УДК 539.14

РЕДУКЦИЯ УРАВНЕНИЙ ФАДДЕЕВА К СИСТЕМЕ УРАВНЕНИЙ ДЛЯ ФУНКЦИЙ ОДНОЙ ПЕРЕМЕННОЙ МЕТОДОМ ГИПЕРСФЕРИЧЕСКИХ ГАРМОНИК

В. К. Тартаковский[1], И. В. Козловский[2], В. И. Ковальчук[3]

[1]*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*
[2]*Институт теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова НАН Украины, Киев*
[3]*Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев*

После переформулировки уравнений Фаддеева и сведения их к уравнению с одной полной волновой функцией наиболее сложная часть этой функции представлена в виде быстросходящегося ряда по *K*-гармоникам, а затем для радиальных функций от коллективной переменной составлена система связанных интегральных уравнений и предложена методика ее решения.

Хорошо известна основополагающая работа Фаддеева [1], в которой получена система уравнений для трех частей $\Psi^{(i)}$ $(i=1,2,3)$ полной волновой функции Ψ трех частиц, взаимодействующих парными короткодействующими силами. Однако уравнения Фаддеева в общем виде довольно сложны и нахождение их решений сопряжено с определенными трудностями, особенно для задач с непрерывным спектром. Здесь мы остановимся на рассмотрении системы из трех сильновзаимодействующих частиц (с одинаковыми массами m), из которых две частицы связаны. Будет показано, как свести уравнения Фаддеева к системе связанных интегральных уравнений для радиальных функций одной переменной с использованием *K*-гармонических разложений и как провести некоторые промежуточные вычисления.

Настоящая работа является продолжением и обобщением работы [2], в которой наиболее сложные части трех неизвестных слагаемых полной волновой функции Фаддеева разлагались в ряды по K -гармоникам и в разложениях, и в уравнениях движения ограничивались лишь первыми гармониками с $K=0$. В настоящей работе, во-первых, разложение ведется сложной части сразу всей полной волновой функции и, во-вторых, в уравнениях не делается ограничения лишь слагаемыми с $K=0$.

Исходим из точных трехчастичных уравнений Фаддеева для системы из одной несвязанной частицы и двух других связанных в виде [1]

$$\begin{aligned}\Psi^{(1)} &= \Phi + G_0(Z)T_{23}(Z)\left(\Psi^{(2)}+\Psi^{(3)}\right),\\ \Psi^{(2)} &= G_0(Z)T_{31}(Z)\left(\Psi^{(3)}+\Psi^{(1)}\right),\\ \Psi^{(3)} &= G_0(Z)T_{12}(Z)\left(\Psi^{(1)}+\Psi^{(2)}\right),\end{aligned} \tag{1}$$

где полная волновая функция трехчастичной системы

$$\Psi=\Psi^{(1)}+\Psi^{(2)}+\Psi^{(3)}, \tag{2}$$

Φ – асимптотическия волновая функция, равная произведению плоской волны с импульсом относительного движения 1-й частицы и связанной системы двух других частиц и волновой функции связанного состояния частиц 2 и 3; $G_0(Z_\pm)=(Z_\pm-H_0)^{-1}$; $Z_\pm=E\pm i0$; E – полная энергия системы; $T_{ij}(Z)$ – двухчастичные операторы перехода, связанные с двухчастичными потенциалами V_{ij} с помощью уравнений

$$T_{ij}(Z)=V_{ij}+V_{ij}G_0(Z)T_{ij}(Z). \tag{3}$$

Используя уравнения (3), из формулы (1) получаем систему уравнений для $\Psi^{(i)}$, куда входят уже в явном виде потенциалы V_{ij}:

$$\begin{aligned}\Psi^{(1)} &= \Phi + G_0(Z)V_{23}(Z)\left(\Psi^{(1)}+\Psi^{(2)}+\Psi^{(3)}-\Phi\right),\\ \Psi^{(2)} &= G_0(Z)V_{31}(Z)\left(\Psi^{(1)}+\Psi^{(2)}+\Psi^{(3)}\right),\\ \Psi^{(3)} &= G_0(Z)V_{12}(Z)\left(\Psi^{(1)}+\Psi^{(2)}+\Psi^{(3)}\right).\end{aligned} \tag{4}$$

В правые части уравнений (4), как видим, входит (в отличие от уравнений (1)) полная функция (2), поэтому сложив все три уравнения (4), получим одно уравнение для полной функции Ψ:

$$\Psi=\Phi+G_0(Z)\left(V\Psi-V_{23}\Phi\right),\quad V=V_{23}+V_{31}+V_{12}. \tag{5}$$

Оператор кинетической энергии H_0 представляем, как и в [2], в виде

$$H_0=T_0-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{1}{\rho^2}\Delta_\Omega,\; T_0=-\frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{1}{\rho^5}\frac{\partial}{\partial\rho}\rho^5\frac{\partial}{\partial\rho}\right), \tag{6}$$

где из шести относительных координат только одна коллективная переменная ρ имеет размерность длины, а остальные переменные – это пять углов Ω в шестимерном пространстве, определяющие ориентацию шестимерного вектора $\vec{\rho}$,

Δ_Ω – оператор Лапласа этих пяти угловых переменных.

Собственными функциями углового оператора Δ_Ω являются известные *K*-гармоники $u_{Kn}(\Omega)$:

$$\Delta_\Omega u_{Kn}(\Omega) = -K(K+4)u_{Kn}(\Omega), \qquad (7)$$

где K – момент в шестимерном пространстве относительных переменных, n – дополнительные квантовые числа, включающие в себя полный орбитальный момент L относительного движения трех частиц и его проекцию M, а также величины орбитальных моментов пары частиц 2 и 3 l_x и относительного движения первой частицы и центра масс пары l_y. Угловые функции (*K*-гармоники) ортогональны и их нормируют обычным образом:

$$\int d\Omega u^*_{Kn}(\Omega) u_{K'n'}(\Omega) = \delta_{KK'}\delta_{nn'}, \qquad (8)$$

где в формуле (8) производится интегрирование по пяти угловым переменным [3, 4].

Собственные функции $\omega_q(\rho)$ оператора T_0 в (6) определяются уравнением [5]

$$T_0\omega_q(\rho) = \frac{\hbar^2}{2m}q^2\omega_q(\rho), \quad \omega_q(\rho) = \frac{\sqrt{q}}{\rho^2}J_2(q\rho) \qquad (9)$$

и удовлетворяют условиям ортонормировки

$$\int_0^\infty d\rho\rho^5\omega^*_q(\rho)\omega_{æ}(\rho) = \delta(q-æ) \qquad (10)$$

и полноты

$$\int_0^\infty dq\omega^*_q(\rho)\omega_{\mathrm{q}}(\rho') = \frac{1}{\rho^5}\delta(\rho-\rho'). \qquad (11)$$

Перепишем уравнение (5) как

$$\Psi - \Phi = G_0(Z)V(\Psi\text{-}\Phi) + G_0(Z)(V_{12}+V_{31})\Phi \qquad (12)$$

и разложим разность Ψ-Φ в ряд по *K*-гармоникам

$$\Psi - \Phi = \sum_{Kn} B_{Kn}(\rho)u_{Kn}(\Omega). \qquad (13)$$

Этот ряд довольно быстро сходится (см. [2]) в отличие от разложений по *K*-гармоникам в отдельности функций Ψ и Φ. Подставим формулу (13) в (12), умножим левую и правую части полученного уравнения на $u^*_{K'n'}(\Omega)$ и проинтегрируем по переменным Ω. Используя уравнение (8), получим в результате систему интегральных уравнений для $B_{Kn}(\rho)$ по одной коллективной переменной ρ для произвольных короткодействующих потенциалов V_{ij}:

$$B_{K'n'}(\rho) = \int d\Omega u^*_{K'n'}(\Omega)G_0(Z)f(\rho,\Omega) +$$
$$+\int d\Omega u^*_{K'n'}(\Omega)G_0(Z)(V_{12}+V_{31})\Phi, \qquad (14)$$

$$f(\rho,\Omega) = V\sum_{Kn} B_{Kn}(\rho)u_{Kn}(\Omega). \qquad (15)$$

Второе слагаемое в уравнении (14), как и потенциалы V_{ij}, считаются известными.

Подставим теперь в уравнение (14) свободный оператор (функцию) Грина $G_0(Z)$ с учетом (6), т.е.

$$G_0(Z) = \left(Z - T_0 + \frac{\hbar^2}{2m}\frac{1}{\rho^2}\Delta_\Omega\right)^{-1}, \qquad (16)$$

и разложим $f(\rho,\Omega)$ в уравнении (15) по *K*-гармоникам

$$f(\rho,\Omega) = \sum_{K''n''} f_{K''n''}(\rho)u_{K''n''}(\Omega), \qquad (17)$$

$$f_{K''n''}(\rho) = \int d\Omega u^*_{K''n''}(\Omega)f(\rho,\Omega). \qquad (18)$$

С обозначениями уравнений (15), (18) и учетом уравнений (7) и (8) система уравнений (14) приобретает следующий вид:

$$B_{K'n'}(\rho) = \left(Z - T_0 - \frac{\hbar^2}{2m}\frac{K'(K'+4)}{\rho^2}\right)^{-1}F(\rho),$$
$$F(\rho) = \int d\Omega u^*_{K'n'}(\Omega)\{f(\rho,\Omega) + (V_{12}+V_{31})\Phi\}, \qquad (19)$$

где мы совершили одинаковые процедуры в обоих слагаемых в правой части равенства (14). Разложим функцию $F(\rho)$ по полной системе функций оператора T_0 (см. уравнения (6), (9) - (11)) как

$$F(\rho) = \int_0^\infty dq\omega_q(\rho)F_q, \qquad (20)$$

$$F_q = \int_0^\infty d\bar\rho\,\bar\rho^5 F(\bar\rho)\omega^*_q(\bar\rho), \qquad (21)$$

подставим уравнение (20) в (19) и воспользуемся соотношениями (9) - (11) и (21). После этих операций система уравнений (19) приобретает следующий окончательный вид (методы ее численного решения можно найти, например, в [6]):

$$B_{K'n'}(\rho)=\frac{\pi m}{\hbar^2\rho^2}\int_0^\infty d\bar{\rho}\,\bar{\rho}^3 P_\pm\left(k_{K'},\rho,\bar{\rho}\right)\int d\Omega u^*_{K'n'}(\Omega)\left\{V\sum_{Kn}B_{Kn}(\bar{\rho})u_{Kn}(\Omega)+\left(V_{12}+V_{31}\right)\Phi\right\}, \tag{22}$$

$$P_\pm\left(k_{K'},\rho,\bar{\rho}\right)=\frac{\hbar^2}{\pi m}\int_0^\infty dqq\frac{J_2(q\bar{\rho})J_2(q\rho)}{Z_\pm-\frac{\hbar^2q^2}{2m}-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{K'(K'+4)}{\rho^2}} \tag{23}$$

или

$$P_\pm\left(k_{K'},\rho,\bar{\rho}\right)=-\frac{2}{\pi}\int_0^\infty dqq\frac{J_2(q\bar{\rho})J_2(q\rho)}{q^2-k^2_{K'}\mp i0}, \tag{24}$$

где $k^2_{K'}\equiv k^2_{K'}(\rho)=k_0^2-\frac{K'(K'+4)}{\rho^2}$, $k_0^2=\frac{2m}{\hbar^2}E$.

Потенциалы и функция Φ в правой части уравнения (22) зависят от Ω и $\bar{\rho}$.

Результат, конечно, будет в общем случае зависеть от знака бесконечно малой мнимой добавки $\mp i0$ в знаменателе подинтегрального выражения (24) и знаков k_0^2 и $k^2_{K'}$. Согласно [7], интегралы такого типа могут быть представлены в явном виде при некоторых условиях, накладываемых на входящие в них параметры:

$$\int_0^\infty dx\,x\frac{J_\nu(ax)J_\nu(bx)}{x^2+c^2}=\begin{cases}\begin{cases}I_\nu(bc)K_\nu(ac),\ 0<b<a,\ \mathrm{Re}\,c>0,\ \mathrm{Re}\,\nu>-1,\\ I_\nu(ac)K_\nu(bc),\ 0<a<b,\ \mathrm{Re}\,c>0,\ \mathrm{Re}\,\nu>-1,\end{cases}\\ \begin{cases}I_\nu(-bc)K_\nu(-ac),\ 0<b<a,\ \mathrm{Re}\,c<0,\ \mathrm{Re}\,\nu>-1,\\ I_\nu(-ac)K_\nu(-bc),\ 0<a<b,\ \mathrm{Re}\,c<0,\ \mathrm{Re}\,\nu>-1.\end{cases}\end{cases} \tag{25}$$

Интеграл (25) охватывает все возможные наши случаи, так как ρ и $\bar{\rho}$ в уравнении (24) вещественны.

По упрощенной модели с учетом лишь одной главной гармоники $K = 0$ в разложении разности $\Psi-\Phi$ в ряд по K-гармоникам в формуле (13) авторы делали расчет дифференциального сечения нейтронов на дейтронах при энергии нейтронов 3,28 МэВ и получили качественное согласие с экспериментом в широком интервале углов рассеяния, заметно улучшив это согласие по сравнению с ранними расчетами при $\Psi-\Phi=0$, т.е. при замене точной волновой функции Ψ асимптотической волновой функцией Φ [8].

Можно надеяться, что учет в суммах по K, кроме слагаемых с $K=0$, еще и слагаемых с $K=1$ и $K=2$ будет в большинстве случаев достаточным для вычислений, как это было уже и раньше для других задач [4]. Такие расчеты смогут оценить точность прежних наших вычислений [8] с $K=0$, а также найти численные поправки, связанные с гармониками $K=1$ и $K=2$.

Система интегральных уравнений (22), а их с учетом трех гармоник K = 0, 1 и 2 окажется 27, в общем случае будет связанной, что сразу делает расчеты намного более громоздкими по сравнению с расчетами в [8] для одной независящей от углов гармоники K = 0, когда имелось всего одно уравнение. Поскольку гармоники с K = 1 и K = 2 будут еще теперь существенно зависеть от пяти угловых переменных, попутной задачей в работе являлось удобное их представление минимальным числом слагаемых в каждой суперпозиции с заданными значениями l_x, l_y, L, M (ведь K-гармоники определяются неоднозначно). Это удалось сделать в работе (см. приложение), представив в большинстве случаев каждую из 27 парциальных K-гармоник в виде всего одного слагаемого или, в крайнем случае, в виде двух (для меньшего числа из них). Авторы планируют работу по численному решению системы (22) с учетом формул в приложении, что можно будет использовать во многих задачах.

Работа поддержана целевой программой “Фундаментальные свойства физических систем в экстремальных условиях” Отделения физики и астрономии НАН Украины.

Приложение

Приведем удобные для вычислений явные выражения всех 27 K-гармоник $u_{Kn}(\Omega) \equiv u_K^{l_x l_y LM}(\Omega)$ для $K = 0, 1, 2$. Они получены при использовании общих соотношений (см. [9]):

$$u_K^{l_x l_y LM} = \sum_{m_x m_y} \left(l_x l_y m_x m_y \mid LM\right) u_K^{l_x l_y m_x m_y}(\Omega),$$

$$u_K^{l_x l_y m_x m_y}(\Omega) = N_K^{l_x l_y} (\cos\theta)^{l_x} (\sin\theta)^{l_y} \times$$

$$\times P_n^{l_y+\frac{1}{2},\, l_x+\frac{1}{2}}(\cos 2\theta)\, Y_{l_x m_x}\left(\hat{\vec{x}}\right) Y_{l_y m_y}\left(\hat{\vec{y}}\right),$$

где

$$N_K^{l_x l_y} = \sqrt{\frac{2n!(K+2)(n+l_x+l_y+1)!}{\Gamma\left(n+l_x+\frac{3}{2}\right)\Gamma\left(n+l_y+\frac{3}{2}\right)}},$$

$$n = \frac{K-l_x-l_y}{2},$$

$$P_n^{\alpha,\beta}(z) = 2^{-n} \sum_{m=0}^{n} \binom{n+\alpha}{m} \binom{n+\beta}{n-m} (z-1)^{n-m} (z+1)^m$$

– полином Якоби, $\binom{p}{n} = \frac{\Gamma(p+1)}{n!\,\Gamma(p-n+1)}$; l_x – орбитальный момент пары, соответствующий координате Якоби $\vec{x} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{r}_2 - \vec{r}_3)$, а l_y – орбитальный момент первой частицы относительно центра масс пары, соответствующий координате Якоби $\vec{y} = \sqrt{\frac{2}{3}}\left(\vec{r}_1 - \frac{\vec{r}_2+\vec{r}_3}{2}\right)$.

$$\Phi_1 \equiv u_0^{0000} = \frac{1}{\sqrt{\pi^3}},$$

$$\Phi_2 \equiv u_1^{101-1} = \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{\pi^3}} \cos\theta \sin\theta_x e^{-i\varphi_x},$$

$$\Phi_3 \equiv u_1^{1011} = -\frac{\sqrt{3}}{\sqrt{\pi^3}} \cos\theta \sin\theta_x e^{i\varphi_x},$$

$$\Phi_4 \equiv u_1^{1010} = \frac{\sqrt{6}}{\sqrt{\pi^3}} \cos\theta \cos\theta_x,$$

$$\Phi_5 \equiv u_1^{011-1} = \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{\pi^3}} \sin\theta \sin\theta_y e^{-i\varphi_y},$$

$$\Phi_6 \equiv u_1^{0111} = -\frac{\sqrt{3}}{\sqrt{\pi^3}} \sin\theta \sin\theta_y e^{i\varphi_y},$$

$$\Phi_7 \equiv u_1^{0110} = \frac{\sqrt{6}}{\sqrt{\pi^3}} \sin\theta \cos\theta_y,$$

$$\Phi_8 \equiv u_2^{202-2} = \frac{\sqrt{6}}{\sqrt{\pi^3}} \cos^2\theta \sin^2\theta_x e^{-i2\varphi_x},$$

$$\Phi_9 \equiv u_2^{2022} = \frac{\sqrt{6}}{\sqrt{\pi^3}} \cos^2\theta \sin^2\theta_x e^{i2\varphi_x},$$

$$\Phi_{10} \equiv u_2^{202-1} = \frac{\sqrt{6}}{\sqrt{\pi^3}} \cos^2\theta \sin 2\theta_x e^{-i\varphi_x},$$

$$\Phi_{11} \equiv u_2^{2021} = -\frac{\sqrt{6}}{\sqrt{\pi^3}} \cos^2\theta \sin 2\theta_x e^{i\varphi_x},$$

$$\Phi_{12} \equiv u_2^{2020} = \frac{2}{\sqrt{\pi^3}} \cos^2\theta \left(3\cos^2\theta_x - 1\right),$$

$$\Phi_{13} \equiv u_2^{022-2} = \frac{\sqrt{6}}{\sqrt{\pi^3}} \sin^2\theta \sin^2\theta_y e^{-i2\varphi_y},$$

$$\Phi_{14} \equiv u_2^{0222} = \frac{\sqrt{6}}{\sqrt{\pi^3}} \sin^2\theta \sin^2\theta_y e^{i2\varphi_y},$$

$$\Phi_{15} \equiv u_2^{022-1} = \frac{\sqrt{6}}{\sqrt{\pi^3}} \sin^2\theta \sin 2\theta_y e^{-i\varphi_y},$$

$$\Phi_{16} \equiv u_2^{0221} = -\frac{\sqrt{6}}{\sqrt{\pi^3}} \sin^2\theta \sin 2\theta_y e^{i\varphi_y},$$

$$\Phi_{17} \equiv u_2^{0220} = \frac{2}{\sqrt{\pi^3}} \sin^2\theta \left(3\cos^2\theta_y - 1\right),$$

$$\Phi_{18} \equiv u_2^{112-2} = \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{\pi^3}} \sin 2\theta \sin\theta_x \sin\theta_y e^{-i\left(\varphi_x+\varphi_y\right)},$$

$$\Phi_{19} \equiv u_2^{1122} = \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{\pi^3}} \sin 2\theta \sin\theta_x \sin\theta_y e^{i\left(\varphi_x+\varphi_y\right)},$$

$$\Phi_{20} \equiv u_2^{112-1} = \frac{\sqrt{3}}{\sqrt{\pi^3}} \sin 2\theta \left(\sin\theta_x \cos\theta_y e^{-i\varphi_x} + \cos\theta_x \sin\theta_y e^{-i\varphi_y} \right),$$

$$\Phi_{21} \equiv u_2^{1121} = -\frac{\sqrt{3}}{\sqrt{\pi^3}} \sin 2\theta \left(\sin\theta_x \cos\theta_y e^{i\varphi_x} + \cos\theta_x \sin\theta_y e^{i\varphi_y} \right),$$

$$\Phi_{22} \equiv u_2^{1120} = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\pi^3}} \sin 2\theta \left(2\cos\theta_x \cos\theta_y - \sin\theta_x \sin\theta_y \cos\left(\varphi_x - \varphi_y\right) \right),$$

$$\Phi_{23} \equiv u_2^{111-1} = -\frac{\sqrt{3}}{\sqrt{\pi^3}} \sin 2\theta \left(\sin\theta_x \cos\theta_y e^{-i\varphi_x} - \cos\theta_x \sin\theta_y e^{-i\varphi_y} \right),$$

$$\Phi_{24} \equiv u_2^{1111} = -\frac{\sqrt{3}}{\sqrt{\pi^3}} \sin 2\theta \left(\sin\theta_x \cos\theta_y e^{i\varphi_x} - \cos\theta_x \sin\theta_y e^{i\varphi_y} \right),$$

$$\Phi_{25} \equiv u_2^{1110} = -i\frac{\sqrt{6}}{\sqrt{\pi^3}} \sin 2\theta \sin\theta_x \sin\theta_y \sin\left(\varphi_x - \varphi_y\right),$$

$$\Phi_{26} \equiv u_2^{0000} = \frac{2}{\sqrt{\pi^3}} \cos 2\theta,$$

$$\Phi_{27} \equiv u_2^{1100} = -\frac{2}{\sqrt{\pi^3}} \sin 2\theta \left(\cos\theta_x \cos\theta_y + \sin\theta_x \sin\theta_y \cos\left(\varphi_x - \varphi_y\right) \right).$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Фаддеев Л.Д.* Теория рассеяния для системы трех частиц // ЖЭТФ. - 1960. - Т. 39, вып. 4. - С. 1459 - 1467.
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. *Симонов Ю.А.* Задача трех тел. Полная система угловых функций // ЯФ. - 1966. - Т. 3, вып. 4. - С. 630 - 638.
4. *Ситенко О.Г., Тартаковський В.К.* Теорія ядра. - К.: Либідь, 2000. - 608 с.
5. *Камке Э.* Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. - М.: Наука, 1976. - 576 с.
6. *Верлань А.Ф., Сизиков В.С.* Интегральные уравнения: методы, алгоритмы, программы. - К.: Наук. думка, 1986. - 544 с.
7. *Градштейн И. С., Рыжик И. М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. - М.: Наука, 1971. - 1108 с.
8. *Tartakovsky V.K., Kovalchuk V.I., Kozlovsky I.V.* The numerical solution of Faddeev's equations and the calculation of nd-scattering cross section in fundamental K-harmonic approximation // Scientific Papers of the Institute for Nuclear Research. - 2005. - No. 3 (16). - P. 24 - 28
9. *Джибути Р.И., Крупенникова Н.Б.* Метод гиперсферических функций в квантовой механике нескольких тел. - Тбилиси: Мецниереба, 1984. - 181 с.

РЕДУКЦІЯ РІВНЯНЬ ФАДДЄЄВА ДО СИСТЕМИ РІВНЯНЬ ДЛЯ ФУНКЦІЙ ОДНІЄЇ ЗМІННОЇ МЕТОДОМ ГІПЕРСФЕРИЧНИХ ГАРМОНІК

В. К. Тартаковський, І. В. Козловський, В. І. Ковальчук

Після переформулювання рівнянь Фаддєєва і зведення їх до рівняння з однією повною хвильовою функцією найбільш складна частина цієї функції представлена у вигляді швидкозбіжного ряду за *K*-гармоніками, а потім для радіальних функцій від колективної змінної побудована система зв'язаних інтегральних рівнянь і запропонована методика її розв'язку.

REDUCTION OF FADDEEV EQUATIONS TO THE SYSTEM OF EQUATIONS FOR FUNCTIONS OF ONE VARIABLE BY HYPERSPHERICAL HARMONICS METHOD

V. K. Tartakovsky, I. V. Kozlovsky, V. I. Kovalchuk

After reformulating of Faddeev equations and its reducing to the equation with one complete wave function the most complex part of this function is represented in the form of rapidly converging series on *K*-harmonics. The system of the connected integral equations is constructing for radial functions of the collective variable and the procedure of its solution is proposed.

Поступила в редакцию 25.04.08,
после доработки - 09.12.08.