УДК 539.14

О СИСТЕМЕ ТРЕХ НЕСВЯЗАННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЧАСТИЦ

В. К. Тартаковский[1,2], И. В. Козловский[1]

[1] *Институт теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова НАН Украины, Киев*
[2] *Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Задача трех несвязанных взаимодействующих частиц рассматривается в рамках уравнений Фаддеева с использованием метода гиперсферических гармоник. В первом приближении разложения по гиперсферическим гармоникам в сферической системе относительных координат шестимерного пространства система уравнений Фаддеева сводится к одному одномерному уравнению.

Исследование трехчастичных систем постоянно и небезосновательно привлекало повышенное внимание и остается актуальным в течение достаточно долгого времени. Среди методов исследования состояний трехчастичных (трехкластерных) систем выделяются уравнения Фаддеева и метод гиперсферических гармоник, которые со времени своего возникновения утвердили себя в качестве высокоэффективных и используемых чаще других. Первый подход – прежде всего благодаря изысканной математической корректности, второй – вследствие относительной простоты и прозрачности. Особенно эффективным метод гиперсферических гармоник оказался для решения задач о связанных состояниях систем нескольких частиц (кстати, не только ядерных). Однако когда в системе присутствует непрерывный спектр, оба подхода приводят к возникновению немалых сложностей. Решение уравнений Фаддеева в этом случае оказывается сопряженным с более чем существенными вычислительными трудностями [1], а в методе гиперсферических гармоник в волновой функции возникают характерные сингулярности, вследствие чего сходимость разложения по гиперсферическим гармоникам катастрофически ухудшается.

Попытка совмещения двух упомянутых подходов осуществлена в данной работе, которая является органическим продолжением и дальнейшим развитием работы [2], где этот метод был использован для описания процесса рассеяния в системе трех частиц, две из которых находятся в связанном состоянии. Здесь предлагается метод решения уравнений Фаддеева с использованием разложения по гиперсферическим гармоникам для системы трех несвязанных частиц, взаимодействующих с помощью короткодействующих и интенсивных (ядерных) потенциалов.

Для нахождения волновой функции системы трех несвязанных взаимодействующих частиц

$$\Psi_{123} = \Phi_{123} + \Psi_{123}^{(1)} + \Psi_{123}^{(2)} + \Psi_{123}^{(3)} \tag{1}$$

исходим из точных уравнений Фаддеева, описывающих инфинитное движение всех трех частиц, в виде [3, 4]

$$\begin{aligned}
\Psi_{123}^{(1)} &= \Phi_{1(23)} - \Phi_{123} + G_0(Z)T_{23}(Z)(\Psi_{123}^{(2)} + \Psi_{123}^{(3)}),\\
\Psi_{123}^{(2)} &= \Phi_{2(31)} - \Phi_{123} + G_0(Z)T_{31}(Z)(\Psi_{123}^{(3)} + \Psi_{123}^{(1)}),\\
\Psi_{123}^{(3)} &= \Phi_{3(12)} - \Phi_{123} + G_0(Z)T_{12}(Z)(\Psi_{123}^{(1)} + \Psi_{123}^{(2)}).
\end{aligned} \tag{2}$$

Здесь Φ_{123} – асимптотическая волновая функция инфинитного движения трех частиц, которая в системе центра масс имеет вид $\Phi_{123} = \exp(i\vec{p}_1\vec{\rho}_1 + i\vec{k}_{23}\vec{r}_{23})$ и является инвариантной относительно замены координат Якоби, а $\Phi_{i(jk)}$ отличаются от Φ_{123} учетом взаимодействия между частицами j и k, т.е. $\Phi_{i(jk)} = \exp(i\vec{p}_i\vec{\rho}_i)\varphi_{\vec{k}_{jk}}(\vec{r}_{jk})$, где $\varphi_{\vec{k}_{jk}}(\vec{r}_{jk})$ – это решение уравнения $(-\Delta_{jk}/2\mu_{jk} + V_{jk} - E_{jk})\varphi_{\vec{k}_{jk}}(\vec{r}_{jk}) = 0$ для положительных значений энергии относительного движения $E_{jk} = k_{jk}^2/2\mu_{jk} > 0$, которое на бесконечности имеет вид суммы плоской волны и расходящейся (или сходящейся) сферической волны. При этом разность $\Phi_{i(jk)} - \Phi_{123}$, как нетрудно убедиться, является расходящейся (сходящейся) волной для больших значений относительной координаты r_{jk}; $G_0(Z) = (Z - H_0)^{-1}$, где $Z = E \pm i0$, есть оператор Грина системы в отсутствие взаимодействия. Используя для двухчастичных операторов перехода T_{ij} операторные уравнения [3, 5]

$$T_{ij}(Z) = V_{ij} + V_{ij}G_0(Z)T_{ij}(Z),$$

получаем для компонент $\Psi^{(i)}$ полной волновой функции Ψ_{123} систему уравнений, содержащую в явном виде двухчастичные потенциалы V_{ij}:

$$\begin{aligned}
\Psi_{123}^{(1)} &= \Phi_{1(23)} - \Phi_{123} + G_0(Z)V_{23}\{\Psi_{123}^{(2)} + \Psi_{123}^{(3)} + \Psi_{123}^{(1)} - [\Phi_{1(23)} - \Phi_{123}]\},\\
\Psi_{123}^{(2)} &= \Phi_{2(31)} - \Phi_{123} + G_0(Z)V_{31}\{\Psi_{123}^{(3)} + \Psi_{123}^{(1)} + \Psi_{123}^{(2)} - [\Phi_{2(31)} - \Phi_{123}]\},\\
\Psi_{123}^{(3)} &= \Phi_{3(12)} - \Phi_{123} + G_0(Z)V_{12}\{\Psi_{123}^{(1)} + \Psi_{123}^{(2)} + \Psi_{123}^{(3)} - [\Phi_{3(12)} - \Phi_{123}]\}.
\end{aligned} \tag{3}$$

Учитывая короткодействие двухчастичных потенциалов, слагаемые в правых частях (3), содержащие потенциалы, уместно разложить в ряд по гиперсферическим гармоникам, т. е.

$$\begin{aligned}
\Psi_{123}^{(1)} &= \Phi_{1(23)} - \Phi_{123} + \sum_{Kn} W_{Kn}^{(1)}(\rho)u_{Kn}(\Omega),\\
\Psi_{123}^{(2)} &= \Phi_{2(31)} - \Phi_{123} + \sum_{Kn} W_{Kn}^{(2)}(\rho)u_{Kn}(\Omega),\\
\Psi_{123}^{(3)} &= \Phi_{3(12)} - \Phi_{123} + \sum_{Kn} W_{Kn}^{(3)}(\rho)u_{Kn}(\Omega).
\end{aligned} \tag{4}$$

Подобная процедура использования уравнений Фаддеева с привлечением метода гиперсферических гармоник для исследования трехкластерных систем была также применена в [6] с использованием гиперсферического адиабатического приближения. А именно, каждое слагаемое $\Psi^{(i)}$ (а не только их части, содержащие потенциалы взаимодействия) полной трехчастичной функции, удовлетворяющей уравнения Фаддеева в дифференциальной форме, раскладывалось в ряд по полному набору так называемых обобщенных угловых функций $\Phi_\lambda^{(i)}(\rho,\Omega)$. Функции $\Phi_\lambda^{(i)}(\rho,\Omega)$ зависят от единственной размерной переменной ρ и пяти угловых переменных Ω, определяющих ориентацию шестимерного вектора $\vec{\rho}$ сферической системы координат в шестимерном пространстве, и являются собственными функциями оператора $\hat{\lambda} = -\Delta_\Omega + (2m\rho^2/\hbar^2)\Sigma V_{ij}$. Δ_Ω – угловая часть шестимерного оператора Лапласа, m – нормировочная масса, возникающая из определения ρ [6]. (Обычно при рассмотрении нуклонных систем под m подразумевается масса нуклона.) Если из оператора $\hat{\lambda}$ исключить двухчастичные потенциалы V_{ij}, процедура разложения будет тождественна классическому методу гиперсферических гармоник [7] и функции $\Phi_\lambda^{(i)}$ будут зависеть только от угловых переменных Ω, т.е. они превращаются в известные гиперсферические функции (K -гармоники) $u_{Kn}(\Omega)$, которые являются собственными функциями оператора Δ_Ω

$$\Delta_\Omega u_{Kn}(\Omega) = -K(K+4)u_{Kn}(\Omega) \tag{5}$$

и удовлетворяют условию нормировки

$$\int d\Omega u^*_{Kn}(\Omega)u_{K'n'}(\Omega) = \delta_{KK'}\delta_{nn'}. \tag{6}$$

Здесь квантовое число K характеризует значение полного момента в шестимерном пространстве, а n – совокупность всех других квантовых чисел. Наличие в операторе $\hat{\lambda}$ кроме оператора Лапласа Δ_Ω короткодействующих потенциалов способствует, по мнению авторов [6], быстрой сходимости ряда

$$\Psi^{(i)}(\rho,\Omega) = \sum_\lambda f_\lambda(\rho)\Phi^{(i)}_\lambda(\rho,\Omega). \tag{7}$$

Процедура нахождения радиальных функций (коэффициентов) $f_\lambda(\rho)$ и полной трехчастичной волновой функции достаточно сложна и громоздка.

Что касается идеи разложения по K-гармоникам лишь части полной волновой функции трехчастичной системы, которая соответствует малым расстояниям между всеми компонентами системы, то следует отметить, что она была использована еще при построении так называемой интерполяционной модели ядра [8], а также в недавней работе [9] и берет свое начало от давней идеи разделения конфигурационного пространства на „внутреннюю" и „внешнюю" области.

Вернемся к разложениям (4) и выделим в них первую гармонику с $K=0$:

$$\Psi^{(1)}_{123} = \Phi_{1(23)} - \Phi_{123} + W^{(1)}(\rho)\frac{1}{\sqrt{\pi^3}} + \Delta_1,$$

$$\Psi^{(2)}_{123} = \Phi_{2(31)} - \Phi_{123} + W^{(2)}(\rho)\frac{1}{\sqrt{\pi^3}} + \Delta_2, \tag{8}$$

$$\Psi^{(3)}_{123} = \Phi_{3(12)} - \Phi_{123} + W^{(3)}(\rho)\frac{1}{\sqrt{\pi^3}} + \Delta_3,$$

где Δ_i содержат все другие грмоники с $K \neq 0$, а $W^{(i)}(\rho) \equiv W^{(i)}_{00}(\rho)$) (i = 1, 2, 3).

Если теперь разложения (8) подставить в уравнения (3) и проинтегрировать по $d\Omega$, учитывая условие нормировки функций $u_{Kn}(\Omega)$ (6), получим систему уравнений:

$$W^{(1)}(\rho) = \int\frac{d\Omega}{\pi^3}G_0(Z)V_{23}[W^{(1)}(\rho) + W^{(2)}(\rho) + W^{(3)}(\rho) + \\ + \sqrt{\pi^3}(\Phi_{2(31)} - \Phi_{123} + \Phi_{3(12)} - \Phi_{123})] + \int\frac{d\Omega}{\sqrt{\pi^3}}G_0(Z)V_{23}(\Delta_1 + \Delta_2 + \Delta_3),$$

$$W^{(2)}(\rho) = \int\frac{d\Omega}{\pi^3}G_0(Z)V_{31}[W^{(1)}(\rho) + W^{(2)}(\rho) + W^{(3)}(\rho) + \\ + \sqrt{\pi^3}(\Phi_{3(12)} - \Phi_{123} + \Phi_{1(23)} - \Phi_{123})] + \int\frac{d\Omega}{\sqrt{\pi^3}}G_0(Z)V_{31}(\Delta_1 + \Delta_2 + \Delta_3), \tag{9}$$

$$W^{(3)}(\rho)=\int\frac{d\Omega}{\pi^3}G_0(Z)V_{12}[W^{(1)}(\rho)+W^{(2)}(\rho)+W^{(3)}(\rho)+$$

$$+\sqrt{\pi^3}(\Phi_{1(23)}-\Phi_{123}+\Phi_{2(31)}-\Phi_{123})]+\int\frac{d\Omega}{\sqrt{\pi^3}}G_0(Z)V_{12}(\Delta_1+\Delta_2+\Delta_3).$$

Интегралы в правых частях системы (9) запишем формально в виде

$$J(\rho)=\int d\Omega G_0(Z)\psi(\rho,\Omega) \qquad (10)$$

и, пользуясь наличием в функциях ψ короткодействующих потенциалов, разложим $\psi(\rho,\Omega)$ по гиперсферическим гармоникам

$$\psi(\rho,\Omega)=\sum_{Kn}\psi_{Kn}(\rho)u_{Kn}(\Omega).$$

Напомним, что оператор кинетической энергии в рассматриваемой сферической системе координат имеет вид

$$H_0=T_0-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\Delta_\Omega}{\rho^2},\quad T_0=-\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{1}{\rho^5}\frac{\partial}{\partial\rho}\rho^5\frac{\partial}{\partial\rho}\right). \qquad (11)$$

Как показано в [2], в формуле (10) можно, во-первых, частично продействовать оператором $G_0(Z)=(Z-H_0)^{-1}$ и, во-вторых, поменять местами действие оператора $G_0(Z)$ и интегрирование по $d\Omega$, т.е.

$$J(\rho)=\int d\Omega(Z-H_0)^{-1}\psi(\rho,\Omega)=(Z-T_0)^{-1}F(\rho), \qquad (12)$$

где

$$F(\rho)=\int d\Omega\psi(\rho,\Omega). \qquad (13)$$

Ограничимся далее учетом лишь одной гармоники, а именно пренебрежем в формулах (9) величинами Δ_i. Тогда система уравнений для коэффициентов $W^{(i)}(\rho)$ с использованием формул (9) и (12) принимает вид

$$W^{(1)}(\rho)=(Z-T_0)^{-1}[W^{(1)}(\rho)+W^{(2)}(\rho)+W^{(3)}(\rho)+\sqrt{\pi^3}\overline{(\Phi_{2(31)}-\Phi_{123}+\Phi_{3(12)}-\Phi_{123})V_{23}}],$$

$$W^{(2)}(\rho)=(Z-T_0)^{-1}[W^{(1)}(\rho)+W^{(2)}(\rho)+W^{(3)}(\rho)+\sqrt{\pi^3}\overline{(\Phi_{3(12)}-\Phi_{123}+\Phi_{1(23)}-\Phi_{123})V_{31}}], \qquad (14)$$

$$W^{(3)}(\rho)=(Z-T_0)^{-1}[W^{(1)}(\rho)+W^{(2)}(\rho)+W^{(3)}(\rho)+\sqrt{\pi^3}\overline{(\Phi_{1(23)}-\Phi_{123}+\Phi_{2(31)}-\Phi_{123})V_{12}}],$$

где введено обозначение $\overline{A}\equiv\int\frac{d\Omega}{\pi^3}A$.

Используя явный вид радиальной части оператора кинетической энергии T_0 (11), можно показать [2], что собственными функциями оператора T_0 являются функции

$$\omega_q(\rho)=\frac{\sqrt{q}}{\rho^2}J_2(q\rho)$$

($\hbar^2q^2/2m$ – собственное значение оператора T_0, $J_2(q\rho)$ – функция Бесселя), которые благодаря условию ортогональности функций Бесселя [10] удовлетворяют условиям ортонормировки и полноты

$$\int_0^\infty d\rho\rho^5\omega_q^*(\rho)\omega_k(\rho)=\delta(q-k),\quad \int_0^\infty dq\omega_q^*(\rho)\omega_q(\rho')=\frac{1}{\rho^5}\delta(\rho-\rho'),$$

т.е. образуют полный набор, и поэтому разложим $F(\rho)$ в формуле (13) по этим функциям

$$F(\rho)=\int_0^\infty dq\omega_q(\rho)F_q. \tag{15}$$

После подстановки разложения (15) в формулу (12) получаем

$$J(\rho)=\int_0^\infty dqF_q\left(Z-\frac{\hbar^2q^2}{2m}\right)^{-1}\omega_q(\rho). \tag{16}$$

Таким образом, благодаря разложению $\psi(\rho,\Omega)$ в быстросходящийся ряд по гиперсферическим гармоникам, а также разложению (15) по собственным функциям $\omega_q(\rho)$ оператора T_0, частично, но достаточно существенно выполнено действие резольвенты $G_0(Z)$. Если теперь домножить соотношение (15) на $\omega_q^*(\rho)$ и проинтегрировать по ρ, используя условие ортонормировки функций $\omega_q(\rho)$, находим обратное к разложению (15) преобразование

$$F_q=\int_0^\infty d\rho'\rho'^5F(\rho')\omega_q^*(\rho'). \tag{17}$$

А учитывая условие полноты функций $\omega_q(\rho)$, соотношение (16) приобретает вид

$$J(\rho)=\int_0^\infty d\rho'\frac{\rho'^3}{\rho^2}F(\rho')\int_0^\infty dqq\frac{J_2(q\rho')J_2(q\rho)}{Z-\hbar^2q^2/2m}. \tag{18}$$

Интеграл по dq в формуле (18) при $Z_\pm=(\hbar^2k_0^2/2m)\pm i0$ (для действительного k_0), где $E=\hbar^2k_0^2/2m$ – полная энергия системы, используя соответствующее значение интеграла из [11], представляется в виде

$$\int_0^\infty dqq\frac{J_2(qp')J_2(qp)}{Z_\pm-\hbar^2q^2/2m}=\mp i\frac{\pi m}{\hbar^2}\{J_2(\rho(k_0\pm i0))H_2^{(1,2)}(\rho'(k_0\pm i0))\Theta(\rho'-\rho)+$$

$$+J^2(\rho'(k_0\pm i0))H_2^{(1,2)}(\rho(k_0\pm i0))\Theta(\rho-\rho')\},$$

где $H_2^{(1,2)}$ – функции Ханкеля; $\Theta(x)$ – функция Хевисайда.

Таким образом, система уравнений (14) принимает вид

$$W^{(1)}(\rho)=\frac{\pi m}{\hbar^2\rho^2}\int_0^\infty d\rho'\rho'^3[(W^{(1)}(\rho')+W^{(2)}(\rho')+W^{(3)}(\rho'))\overline{V}_{23}+$$

$$+\sqrt{\pi^3}\overline{(\Phi_{2(31)}-\Phi_{123}+\Phi_{3(12)}-\Phi_{123})V_{23}}]P_\pm(k_0,\rho,\rho'),$$

$$W^{(2)}(\rho)=\frac{\pi m}{\hbar^2\rho^2}\int\limits_0^\infty d\rho'\rho'^3[(W^{(1)}(\rho')+W^{(2)}(\rho')+W^{(3)}(\rho'))\overline{V}_{31}+$$

$$+\sqrt{\pi^3}\,\overline{(\Phi_{3(12)}-\Phi_{123}+\Phi_{1(23)}-\Phi_{123})V_{31}}]P_\pm(k_0,\rho,\rho'),$$

$$(19)$$

$$W^{(3)}(\rho)=\frac{\pi m}{\hbar^2\rho^2}\int\limits_0^\infty d\rho'\rho'^3[\left(W^{(1)}(\rho')+W^{(2)}(\rho')+W^{(3)}(\rho')\right)\overline{V}_{12}+$$

$$+\sqrt{\pi^3}\,\overline{(\Phi_{1(23)}-\Phi_{123}+\Phi_{2(31)}-\Phi_{123})V_{12}}]P_\pm(k_0,\rho,\rho'),$$

где

$$P_\pm(k_0,\rho,\rho')=\mp i[J_2(k_0\rho)H_2^{(1,2)}(k_0\rho')\Theta(\rho'-\rho)+J_2(k_0\rho')H_2^{(1,2)}(k_0\rho)\Theta(\rho-\rho')].$$

Присутствующее здесь интегрирование по углам можно частично выполнить аналитически:

$$\overline{V}_{ij}=\frac{16}{\pi}\int\limits_0^{\frac{\pi}{2}}d\theta\sin^2\theta\cos^2\theta V_{ij}(\alpha_{ij}\rho\cos\theta),$$

$$\overline{\Phi_{123}V}_{ij}=\frac{16}{\pi\alpha_{ij}\beta_k k_{ij}p_k\rho^2}\int\limits_0^{\frac{\pi}{2}}d\theta\sin\theta\cos\theta V_{ij}(\alpha_{ij}\rho\cos\theta)\times$$

$$\times\sin(\alpha_{ij}k_{ij}\rho\cos\theta)\sin(\beta_k p_k\rho\sin\theta),$$

$$\overline{\Phi_{i(jk)}V}_{ij,ki}=\frac{1}{\pi^3}\int\limits_0^{\frac{\pi}{2}}d\theta\sin^2\theta\cos^2\theta\int\limits_0^{\pi}d\theta_x\sin\theta_x\varphi_{\vec{k}_{jk}}(\vec{r}_{jk})\times$$

$$\times\int\limits_0^{\pi}d\theta_y\sin\theta_y\int\limits_0^{2\pi}d\varphi_x\int\limits_0^{2\pi}d\varphi_y e^{i\beta_i p_i\rho\sin\theta_{py}}V_{ij,ki}(|\vec{r}_{ij,ki}|),$$

$$\left|\vec{r}_{ij,ki}\right|=\rho\sqrt{\frac{m}{m_j+m_k}\left(\frac{m_{kj}}{m_{j,k}}\cos^2\theta+\frac{M}{m_i}\sin^2\theta\mp2\sqrt{\frac{m_{k,j}M}{m_im_{j,k}}}\sin\theta\cos\theta\cos\theta_{xy}\right)},$$

$$\cos\theta_{xy}=\cos\theta_x\cos\theta_y+\sin\theta_x\sin\theta_y\cos(\varphi_x-\varphi_y),\quad \cos\theta_{py}=\cos\theta_p\cos\theta_y+\sin\theta_p\sin\theta_y\cos\varphi_y,$$

$$\alpha_{ij}=\sqrt{\frac{m(m_i+m_j)}{m_im_j}},\quad \beta_i=\sqrt{\frac{mM}{m_i(m_j+m_k)}},$$

m_i – масса i-частицы; $M=m_1+m_2+m_3$.

Нетрудно увидеть, что в используемом приближении, система уравнений (19) может быть сведена к одному уравнению. Обозначим $W^{(1)}(\rho)+W^{(2)}(\rho)+W^{(3)}(\rho)\equiv W_{123}(\rho)$. Тогда окончательно будем иметь

$$W_{123}(\rho) = \frac{\pi m}{\hbar^2 \rho^2} \int_0^\infty d\rho' \rho'^3 \{W_{123}(\rho')(\overline{V}_{23} + \overline{V}_{31} + \overline{V}_{12}) +$$
$$+ \sqrt{\pi^3} [\overline{(\Phi_{2(31)} + \Phi_{3(12)})V_{23}} + \overline{(\Phi_{3(12)} + \Phi_{1(23)})V_{31}} + \overline{(\Phi_{1(23)} + \Phi_{2(31)})V_{12}} - \tag{20}$$
$$- 2\overline{(\Phi_{123}(V_{23} + V_{31} + V_{12})}]\} P_{\pm}(k_0, \rho, \rho').$$

Это уравнение, естественно, легче решать численно, чем систему трех связанных уравнений (19), что сначала было предложено в [2] для системы „дейтрон – нуклон”. Заметим, что полученное интегральное уравнение содержит требуемые асимптотики и граничные условия и поэтому нет необходимости накладывать их дополнительно.

Таким образом, полученное одномерное интегральное уравнение (20) дает возможность в первом приближении метода гиперсферических гармоник рассчитать волновую функцию

$$\Psi_{123} = \Phi_{1(23)} + \Phi_{2(31)} + \Phi_{3(12)} - 2\Phi_{123} + \frac{1}{\sqrt{\pi^3}} W_{123}$$

системы трех несвязанных частиц в непрерывном спектре для случая интенсивного короткодействующего взаимодействия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Шмид Э., Цигельман Х.* Проблема трех тел в квантовой механике / Пер. с англ. В. И. Кукулина. - М.: Наука, 1979. - 271 с.
2. *Ситенко А. Г., Тартаковский В. К., Козловский И. В.* К задаче трех частиц с парным короткодействующим взаимодействием // Изв. РАН. Сер. физ. - 2003. - Т. 67, № 1. - С. 129 - 133.
3. *Фаддеев Л. Д.* Теория рассеяния для системы из трех частиц // ЖЭТФ. - 1960. - Т. 39, вып. 4. - С. 1459 - 1467.
4. *Ситенко А .Г., Харченко В. Ф.* Связанные состояния и рассеяние в системе трех частиц // УФН. - 1971. - Т. 103, вып. 3. - С. 469 - 527.
5. *Ситенко О.Г., Тартаковський В.К.* Теорія ядра. - Київ.: Либідь, 2000. - 608 с.
6. *Nielsen E., Fedorov D. V., Jensen A. S., Garrido E.* The three-body problem with short-range interaction // Phys. Rep. - 2001. - Vol. 347, No. 5. - P. 373 - 459.
7. *Симонов Ю. А.* Задача трех тел. Полная система угловых функций // ЯФ. - 1966. - Т. 3, вып. 4. - С. 630 - 638.
8. *Базь А. И.* Модель уравнений ядерной физики. - Киев, 1971. - 38 с. - (Препр. / АН УССР. Ин-т теоретич. физики; ИТФ-71-79Р).
9. *Козловський І. В., Малярж О. М., Тартаковський В.К.* Про електромагнітні процеси в три нуклонних системах при низьких енергіях // УФЖ. - 2001. - Т. 46, № 4. - С. 415 - 419.
10. *Корн Г., Корн Т.* Справочник по математике / Пер. с англ.; Под ред. И. Г. Арамановича. - М.: Наука, 1968. - 720 с.
11. *Градштейн И. С., Рыжик И. М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. - М.: Наука, 1971. - 1108 с.

ПРО СИСТЕМУ ТРЬОХ НЕЗВ'ЯЗАНИХ ВЗАЄМОДІЮЧИХ ЧАСТИНОК

В. К. Тартаковський, І. В. Козловський

Задача трьох незв'язаних взаємодіючих частинок розглядається в рамках рівнянь Фаддєєва з залученням методу гіперсферичних гармонік. У першому наближенні розкладу за гіперсферичними гармоніками у сферичній системі відносних координат шестивимірного простору система рівнянь Фаддєєва зводиться до одного одновимірного рівняння.

ABOUT THE SYSTEM OF THREE UNBOUND INTERACTING PARTICLES

V. K. Tartakovsky, I. V. Kozlovsky

The problem of three unbound interacting particles is considered in terms of Faddeev equations involving the hyperspherical harmonics method. In the first approximation of the expansion in hyperspherical harmonics in the spherical system of relative coordinates of the six-dimensional space, the Faddeev set of equations reduces to single one-dimensional equation.

Поступила в редакцию 29.03.04,
после доработки – 29.07.04.