi} [(1 + A^2) Q_0(p, q) - A],$$

$$V_4(p, q) = A V_2(p, q),$$

$$V_5(p, q) = \frac{\alpha}{\sqrt{2}\pi} [(1 - A^2) Q_0(p, q) + A],$$

где

$$Q_0(p, q) = \ln \left| \frac{p+q}{p-q} \right|, \quad A = \frac{p^2 + q^2}{2pq},$$

$$C_p^\pm = \cos[\vartheta_1(p) \pm \vartheta_2(p)], \quad S_p^\pm = \sin[\vartheta_1(p) \pm \vartheta_2(p)], \quad \vartheta_{(1)}(p) = \frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{2} - \varphi_{(1)}(p) \right)$$

$E_t = E_1 + E_2$ — полная энергия, φ_1, φ_2 и E_1, E_2 — решения уравнения ШД для кварка и антикварка, M — масса связанного состояния.

Литература

- [1] J.R.Finger and J.E.Mandula. Nucl.Phys. B199(1982) 168;
S.L.Adler and A.C.Davis. Nucl.Phys. B244(1984) 469.
- [2] A.Le Yaouanc, L.Oliver, P.Pene and J.-C.Raynal. Phys.Rev. 31D(1985) 137.
- [3] R.Alkofer and P.A.Amundsen.Nucl.Phys.B306(1988)305;
A.Trzuper. Acta Phys. Polonica,B20(1989)93;
Pedro J. de A.Bicudo and Jose E.F.T.Riberio. Phys. Rev. D42(1990)1611.
- [4] R. Horvat et al., Phys. Rev. D,v44, N5, p.1585.

[5] И.В.Амирханов и др. Математические модели и вычислительный эксперимент. т.6, N7, 1994, с.55.

[6] Амирханов И.В., Насыров Т.З., Сариков Н.А., Первущин В.И. Препринт ОИЯИ, Р4-94-406, Дубна, 1994.

[7] Калиновский Ю.Л. и др. ЯФ, т.49, 1989, с.1709.

V.N.Pervushin, Yu.L.Kalinovsky, W.Kallis and N.A.Sarikov.
Fortsch Phys. 38(1990)333;

[8] Жидков Е.И., Макаренко Г.И., Пузынин И.В. ЭЧАЯ, т.4, N1, с.127.

Жалял Т., Пузынин И.В. ЖВМиМФ, 1992, т.36, N6, с. 846.

[9] Review Particle Properties. Phys. Rev. D, v45, n11, part II(1992) p.VII.1

[10] D.V.Amelin et al, Study of resonance production in π^-N diffractive reactions at $P_{\pi^-} = 37 GeV/c$. Proceed "Hadron - 93 " Como .Italy, pp. 1-6, 1993.

[11] Chikage Habe (Yoshida) et al., Prog. Th. Phys. 77 (1987) 917.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 декабря 1994 года.

Принимается подписка на препринты, сообщения Объединенного института ядерных исследований и «Краткие сообщения ОИЯИ».

Установлена следующая стоимость подписки на 12 месяцев на издания ОИЯИ, включая пересылку, по отдельным тематическим категориям:

Индекс	Тематика	Цена подписки на год
1.	Экспериментальная физика высоких энергий	22600 р.
2.	Теоретическая физика высоких энергий	59200 р.
3.	Экспериментальная нейтронная физика	7800 р.
4.	Теоретическая физика низких энергий	23400 р.
5.	Математика	14800 р.
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия	12000 р.
7.	Физика тяжелых ионов	2200 р.
8.	Криогеника	1400 р.
9.	Ускорители	12200 р.
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных	12200 р.
11.	Вычислительная математика и техника	14300 р.
12.	Химия	1200 р.
13.	Техника физического эксперимента	21300 р.
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами	7200 р.
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях	2600 р.
16.	Дозиметрия и физика защиты	2200 р.
17.	Теория конденсированного состояния	12200 р.
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники	1800 р.
19.	Биофизика	1800 р.
	«Краткие сообщения ОИЯИ» (5—6 выпусков)	15000 р.

Подписка может быть оформлена с любого месяца года.

Организациям и лицам, заинтересованным в получении изданий ОИЯИ, следует перевести (или отправить по почте) необходимую сумму на расчетный счет 000608905 Дубненского филиала ММКБ, г.Дубна Московской области, п/инд. 141980 МФО 211844, указав: «За подписку на издания ОИЯИ».

Во избежание недоразумений необходимо уведомить издательский отдел о произведенной оплате и вернуть «Карточку подписчика», отметив в ней номера и названия тематических категорий, на которые оформляется подписка, по адресу:

141980 г. Дубна Московской обл.
ул.Жолно Кюри, 6
ОИЯИ, издательский отдел

Спектр масс и константы лептонных распадов мезонов и их радиальных возбуждений в КХД-инспирированной потенциальной модели

В рамках КХД-инспирированной потенциальной модели вычислены массы и константы лептонных распадов мезонов и их радиально возбужденных состояний. Получены численные решения уравнений Швингера—Дайсона и Бете—Салпитера с потенциалом гармонического осциллятора и кулоновского взаимодействия кварков. Показано, что если в уравнении Швингера—Дайсона произвести регуляризацию с помощью специально выбранной функции, то можно получить качественное описание спектра масс псевдоскалярных, векторных, аксиально-векторных и скалярных мезонов и их радиально возбужденных состояний, а также констант лептонного распада основных и радиально возбужденных состояний псевдоскалярных мезонов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им.Н.Н.Боголюбова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1994

Перевод авторов

The Masses and Leptonic Decay Constants of Mesons and Their Radially Excited States of the QCD-Inspired Potential Model

The masses and leptonic decay constants of mesons and their radially excited states are calculated in the framework of the QCD inspired potential model. The numerical solutions of the Schwinger—Dyson and Bethe—Salpeter equations with the harmonic oscillator potential and Coulomb interaction are obtained. It is shown that by regularization of the Schwinger—Dyson equation with the specially chosen functions one can describe on the qualitative level the mass spectrum of pseudoscalar, vector, axial-vector and scalar mesons as well as the leptonic decay constants of the ground and radially excited states of pseudoscalar mesons.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1994

Редактор М.И.Зарубина. Макет Т.Е.Попеко

**Подписано в печать 31.01.95
Формат 60×90/16. Офсетная печать. Уч.-изд.листов 1,84
Тираж 370. Заказ 47902. Цена 331 р.**

**Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Дубна Московской области**