

РЕШЕНИЕ ЯДЕРНОЙ ЗАДАЧИ ТРЕХ ТЕЛ С РЕАЛИСТИЧЕСКИМИ ПОТЕНЦИАЛАМИ

В. Ф. Демин, В. Д. Эфрос

В настоящее время имеется несколько так называемых реалистических потенциалов, аккуратно описывающих всю совокупность экспериментальных данных по двухнуклонной системе. Представляет интерес попытаться описать свойства систем нескольких нуклонов, исходя из таких потенциалов. Сравнение рассчитанных свойств с экспериментальными позволит судить о справедливости парных NN -потенциалов как модели ядерных сил, а также о роли различных частей NN -потенциала.

Мы сообщаем результаты свойств ядра ${}^3\text{H}$ со следующими двумя "реалистическими" NN -потенциалами, подогнанными по фазам NN -рассеяния в большом интервале энергий: потенциал Эйкемейера и Хакенбройха [1], потенциал Гогни, Пайреса и Турейла [2]. Ниже обозначаем их $E. H.$ и $G. P. T.$ В расчетах учитывались все без исключения части этих потенциалов.

Применяемый нами метод основан на гиперсферическом формализме. Будем обозначать ρ и Ω_6 — радиус и угловые переменные на гиперсфере в шестимерном пространстве, $\{\sigma^{(i)}, \tau^{(i)}\}$ — спинизоспоровые переменные частиц. Ψ -функцию задачи мы ищем в виде разложения

$$\Psi = \rho^{-5/2} \sum_{K, \alpha, n} c_{K\alpha n} R_n(\rho) \Gamma_{K\alpha}(\Omega_6, \{\sigma^{(i)}, \tau^{(i)}\}), \quad (1)$$

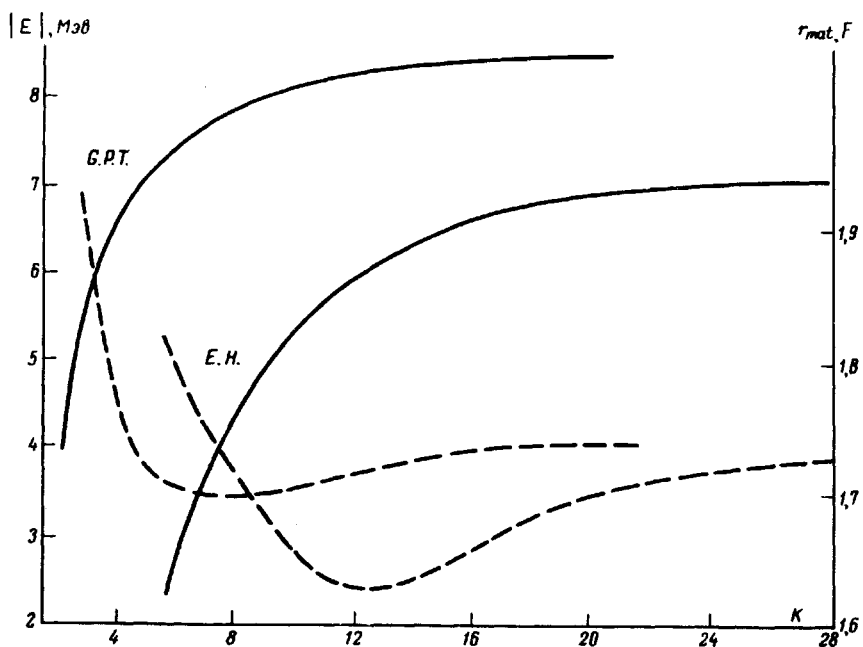
где $\Gamma_{K\alpha}$ — гиперсферический базис. В базисе $\Gamma_{K\alpha}$ мы учитываем пока только так называемые "потенциальные гармоники" [3 — 5] (ПГ). Общий метод построения ПГ, позволяющий, в частности, перейти к рассмотрению орбитального момента $L \neq 0$ и нецентральных NN -сил,

дан в [5]. В качестве системы $R_n(\rho)$ мы выбираем функции

$$R_n(\rho; b, s) = N(b\rho)^{s/2} L_n^s(b\rho) \exp(-b\rho/2), \quad (2)$$

где $L_n^s(x)$ – присоединенные полиномы Лагерра, b - и s -параметры, которые выбирались таким образом, чтобы обеспечить наиболее быструю сходимость по n^1 .

На рисунке изображено поведение рассчитанной нами энергии связи – $E(^3H)$ и материального среднеквадратичного радиуса r_{mat} в зависимости от числа гиперсферических функций, учитываемых в разложении (1). Точки с абсциссами K_f соответствуют учету ПГ с $K = 0, 2, \dots, K_f$. Для потенциала $E.H.$ наибольшее из учитывавшихся в разложении (1) значений K равнялось $K_{max} = 28$, для потенциала $G.P.T.$ $K_{max} = 20$. Из рисунка видно, что с этими значениями K_{max} для величин $E(^3H)$ и r_{mat} достигается практическая сходимость.



Окончательные результаты расчета для величин $E(^3H)$ и парциальных весов пространственно-симметричной компоненты Ψ -функции с $L = 0 (S)$, компоненты смешанной симметрии с $L = 0 (S')$, компоненты с $L = 2 (D)$ приведены в табл. 1.

¹⁾ Можно предположить, что еще более подходящей, чем система (2) окажется система функций вида (2) с s , зависящим от K , например, по закону $s = a + \beta K$.

Таблица 1

Потенциал	$E, \text{ Мэв}$	r_{mat}, F	$P(^3\text{H}), \%$			$P_D^{\text{дейтрон}}, \%$
			S	S'	D	
Е. Н.	7,06	1,73	91,3	0,7	8,0	6,2
Г. Р. Т.	8,50	1,74	94,6	0,6	4,7	3,8

Отметим, что в результате проведенных расчетов было установлено, что S' компонента Ψ -функции возникает как *разность* двух вкладов — за счет связи с D -состоянием (через потенциал $V_T^{(1)}$ см. примечание к табл. 2.) и за счет связи с S -состоянием (через потенциал $V_{31} - V_{13}$). В связи со сказанным парциальный вес S' компоненты должен быть весьма чувствительным к деталям NN -потенциала.

Таблица 2

$\langle \Psi \dots \Psi \rangle$	$E, \text{ Мэв}$	
	Е. Н.	Г. Р. Т.
Кинетическая энергия	41,7	29,4
$V_{31} + V_{13}$	- 22,3	- 27,9
$V_T^{(1)}$	- 23,6	- 9,5
$V_{LL}^{(1)}$	-	- 0,3
$V_{LS}^{(1)}$	- 2,7	- 0,2
$V_{33} + V_{11}$	0,1	0,02
$ V_{LL}^{(3)} , V_T^{(3)} , V_{LS}^{(3)} $	$\leq 0,1$	$\leq 0,1$
Сумма	- 7,06	- 8,50

Примечание: $V_{jj} = V_{\text{центр } 2S+1, 2T+1}$; $V_T^{(1)}(V_T^{(3)})$ — тензорный синглетный (триплетный) потенциал. Аналогичные обозначения для $LS(V_{LS}^{(i)})$ и $(LS)^2(V_{LL}^{(i)})$ потенциалов.

С целью выяснения зависимости результатов для $E(^3\text{H})$ от структуры NN -потенциала мы произвели расчет средних значений кинетической энергии и отдельных частей NN -потенциала по полученной Ψ -функции ^3H . Результаты представлены в табл. 2. Примечательны следующие обстоятельства: а) крайне малый вклад нечетных потенциалов в величину $E(^3\text{H})$; б) величина $E(^3\text{H})$ возникает как результат *вычитания* двух больших величин — кинетической и потенциальной энергий. Это обстоятельство делает величину $E(^3\text{H})$ чувствительной к

деталюм NN -потенциала. в) Вклады кинетической энергии и отдельных частей NN -потенциала в величину $E(^3\text{H})$ для различных реалистических локальных потенциалов сильно отличаются друг от друга. Таким образом в задаче об ^3H эти потенциалы не являются "близкими". Интересно, что, тем не менее, все рассмотренные до настоящего времени реалистические локальные NN -потенциалы¹⁾ дают значения $E(^3\text{H})$, близкие друг к другу и к экспериментальному значению. (Различие в величине $E(^3\text{H})$ порядка 1 – 2 Мэв в силу указанной выше чувствительности к деталям потенциала, по-видимому, является несущественным).

Мы выясняли также относительную роль NN -взаимодействий в состояниях с различными орбитальными моментами ℓ_i пары частиц. С этой целью были проведены дополнительные расчеты в которых NN -взаимодействие для всех сил кроме тензорных учитывалось только в состояниях с $\ell_i \leq \ell_{\max}$, а для тензорных сил сверх этого учитывались еще переходы $\ell_{\max} \rightleftharpoons \ell_{\max} + 2$. В табл. 3 приведены результаты для $E(^3\text{H})$ в зависимости от значения ℓ_{\max} для потенциала Е. Н. . Можно сделать вывод, что уже приближение $\ell_{\max} = 2$ является достаточном аккуратным.

Т а б л и ц а 3

ℓ_{\max}	$E, \text{ Мэв}$
0	- 6,401
2	- 7,059
4	- 7,063
6	- 7,063

В заключение отметим, что в настоящей работе показано, что решение ядерной задачи трех тел с "реалистическими" NN -силами является практически возможным в рамках гиперсферического подхода.

В последующих публикациях мы предполагаем сообщить результаты расчетов свойств ^3H с потенциалами Бресселя – Кермана – Рубена и Рида и расчетов свойств ^4He с реалистическими NN -силами.

Авторы благодарны А.И.Базю за ценные критические замечания по статье А.М.Бадалян, Ю.А.Симонову, Я.А.Сморозинскому за полезные обсуждения результатов.

Поступила в редакцию
22 июля 1972 г.
После переработки
25 сентября 1972 г.

¹⁾ Мы имеем в виду наряду с результатами, приведенными выше, также известные результаты для потенциалов Хамады – Д-жонстона, Бресселя – Кермана – Рубена и Рида.

Литература

- [1] H.Eikemeier, H.H.Hackenbroich. Nucl. Phys., A169, 407, 1971.
 - [2] D.Gogry, P.Pires, R. De Toureil. Phys. Lett., 32B, 591, 1970.
 - [3] M.Fabre de la Ripelle. Report IPNO/TH 157, Orsay, 1969.
 - [4] G.Erens, J.L.Visschers, R. Van Wageningen. Ann. Phys., 67, 461, 1971.
 - [5] В.Д.Эфрос. ЯФ, 15, 226, 1972.
-