Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. А. Атанасов, А. Т. Маринов, $\hbar$ -Разложение для связанных состояний, описываемых релятивистским трехмерным двухчастичным квазипотенциальным уравнением, *ТМФ*, 2001, том 129, номер 1, 106–115

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf523>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 3.82.47.9

26 апреля 2023 г., 17:56:38

$\hbar$ -РАЗЛОЖЕНИЕ ДЛЯ СВЯЗАННЫХ СОСТОЯНИЙ, ОПИСЫВАЕМЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИМ ТРЕХМЕРНЫМ ДВУХЧАСТИЧНЫМ КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНЫМ УРАВНЕНИЕМ

С помощью метода $\hbar$ -разложения определяются редже-траектории и собственные значения масс для связанных состояний в рамках релятивистского трехмерного двухчастичного квазипотенциального уравнения. Результаты применяются для корнелевского и степенного потенциалов в задаче определения спектра масс тяжелых кваркони-ев.

1. ВВЕДЕНИЕ

Среди различных подходов к релятивистской проблеме двух тел квазипотенциальное трехмерное двухчастичное уравнение [1] приобрело в настоящее время широкую популярность. В конфигурационном представлении оно имеет вид разностного уравнения. Решение такого типа уравнения связано со значительными трудностями, поскольку, как известно, разностное уравнение можно рассматривать как дифференциальное уравнение бесконечного порядка. Точное решение этого уравнения с квазипотенциалами конкретного вида получить трудно. Это вызывает необходимость использования приближенных методов решения релятивистского трехмерного двухчастичного квазипотенциального уравнения.

В настоящее время существует множество приближенных методов, таких как метод малого параметра для старших производных дифференциального уравнения [2], релятивистский аналог “модифицированного” метода ВКБ [3], теория возмущений, где дифференциально-разностные операторы в гамильтониане разлагаются по параметру $1/m$ [4] и др.

Недавно [5]–[8] был предложен метод $\hbar$ -разложения для приближенного решения уравнения Шредингера, уравнения Клейна–Гордона и релятивизированного уравнения Шредингера для связанных состояний. Метод $\hbar$ -разложения дополняет метод ВКБ. Как правило, применимость ВКБ-приближения оправдана только для высоковозбужденных состояний, соответствующих быстро осциллирующим волновым функциям. В

*Пловдивский университет им. П. Хилендарского, Пловдив, Болгария

то же время при изучении спектров кваркония наибольший интерес представляют именно низколежащие энергетические уровни. При использовании $\hbar$ -разложения получение редже-траекторий и анализ связанных состояний для низколежащих энергетических уровней сводятся к алгебраической процедуре, основанной на рекуррентных соотношениях. Успешное применение $\hbar$ -разложения к различным задачам стимулировало распространение данного метода и на систему, описываемую релятивистским трехмерным двухчастичным квазипотенциальным уравнением.

Данная работа посвящена применению метода $\hbar$ -разложения для релятивистского случая задачи связанных состояний в рамках релятивистского трехмерного двухчастичного квазипотенциального уравнения. Во втором разделе построен алгоритм приближенного решения данного уравнения для низколежащих состояний, основанный на разложении в ряд по постоянной Планка и использующий рекуррентный формализм вычислений для получения редже-траекторий. В третьем разделе полученные результаты применяются к спектроскопии тяжелых кваркониев при использовании одних из наиболее популярных потенциалов $q\bar{q}$ -взаимодействия – линейного и корнелского потенциалов.

2. РЕДЖЕ-ТРАЕКТОРИИ ДЛЯ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ТРЕХМЕРНОГО ДВУХЧАСТИЧНОГО КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим релятивистское трехмерное двухчастичное квазипотенциальное уравнение для радиальной волновой функции в случае сферически-симметричных квазипотенциалов в релятивистском конфигурационном представлении,

$$\left[Mc^2 - 2mc^2 \operatorname{ch} \left(\frac{i\hbar}{mc} \frac{d}{dr} \right) - \frac{\hbar^2 l(l+1)}{mr^2 \left(1 + \frac{i\hbar}{mcr} \right)} \exp \left(\frac{i\hbar}{mc} \frac{d}{dr} \right) - V(r) \right] R_l(r) = 0. \quad (1)$$

Это уравнение описывает относительное движение двух скалярных частиц с импульсом $\vec{p}$, моментом l и равными массами m , где $M = (2/c) \sqrt{m^2 c^2 + \vec{p}^2}$ есть масса связанного состояния.

В работе [9] показано, что волновая функция, описывающая относительное движение частиц, имеет вид

$$R_l(r) = \exp \left(-\frac{2\pi mcr}{\hbar} \right) u_l(r),$$

где функции $R_l(r)$ и $u_l(r)$ удовлетворяют уравнению (1). Следовательно, функция $R_l(r)$ принадлежит пространству S , образованному бесконечно дифференцируемыми функциями класса $C_0^\infty(0, \infty)$ с компактными носителями. Это означает, что при $r \rightarrow \infty$ функция $R_l(r)$ и все ее производные любого порядка стремятся к нулю быстрее любой степени r^{-1} . Таким образом, в интервале $0 < r < \infty$ функция $R_l(r) \in S$ удовлетворяет неравенствам вида

$$\left| r^k \frac{d^q R_l(r)}{dr^q} \right| < C_{kq}$$

при любых $k, q = 0, 1, 2, \dots$.

Разлагая в ряды выражения

$$\operatorname{ch} \left(\frac{i\hbar}{mc} \frac{d}{dr} \right), \quad \exp \left(\frac{i\hbar}{mc} \frac{d}{dr} \right), \quad \left(1 + \frac{i\hbar}{mcr} \right)^{-1}$$

в уравнении (1), получим

$$\begin{aligned} & \left\{ \hbar^2 \frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} - mV(r) + \varepsilon(M) + 2mc^2 \sum_{n=2}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(2n)!} \left(\frac{\hbar}{mc} \right)^{2n} \frac{d^{2n}}{dr^{2n}} \right\} R_l(r) + \\ & + \left\{ \frac{\hbar^2 l(l+1)}{r^2} \left[\sum_{p=1}^{\infty} \frac{1}{p!} \left(\frac{i\hbar}{mc} \right)^p \frac{d^p}{dr^p} + \right. \right. \\ & \left. \left. + \sum_{q=1}^{\infty} \left(\frac{-i\hbar}{mcr} \right)^q + \sum_{p=1}^{\infty} \left(\frac{-i\hbar}{mcr} \right)^p \sum_{q=1}^{\infty} \frac{1}{q!} \left(\frac{i\hbar}{mc} \right)^q \frac{d^q}{dr^q} \right] \right\} R_l(r) = 0, \end{aligned}$$

где $\varepsilon(M) = mc^2(M(p^2) - 2m)$. Разложение $(1 + i\hbar/mcr)^{-1}$ сходится, если

$$r > \lambda = \frac{\hbar}{mc}. \quad (2)$$

В нерелятивистском пределе $r \gg \hbar/mc$ геометрия Лобачевского является приближенно евклидовой. Неравенство (2) выполняется для кварков [10]. Величина $\varepsilon(M)$ пропорциональна релятивистской энергии связи

$$W = 2(E_p - mc^2) = 4mc^2 \operatorname{sh}^2 \frac{\chi}{2},$$

где энергия $E_p = c\sqrt{\vec{p}^2 + m^2 c^2}$ в полисферических координатах на гиперboloиде $p_0^2 - \vec{p}^2 = m^2 c^2$ имеет вид $E_p = mc^2 \operatorname{ch} \chi$.

Отбрасывая члены, содержащие $\hbar^k$, $k > 2$, получим уравнение, где роль энергии играет величина $\varepsilon(M) = mW$,

$$\left[\hbar^2 \frac{d^2}{dr^2} - \frac{\hbar^2 l(l+1)}{r^2} - mV(r) + \varepsilon(M) \right] R_l(r) = 0. \quad (3)$$

Уравнение (3) подобно уравнению Шредингера. Оно может применяться для приближенных вычислений релятивистских поправок к массам связанных состояний. Если в уравнении (3) скорость света c формально устремить к бесконечности, то это уравнение переходит в нерелятивистское уравнение Шредингера

$$\left[\hbar^2 \frac{d^2}{dr^2} - \frac{\hbar^2 l(l+1)}{r^2} - mV(r) + \vec{p}^2 \right] R_l(r) = 0.$$

Следуя работам [5]–[8], для основного состояния ($n = 0$) в уравнении (3) произведем подстановку $R_l(r) = \exp[\hbar^{-1}s(r)]$, $C(r) = s'(r)$ и перейдем к нелинейному уравнению Риккати

$$\hbar C'(r) + C^2(r) = \frac{\Lambda}{r^2} + mV(r) - \varepsilon(M), \quad \Lambda = \hbar^2 l(l+1). \quad (4)$$

Представляя $C(r)$ и Λ в виде асимптотических разложений по $\hbar$,

$$C(r) = \sum_{k=0}^{\infty} C_k(r) \hbar^k, \quad \Lambda = \sum_{k=0}^{\infty} \Lambda_k(M) \hbar^k$$

и подставляя эти разложения в уравнение (4), получим цепочку уравнений

$$\begin{aligned} \Lambda_k(M) &= r_0^2 \left[C'_{k-1}(r_0) + \sum_{i=1}^{k-1} C_i(r_0) C_{k-i}(r_0) \right], \\ C_k(r) &= \frac{1}{2C_0(r)} \left[\frac{\Lambda_k}{r^2} - C'_{k-1}(r) - \sum_{i=1}^{k-1} C_i(r) C_{k-i}(r) \right], \end{aligned}$$

где r_0 — точка минимума эффективного потенциала $V_{\text{eff}}(r) = mV(r) + \Lambda_0/r^2$ является вещественным положительным корнем уравнения

$$\begin{aligned} mV(r_0) + \frac{m}{2} r_0 V'(r_0) - m(Mc^2 - 2mc^2) &= 0, \\ \Lambda_0 &= r_0^2 [\varepsilon(M) - mV(r_0)], \quad C_0(r) = - \left[mV(r) - \varepsilon(M) + \frac{\Lambda_0}{r^2} \right]^{\frac{1}{2}}. \end{aligned}$$

Если разложить функцию $mV(r) - \varepsilon(M) + \Lambda_0/r^2$ в ряд Тейлора по переменной $(r - r_0)/r_0$, то

$$C_0(r) = - \frac{r - r_0}{r_0} \left[g_0(M) + \frac{r - r_0}{r_0} g_1(M) + \left(\frac{r - r_0}{r_0} \right)^2 g_2(M) + \dots \right]^{\frac{1}{2}},$$

где

$$g_k(M) = \frac{mr_0^{k+2}}{(k+2)!} V^{(k+2)}(r_0) + (-1)^k \frac{k+3}{2} mr_0 V'(r_0).$$

В основном состоянии ($n = 0$) орбитальный момент, рассматриваемый как функция масс связанных состояний, раскладывается по степеням $\hbar$,

$$\alpha(M) = \hbar l(M) = \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_k(M) \hbar^k. \quad (5)$$

В разложении (5) ограничимся членами, содержащими $\hbar^2$. Коэффициенты $\alpha_k(M)$ можно определить из соотношений

$$\begin{aligned} \alpha_0(M) &= \Lambda_0^{\frac{1}{2}}(M), \quad \alpha_1(M) = \frac{1}{2} \left[\frac{\Lambda_1(M)}{\alpha_0(M)} - 1 \right], \\ \alpha_2(M) &= \frac{1}{2\alpha_0(M)} \{ \Lambda_2(M) - \alpha_1(M) [\alpha_1(M) + 1] \}. \end{aligned} \quad (6)$$

В случае дочерних редже-траекторий, следуя работе [5], получаем

$$\alpha_0(M) = \left[\frac{mr_0^3 V'(r_0)}{2} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad \alpha_1(M) = -\frac{1}{2} \left[1 + \frac{gr_0 g_0^{\frac{1}{2}}(M)}{\alpha_0(M)} \right],$$

$$\alpha_2(M) = \frac{1}{64\alpha_0(M)} \left\{ -32\alpha_1(M) [\alpha_1(M) + 1] + (15q^2 + 7) \left[\frac{g_1(M)}{g_0(M)} \right]^2 + \right.$$

$$\left. + 12 \left[4q^2 \frac{g_1(M)}{g_0(M)} - (q^2 + 1) \frac{g_2(M)}{g_0(M)} \right] + 80q^2 \right\},$$

где $q = 2n + 1$, $n = 0, 1, 2, \dots$. Сходимость $\hbar$ -разложения для уравнений Шредингера в случае часто используемых потенциалов исследовались в работах [5], [6].

3. СПЕКТР МАСС РЕЛЯТИВИСТСКОГО ТРЕХМЕРНОГО ДВУХЧАСТИЧНОГО КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ

Учет релятивистских эффектов является одной из важнейших проблем физики легких и тяжелых кваркониев. Для чармония ($c\bar{c}$) релятивистские эффекты могут оказаться существенными, в то время как для более тяжелого боттомония ($b\bar{b}$) они пренебрежимо малы. В основе рассматриваемого подхода лежит предположение о том, что систему из двух кварков можно описать релятивистским трехмерным двухчастичным квазипотенциальным уравнением с локальным сферически-симметричным потенциалом.

Рассмотрим вопрос о порядке уровней масс связанных двухчастичных систем, описываемых уравнением (3). Все результаты, полученные для уравнения Шредингера с центральным потенциалом [11], [12], применимы и в случае уравнения (3). Например, используя приближенное уравнение (3), получаем, что массы связанных состояний удовлетворяют неравенствам

$$M_{n+l,l} \geq M_{n,l}, \quad M_{n,l+1} \geq M_{n,l}, \quad \frac{M_{l+1} - M_l}{M_l - M_{l-1}} \geq \frac{2l+3}{2l+1} \left(\frac{l}{l+2} \right)^2,$$

если

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 \frac{dV}{dr} \geq 0$$

для каждого $r > 0$. По сравнению с нерелятивистским уравнением Шредингера различия возникают для степенного потенциала $V(r) = Ar^\nu$ при анализе уравнения (3). В этом случае, полагая $\mu = (\nu + 2)/(2\nu)$, получаем для основного состояния неравенства

$$\frac{(M_{l+1}c^2 - 2mc^2)^\mu - (M_lc^2 - 2mc^2)^\mu}{(M_lc^2 - 2mc^2)^\mu - (M_{l-1}c^2 - 2mc^2)^\mu} \geq 1,$$

если

$$Y = \frac{\nu + 2}{\nu - 2} \geq 0$$

для каждого $r > 0$.

Для степенного потенциала редже-траектории определяются уравнением

$$\alpha(M) = \alpha_0(M) - \frac{1 + (2n + 1)\sqrt{\nu + 2}}{2}\hbar + \frac{(\nu - 2)(\nu + 1)}{144\alpha_0(M)}(6n^2 + 6n + 1)\hbar^2 + O(\hbar^3), \quad (7)$$

где

$$\alpha_0(M) = \left[\frac{2\varepsilon(M)}{mA(\nu + 2)} \right]^{\frac{\nu+2}{2\nu}} \sqrt{\frac{mA\nu}{2}}. \quad (8)$$

Релятивистская трактовка связанного состояния системы из двух кварков для ρ -мезонов и чармония в s -состоянии на основе релятивистского трехмерного двухчастичного квазипотенциального уравнения для линейного потенциала впервые рассматривалась в работе [12], где использовалось интегральное преобразование Лапласа. Из первых двух значений экспериментально определенных масс вычисляются коэффициент A и масса соответствующего кварка. Используя полученные значения m и A , можно определить и остальные массы. Мы применяем метод $\hbar$ -разложения (5), (7), (8) для описания тех же самых связанных состояний в системе единиц $\hbar = c = 1$ (экспериментальные данные взяты нами из обзора [13]). Результаты приведены в таблицах, где также указаны экспериментально определенные массы для чармония и ρ -мезона. В табл. 1 приведены массы связанных состояний (ГэВ) $c\bar{c}$ -системы, а в табл. 2 – ρ -системы. В обоих случаях взят линейный потенциал $V(r) = Ar$. Для параметров A и m получаются значения $A_c = 0.199\text{ГэВ}^2$, $m_c = 1.15\text{ГэВ}$, $A_\rho = 0.176\text{ГэВ}^2$, $m_\rho = 0.06\text{ГэВ}$.

Таблица 1

	эксперимент	теория
$1s$	3.09688	3.097
$2s$	3.686	3.686
$3s$	4.04	4.167
$4s$	4.415	4.593
$1p$	3.55617	3.446

Таблица 2

	эксперимент	теория
$1s$	0.7685	0.77
$2s$	1.230	1.25
$3s$	1.667	1.642
$4s$		1.989
$5s$		2.306

Соотношения (5), (7), (8) можно применить и к кулоновскому потенциалу $V(r) = -b/r$, $b > 0$, для которого второй член в (7) равен нулю, в результате чего получается соотношение

$$M = 2m - \frac{b^2 m}{4(n + l + 1)^2}. \quad (9)$$

В работе [14] показано, что точные решения уравнения (1) для кулоновского потенциала определяются условием квантования

$$M = 2m \sqrt{1 - \frac{b^2}{4(n + l + 1)^2}}, \quad (10)$$

Рис. 1

которое совпадает с соотношением (9), если разложить (10) в ряд по степеням b и ограничиться членами, содержащими только b^2 .

Одним из наиболее популярных потенциалов $q\bar{q}$ -взаимодействия является корнелеский потенциал

$$V(r) = -\frac{b}{r} + ar + V_0. \quad (11)$$

В согласии с условием асимптотической свободы в квантовой хромодинамике потенциал (11) ведет себя как кулоновский на малых расстояниях, а удерживающий кварки потенциал линейно растет на больших расстояниях. Мы предполагаем, что в релятивистском конфигурационном представлении потенциал (11) также может применяться для описания $q\bar{q}$ -взаимодействия.

В случае потенциала (11) для точки минимума эффективного потенциала получаем

$$r_0 = \frac{1}{3ma} \left[\varepsilon(M) - mV_0 + \sqrt{(\varepsilon(M) - mV_0)^2 + 3m^2ab} \right].$$

Редже-траектории определяются уравнением (5) с коэффициентами

$$\begin{aligned} \alpha_0(M) &= \left[\frac{mr_0}{2}(b + ar_0^2) \right]^{\frac{1}{2}}, & \alpha_1(M) &= -\frac{1}{2} \left[1 + q \left(\frac{b + 3ar_0^2}{b + ar_0^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right], \\ \alpha_2(M) &= \frac{ar_0^2}{16\alpha_0(M)} \frac{2(q^2 - 1)b^2 + (15q^2 - 1)abr_0^2 - 3(q^2 - 1)a^2r_0^4}{(b + ar_0^2)^2(b + 3ar_0^2)^2}, \end{aligned} \quad (12)$$

где $q = 2n + 1$, $n = 0, 1, 2, \dots$. Получены простые формулы для определения редже-траекторий. С их помощью можно вычислить спектры масс мезонов, рассматриваемых как системы, состоящие из двух кварков.

Рис. 2

Результаты решения уравнения (3) с корнелским потенциалом (11) при помощи $\hbar$ -разложения мы применили для вычисления масс $M_{c\bar{c}}$ и $M_{b\bar{b}}$ векторных мезонов. Из редже-траекторий с коэффициентами (12) в системе $\hbar = c = 1$ получим связь между M , n , l и параметрами b , a , V_0 , m , которые определяются подгонкой к экспериментальным данным для масс $c\bar{c}$ - и $b\bar{b}$ -мезонов [13]. Подгоняя параметры для $c\bar{c}$ - и $b\bar{b}$ -систем, получаем:

$$\begin{aligned} \text{для } c\bar{c}: \quad & b = 0.520, \quad a = 0.159 \text{ ГэВ}^2, \quad V_0 = -0.307 \text{ ГэВ}, \quad m_c = 1.566 \text{ ГэВ}, \\ \text{для } b\bar{b}: \quad & b = 0.508, \quad a = 0.159 \text{ ГэВ}^2, \quad V_0 = -0.307 \text{ ГэВ}, \quad m_b = 4.959 \text{ ГэВ}. \end{aligned}$$

Очевидно, коэффициенты a и V_0 не зависят от ароматов кварков. Нерелятивистскую энергию связи $W_{\text{nonrel}} = \vec{p}^2/m$ можно получить из соотношения $W = 2\sqrt{mW_{\text{nonrel}} + m^2} - 2m$. Чтобы учесть релятивистские поправки, мы сравниваем результаты работы с соответствующими нерелятивистскими расчетами. Результаты численного расчета $M_{b\bar{b}}$ и $M_{c\bar{c}}$ мезонов приведены соответственно в таблицах 3 и 4. В этих же таблицах указаны массы, полученные при использовании нерелятивистского подхода и экспериментальные данные. Все массы в таблицах даны в ГэВ.

Траектории Редже $b\bar{b}$ - и $c\bar{c}$ -мезонов изображены соответственно на рис. 1 и 2. Из этих рисунков видна тенденция приближения к линейной зависимости при высоких радиальных возбуждениях.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе найден релятивистский аналог хорошо известной схемы $\hbar$ -разложения, применяемый при решении релятивистского двухчастичного квазипотенциального уравнения в релятивистском конфигурационном представлении. Метод является не-

Таблица 3

	эксперимент	нерел. пригл.	рел. пригл.
$1s$	9.46037	9.452	9.457
$2s$	10.0233	10.022	10.025
$3s$	10.3553	10.336	10.352
$4s$	10.58	10.574	10.607
$5s$	10.865	10.776	10.828
$6s$	11.019	10.955	11.027
$1p$	9.9132	9.917	9.918

Таблица 4

	эксперимент	нерел. пригл.	рел. пригл.
$1s$	3.09688	3.094	3.097
$2s$	3.686	3.597	3.667
$3s$	4.04	3.917	4.072
$4s$	4.415	4.167	4.415
$1p$	3.55617	3.449	3.491

пертурбативным, так как не используется разложение по константе связи. Анализ связанных состояний с его помощью сводится к алгебраической процедуре, основанной на использовании простых рекуррентных соотношений. Характерной особенностью рассматриваемого подхода является возможность получения приближений, учитывающих более высокие степени $\hbar$.

Однако надо отметить, что более детальное сравнение с экспериментом и обсуждение спектра следует проводить лишь после включения зависимости от спинов кварков. Эту задачу можно решить на основе трехмерного формализма для описания частиц со спином $1/2$ [15].

Список литературы

- [1] В. Г. Кадышевский, Р. М. Мир-Касимов, Х. Б. Скачков. ЭЧАЯ. 1972. Т. 2. Вып. 3. С. 636.
- [2] Е. П. Жидков, В. Г. Кадышевский, Ю. В. Катыев. ТМФ. 1970. Т. 3. № 2. С. 191.
- [3] Н. Б. Скачков, И. Л. Соловцов. ЯФ. 1980. Т. 31. Вып. 5. С. 1332.

- [4] *A. A. Атанасов, Е. С. Писанова.* ТМФ. 1991. Т. 89. № 2. С. 222.
- [5] *N. A. Kobilinsky, S. S. Stepanov, R. S. Tutik.* Z. Phys. C. 1990. V. 47. № 3. P. 469.
- [6] *C. C. Степанов, Р. С. Тутик.* ТМФ. 1992. Т. 90. № 2. С. 208.
- [7] *N. A. Kobilinsky, S. S. Stepanov, R. S. Tutik.* $\hbar$ -expansion for Regge-trajectories. 1. The Schrödinger equation. Preprint ITP-89-57E. Kiev, 1989.
- [8] *A. A. Атанасов, А. Т. Маринков.* ЯФ. 1998. Т. 61. № 4. С. 734.
- [9] *E. D. Kagarmanov, R. M. Mir-Kasimov, Sh. M. Nagiev.* Can we treat the confinement as a pure relativistic effect? Preprint ICTP IC/89/43. Trieste, 1989.
- [10] *W. Buchmuller, S. H. H. Tye.* The quark-antiquark potential and quantum chromodynamics. Preprint FERMILAB – conf 81/38 – THY. Batavia, 1981.
- [11] *B. Baumgartner, H. Grosse, A. Martin.* Phys. Lett. B. 1984. V. 146. № 5. P. 363.
- [12] *F. Paccanoni, S. S. Stepanov, R. S. Tutik.* EuroPhys. Lett. 1993. V. 23. № 8. P. 543.
- [13] Eur Phys. J. C. 1998. V. 3. № 1-4. P. 1-794. Review of Particle Physics.
- [14] *Е. А. Дей, В. Н. Капиай, Н. Б. Скачков.* ТМФ. 1986. Т. 69. № 1. С. 55.
- [15] *Н. Б. Скачков, И. Л. Соловцов.* ЭЧАЯ. 1978. Т. 9. Вып. 1. С. 5.

Поступила в редакцию 30.I.2001 г.