

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-87-752

А.М.Горбатов*, А.В.Бурсак*, А.М.Калинин,
Е.А.Колганова*, П.В.Комаров*, Ю.И.Крылов*,
П.Ю.Никишов*, Ю.Э.Пенионжкевич, В.Л.Скопич*

МИКРОСКОПИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ СИСТЕМЫ ^4H
С РЕАЛИСТИЧЕСКИМ NN-ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Направлено в журнал "Nuclear Physics A"

*Калининский государственный университет

Изучение малонуклонных систем занимает особое место в ядерной физике. Интерес к этой области исследований объясняется в первую очередь возможностью проверки различных теоретических подходов для достаточно точного безмодельного описания свойств таких систем. В последнее время большое внимание уделяется экспериментаторами изучению ядер легчайших элементов, сильно обогащённых нейтронами (мультинейтроны, тяжёлые изотопы водорода и гелия). Этот интерес значительно вырос после обнаружения квазистационарных систем ${}^6\text{H}$ и ${}^9\text{He}$ /6,10,11/, которые оказались существенно более стабильными, чем предсказывалось ранее. Появилась надежда на существование связанных мультинейтронных систем. В связи с этим большой интерес представляет экспериментальное исследование малонуклонных систем и обнаружение их квазистационарных состояний. Наиболее легким ядром, в котором были обнаружены квазистационарные состояния, является ${}^4\text{H}$, исследованию которого был посвящён ряд экспериментальных работ /1 - 7/. Результаты этих исследований, проведённых с помощью различных методов в разных ядерных реакциях, представлены в табл. I. В большинстве работ авторы наблюдали квазистационарные состояния ${}^4\text{H}$ с энергией 3,5 МэВ. В работе /6/ в реакции с тяжёлыми ионами было надёжно идентифицировано ещё одно квазистационарное состояние ${}^4\text{H}$ с энергией 5 МэВ. Не исключено, что в этой области энергий может наблюдаться ещё несколько квазистационарных состояний этого ядра.

Теоретические исследования системы ${}^4\text{H}$ /8/ показали наличие двух резонансов. Однако точность этих расчётов, включающих в себя ряд упрощений, была недостаточна для однозначного заключения о структуре этого ядра. По-видимому, дальнейший прогресс в исследовании системы ${}^4\text{H}$ следует связать с полными успехами теоретиков и экспериментаторов.

Таблица I. Параметры несвязанных уровней в системе ${}^4\text{H}$, полученные в различных реакциях

Реакция	Энергия уровня, МэВ	Ширина, МэВ	Работа
$n + {}^3\text{H} \rightarrow n + {}^3\text{H}$	3,4	5,5	I
	5,1	5,5	
$\pi^- + {}^7\text{Li} \rightarrow \text{T} + {}^4\text{H}$	$2,7 \pm 0,6$	$2,3 \pm 0,6$	2
${}^6\text{Li} + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^8\text{B} + {}^4\text{H}$	$\sim 3,6$	$\sim 2,2$	3
$\pi^- + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^2\text{H} + {}^4\text{H}$	$3,3 \pm 1,5$	< 3	4
$\pi^- + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^3\text{H} + {}^4\text{H}$	$0,3 \pm 1,5$	< 5	4
$n + {}^3\text{H} \rightarrow n + {}^3\text{H}$	$\sim 3,5$	~ 3	5
${}^{11}\text{B} + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^{16}\text{O} + {}^4\text{H}$	$3,5 \pm 0,5$	I	6
	~ 5	~ 2	
${}^9\text{Be} + \pi^- \rightarrow d + \text{T} + {}^4\text{H}$	$3,0 \pm 0,2$	$4,7 \pm 1,0$	7

исчерпаны и здесь уникальные возможности представляют пучки тяжёлых ионов. Необходимо отметить, что вероятность заселения отдельных состояний в значительной степени определяется правилами отбора, а также механизмом ядерной реакции. В связи с этим неабсолютное в эксперименте конкретное состояние не означает его отсутствия в данной системе. Наиболее перспективными с этой точки зрения являются пучки тяжёлых ионов, позволяющих варьировать в широких пределах характеристики входного канала реакции. Систематические экспериментальные исследования тяжёлых изотопов водорода на пучках тяжёлых ионов были проведены в работах /6,10/, в которых были обнаружены квазистационарные состояния ${}^6\text{H}$, а также проявление возбуждённых уровней в системе ${}^4\text{H}$. Эти результаты имеют большое значение для дальнейшего понимания свойств мультинейтронных систем и дают важную информацию для теоретических расчётов этих систем. Настоящая теоретическая работа

предпринята с целью описания возможных состояний, проявляющихся в системе ${}^4\text{H}$, и их сравнения с наблюдаемыми в работе /6/ экспериментальными данными. С теоретической точки зрения мультинейтронные системы с $A \leq 4$ представляют особый интерес по двум причинам. Во-первых, нечетные компоненты NN - взаимодействия играют здесь столь же существенную роль в формировании глобальных характеристик (энергии связи, радиусов), что и четные составляющие. Во-вторых, благодаря относительно малому числу нуклонов сохраняется возможность для проведения прецизионных микроскопических расчетов. При этом важно, что аналитические методы исследования малонуклонных систем уже развиты, а экспериментальное изучение рассматриваемых объектов ещё не завершено. Таким образом, физические системы $3n$, $4n$ и ${}^4\text{H}$ представляют на сегодняшний день уникальную возможность для проверки предсказательной силы потенциальной модели адронных систем.

В настоящей работе расчет системы ${}^4\text{H}$ проводится методом угловых потенциальных функций (УПФ). Этот метод является едва ли не самым надежным инструментом исследования легчайших и легких ядер с использованием реалистического NN - взаимодействия. В последнее десятилетие он успешно применялся для изучения низколежащих состояний стабильных ядер ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{15}\text{O}$, ${}^{16}\text{O}$ и привел к установлению границ применимости потенциального подхода /12,13/. Основы метода изложены в работах /12-14/. Необычные свойства мультинейтронных систем потребовали дальнейшего совершенствования математического аппарата по двум направлениям - расширения базиса УПФ в сторону ещё больших значений глобального момента K и более точного решения системы дифференциальных уравнений с помощью плавных передаточных функций гиперрадиуса. Поэтому настоящая работа имеет также и методическое значение.

Наконец, заметное место в работе занимает ядро ${}^3\text{H}$, так как для физической интерпретации результатов расчета ${}^4\text{H}$ необходимо знать

порог развала в канале ${}^3\text{H} + n$. Более того, простейшая система ${}^3\text{H}$ удобна для экономной демонстрации новых элементов расчета. Действуя последовательно, мы проводим одновременный расчет объектов ${}^3\text{H}$ и ${}^4\text{H}$ с одним и тем же вариантом NN - потенциала в рамках одних и тех же приближений.

Далее придерживаемся обозначений работы /14/.

РАЗЛОЖЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА ПО МНОГОМЕРНЫМ ГАРМОНИКАМ

Как известно, непосредственное вычисление матричных элементов

(МЭ) NN - взаимодействия

$$\hat{V} = \sum_{xMT} \hat{V}_x^{MT}, \quad \hat{V}_x^{MT} = \sum_{j>i=1}^A \hat{V}_x^{MT}(ij) \quad (1)$$

возможно лишь при относительно небольших индексах возбуждения

$S = (K - K_{min})/2 \leq 10$, недостаточных для достижения полной сходимости в мультинейтронных системах. Проникновение в область практически неограниченных S обеспечивается разделением переменных ρ и $\Omega \equiv \Omega_{3A-3}$ уже в самом NN - потенциале. Реализуется оно как частный случай ($\hat{U}_{Kmin} \equiv I$) формулы проектирования (1) работы /14/ с учетом полноты

$$\sum_K \hat{C}_K^{\lambda\mu} = 1 \quad (2)$$

проекторных операторов $\hat{C}_K^{\lambda\mu}$:

$$\hat{V}_x^{MT} = \sum_{\rho=b_x}^{\infty} B_{x\rho}^{MT}(\rho) \hat{\Phi}_{x\rho}^{MT}(\Omega). \quad (3)$$

В разложении (3) гиперрадиальные коэффициенты $B_{x\rho}^{MT}(\rho)$ совпадают с функциями (20) из /14/, если в них положить $S = \rho$, $\ell = 0$. Объекты $\hat{\Phi}_{x\rho}^{MT}(\Omega)$ в конфигурационном пространстве представляют определенную комбинацию многомерных симметричных гармоник, а в спин-изоспиновом - являются операторами той же природы, что и исходная

компонента $\hat{V}_{x\rho}^{MT}(\Omega^x) = \frac{(-1)^{P-b_x} (M+2P-1) \Gamma(P+b_x+3/2)}{\Gamma(M+P) \Gamma(P+1-b_x)} \sum_{x=0}^{P-b_x} C_{P-b_x}^x \quad (4)$

$$* \frac{\Gamma(M-1+b_x+P+x)}{\Gamma(x+2b_x+3/2)} \sum_{j>i=1}^A \frac{(-\rho^2 i_j)^{x+b_x}}{2\rho^2} \hat{V}_x^{MT}(ij) / \hat{V}_x^{MT}(\rho_{ij}).$$

Здесь $U_x^{\mu\tau}(p_{ij})$ - радиальные части потенциала, $M = (3A - 3)/2$, $b_t = 1$, $b_x = 0$ при $x \neq t$.

МАТРИЧНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ И РЕКУРРЕНТНЫЕ
СООТНОШЕНИЯ

Разложение (3) позволяет установить рекуррентные соотношения между МЭ с соседними индексами и тем самым вычислить всю матрицу NN - взаимодействия. Рассмотрим в качестве примера ядро 3H . В данном случае существует три потенциальные гармоники (ПГ)

$$U_{cos}^{31}(\Omega), U_{cos}^{13}(\Omega), U_{tos}^{31}(\Omega), \quad (5)$$

генерируемые четными центральными и тензорными составляющими потенциала (при $S = I$ центральные ПГ линейно зависимы, см. (I8) работы /I4/). Квантовые числа основной конфигурации ($K = K_{min} = 0$) равны $J^{\pi} \Gamma = \frac{1}{2} + \frac{1}{2}$. Для символической записи $U_{K_{min}}(\Omega)$ введем одночастичные состояния $\| \ell m \mu \tau \|$ определителя Слэтера $A \times A$ равенствами

$$\| \ell m \mu \tau \| = \alpha_{\mu} \beta_{\tau} \begin{cases} 1, & \ell = m = 0 \\ x + ij, & \ell = 1, m = 1 \\ z, & \ell = 1, m = 0 \\ x - ij, & \ell = 1, m = -1, \end{cases} \quad (6)$$

где α_{μ} - спиновое, а β_{τ} - изоспиновое состояние нуклона. В этих обозначениях

$$U_{K_{min}}(\Omega) = \sqrt{\frac{1}{6\pi^3}} \begin{vmatrix} 0 & 0 & + & - \\ 0 & 0 & - & - \\ 0 & 0 & + & + \end{vmatrix}, \quad \langle U_{K_{min}} | U_{K_{min}} \rangle = 1. \quad (7)$$

Представляя оператор (4) в базисе (5), ограничимся тремя петельными диаграммами рис. I из /I3/, которые вносят подавляющий вклад в МЭ. Получим ($P \equiv S$):

$$\langle U_{x_2 OS}^{M_2 T_2} | \hat{C}_{x_0 S_0}^{M_0 T_0} | U_{x_1 OS_1}^{M_1 T_1} \rangle = \frac{12}{\pi} \{ B + C \beta_{x_0}(S_0) \} * \quad (8)$$

$$* \int_0^1 z^{1/2} (1-z)^{1/2} dz \pi^2 \frac{(-1)^{S_0} (2+2S_0) \Gamma(2+S_0+b_{x_0})}{\Gamma(S_0+3)} Z^{b_{x_0}} P_{S_0-b_{x_0}}^{(2b_{x_0}+\frac{1}{2}, \frac{1}{2})} (1-2Z),$$

где $\beta_{x_0}(S_0) = \frac{(-1)^{S_0-b_{x_0}} (S_0-b_{x_0})! \Gamma(3/2)}{\Gamma(S_0-b_{x_0}+3/2)} P_{S_0-b_{x_0}}^{(2b_{x_0}+\frac{1}{2}, \frac{1}{2})}$,

а $P_n^{\alpha, \beta}(z)$ - полином Якоби.

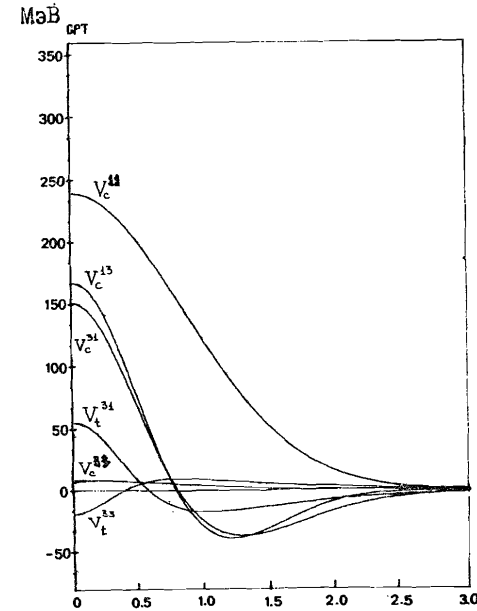


Рис. I. Радиальные части составляющих $V_x^{\mu\tau}$ потенциала @PT /I6/.

Численные коэффициенты B и C определяются индексами

$$\langle X_2 M_2 T_2 | X_0 M_0 T_0 | X_1 M_1 T_1 \rangle$$

левой части (8). Значения B и C приведены в таблице 2.

Таблица 2. Численные коэффициенты B и C матричных элементов (8) для ядра 3H

МЭ	B	C	МЭ	B	C
$\langle C31 C33 C31 \rangle$	0	3/8	$\langle t31 t31 C13 \rangle$	0	-3/2
$\langle C31 C31 C31 \rangle$	1	1/8	$\langle t31 t33 C13 \rangle$	0	3/2
$\langle C31 C13 C31 \rangle$	0	9/8	$\langle t31 C33 t31 \rangle$	0	12
$\langle C31 C33 C13 \rangle$	0	-3/8	$\langle t31 C31 t31 \rangle$	8	4
$\langle C31 C31 C13 \rangle$	0	3/8	$\langle t31 t31 t31 \rangle$	-16	-2
$\langle t31 t31 C31 \rangle$	8	-1/2	$\langle t31 t33 t31 \rangle$	0	-6
$\langle t31 t33 C31 \rangle$	0	-3/2			

Остальные получаются с учетом симметрий коэффициентов относительно замены спина на изоспин ($M_i \rightleftharpoons T_i$, $i = 0, 1, 2$) и левых индексов на правые ($X_2 M_2 T_2 \rightleftharpoons X_1 M_1 T_1$), а также равенств

$$B(\langle C M_2 T_2 | C N | C M_1 T_1 \rangle) = B(\langle C M_2 T_2 | C 33 | C M_1 T_1 \rangle)$$

$$C(\langle C M_2 T_2 | C N | C M_1 T_1 \rangle) = C(\langle C M_2 T_2 | C 33 | C M_1 T_1 \rangle),$$

формула (8) точно описывает важнейшие МЭ первой строки ($0 = S_2 < S_1$). Чтобы увидеть это, достаточно воспользоваться связью

$$U_{K_{min}}(\Omega) = \frac{2}{A(A-1)} \sum_{M_i T_i} \sum_{\ell=0}^{\ell} (-1)^{\ell} U_{Cobol}^{M_i T_i}(\Omega), \quad (9)$$

следующей из формулы (18) работы /14/.

При расчете сложных систем предпочтительней пользоваться базисом УПФ $U_S(\rho, \Omega) \equiv U_3$ (формула (20) из /13/), в котором матрица гамильтониана сокращается на порядок, в то время как энергия связи уменьшается (по сравнению с ПГ) всего на десятые доли МэВ. Поэтому волновую функцию представим в виде разложения

$$\Psi = \rho \sum_S \varphi_S(\rho) U_S(\Omega; \rho) \cdot (U_0 \equiv U_{K_{min}}). \quad (10)$$

Обозначая искомые МЭ

$$W_{S_2 S_1}(\rho) \equiv \langle U_{S_2} | \hat{V} | U_{S_1} \rangle, \quad (11)$$

сразу получим

$$W_{0S}(\rho) = \sqrt{\langle \hat{C}_K^{\Delta} | \hat{V} U_{K_{min}} | \hat{C}_K^{\Delta} | U_{K_{min}} \rangle} \geq 0. \quad (12)$$

Точное выражение для третьего имеет вид

$$W_{0S}^2(\rho) = \frac{3(2+2S)\Gamma^2(S+3/2)}{(2+S)\Gamma(S+3)\Gamma(S+1)\Gamma^2(3/2)} \left\{ \left[1 + \frac{1}{2} \beta_c(S) \right] * \right.$$

$$* \left[(b_{cS}^{31}(\rho))^2 + (b_{cS}^{13}(\rho))^2 \right] + 3\beta_c(S) b_{cS}^{31}(\rho) b_{cS}^{13}(\rho) \left. \right\} +$$

$$+ \frac{3(2+2S)\Gamma(S+5/2)\Gamma(S+1/2)}{\Gamma(S+3)\Gamma(S)\Gamma^2(3/2)} \left[8 - 2\beta_t(S) \right] (b_{tS}^{31}(\rho))^2. \quad (13)$$

Произвольные МЭ получаются подстановкой (3) и (8) в (11) с учетом (20) из /13/:

$$W_{S_2 S_1}(\rho) = W_{S_2 0}^{-1}(\rho) W_{S_1 0}^{-1}(\rho) \sum_{S_3=S_2-S_1}^{S_2+S_1} \sum_{X_2 M_2 T_2} \sum_{X_0 M_0 T_0} \sum_{X_1 M_1 T_1} * \quad (14)$$

$$* b_{X_0 S_0}^{M_0 T_0}(\rho) b_{X_2 S_2}^{M_2 T_2}(\rho) b_{X_1 S_1}^{M_1 T_1}(\rho) \langle U_{X_2 S_2}^{M_2 T_2} | \hat{\Phi}_{X_0 S_0}^{M_0 T_0} | U_{X_1 S_1}^{M_1 T_1} \rangle.$$

Область изменения спин - изоспиновых индексов определяется смыслом входящих сюда выражений. Границы суммирования по S_0 следуют из теоремы разложения произвольного полинома по многомерным гармоникам. В общем случае ($K_{min} > 0$) справедливо неравенство треугольника

$$|S_2 - S_1| \leq S_0 \leq S_2 + S_1 + K_{min}. \quad (15)$$

Выбранные здесь приближения (петельность, УПФ) легко устраняются в ^3H , но в ^4H строгий расчет требует гораздо больше усилий (одна орбиталь в Р - оболочке). Поэтому на первом этапе нецелесообразно стремиться к высокой точности, достигнутой в области легчайших ядер /12/.

Таким образом, МЭ (14) сводятся к разнообразным интегралам от полиномов Якоби и вычисляются с помощью рекуррентных соотношений /15/.

ХАРАКТЕРИСТИКА ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ПОТЕНЦИАЛОВ

При анализе результатов расчета изотона ^4H мы будем многократно привлекать данные о радиальных частях потенциала $V_X^{M_i T_i}(r)$ и его проявлении в других физических системах. Интересующая нас информация разбросана по разным источникам и нуждается здесь в объединении. Благодаря развитию теории, к характеристикам реалистического NN - взаимодействия в последние годы добавились качество описания легчайших и легких ядер ($A \leq 16$) и свойства насыщения ($A \rightarrow \infty$).

Среди большой группы известных феноменологических локальных потенциалов варианты G-PT /16/ и SSC_P /17/ наилучшим образом воспроизводят энергии связи ядер (табл.3).

Таблица 3. Расчетные $E_{св}$, R_c и экспериментальные $E_{св}^{эксп.}$, $R_c^{эксп.}$ энергии связи и радиусы ядер

Ядро	$E_{св}$ (GPT)	R_c (GPT)	$E_{св}$ (SSC _B)	R_c (SSC _B)	$E_{св}$ (МЭВ)	R_c (ФМ)
D	2,6		2,23		2,22	
⁴ He /I2/	27,8	1,67	25,7	1,64	28,3	1,67
¹⁶ O /I3/	135,8	2,53	105,0	2,49	127,6	2,72

Но по сравнению с GPT потенциал SSC_B значительно точнее описывает двухнуклонные данные.

Радиальные части взаимодействий приведены на рис.1, 2.

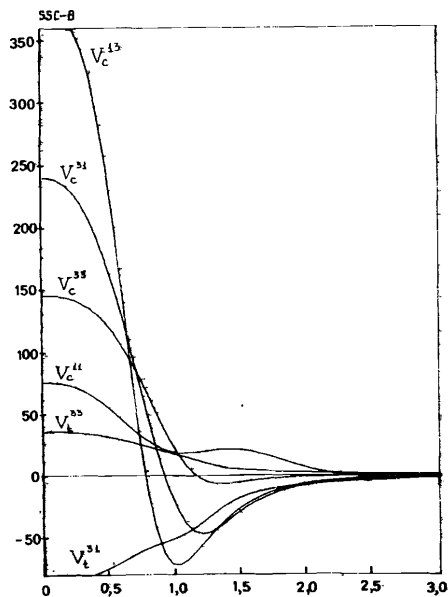


Рис.2. Радиальные части составляющих $V_x^{\mu\tau}$ потенциала SSC_B /I7/.

Как видно, вариант SSC_B отличается большими амплитудами и потому приводит к более медленной сходимости разложения (10) /I5/. Отметим ещё одну особенность - притягивающий характер триплетного нечетного

взаимодействия $V_c^{33}(r)$ в области больших r , присущую тем потенциалам, которые с высокой точностью воспроизводят фазы NN- рассеяния в указанном канале. Эти детали могут проявиться в системах с большим избытком нейтронов.

Насыщающие свойства потенциалов контролируются 5 условиями Калоджеро - Симонова /I8/, из которых наиболее строгими оказываются первые два:

$$I_1 \equiv 3\overline{V_c^{33}} + \overline{V_c^{13}} \geq 0, \quad (I6)$$

$$I_2 \equiv 9\overline{V_c^{33}} + 3\overline{V_c^{31}} + 3\overline{V_c^{13}} + \overline{V_c^{11}} \geq 0, \quad (I7)$$

причем для сферической формы системы (тензорный потенциал не ухудшает насыщающие свойства)

$$\overline{V_c^{\mu\tau}} \equiv \int_0^\infty V_c^{\mu\tau} r^2 dr. \quad (I8)$$

Результаты расчета $I_{1,2}$ для некоторых вариантов взаимодействия приведены в табл.4.

Таблица 4. Левые части условий насыщения $I_{1,2}$ для различных вариантов NN- взаимодействия

I	GPT	SSC _B	SSC _C	SSC _A	TRSA	TRSB	EH
	/I6/	/I7/	/I7/	/I7/	/20/	/I9/	/2I/
I_1	-68,4	-3,8	-3,8	-6,6	-12,2	-0,41	51,7
I_2	-325,7	-123,0	-97,6	4,3	-65,6	-30,3	365,2

Как видно, наиболее сильно нарушается условие (I7), а $I_1 \approx 0$ в случае SSC_B.

Поэтому для SSC_B комбинация

$$I_2' \equiv I_2 - 3I_1 = 3\overline{V_c^{31}} + \overline{V_c^{11}} < 0. \quad (I9)$$

140 800 (${}^4\text{H}$), если ограничиться $S_{0,1,2} \leq 15$.

Таблица 6. Количество Π , генерируемое различными компонентами потенциала $V_x^{M\tau}$

Ядро	$V_x^{M\tau}$						Всего
	V_c^{31}	V_c^{13}	V_c^{33}	V_c^{11}	V_t^{31}	V_t^{33}	
${}^4\text{H} (S=0)$	1	1	1	1	1	2	7
${}^4\text{H} (S=1)$	1	1	1	0	1	2	6
${}^3\text{H}, {}^4\text{He}$	1	1	0	0	1	0	3

Гигантским скачком изменяется и общее число коэффициентов фигурной скобки правой части (8) от 26 (${}^3\text{H}$) до 540 672 (${}^4\text{H}$). Полная информация о МЭ системы ${}^4\text{H}$ требует отдельной публикации. Здесь же рассмотрим конечный продукт $-W_{S_2 S_1}(\rho)$ как функции гиперрадиуса. Их поведение определяет выбор метода решения системы гиперрадиальных уравнений. Для определенности возьмем состояние $0\ I (I)$ и потенциал SSC_B . Графики $W_{S_2 S_1}(\rho)$ вдоль характерных направлений матрицы приведены на рис. 3, 4, 5.

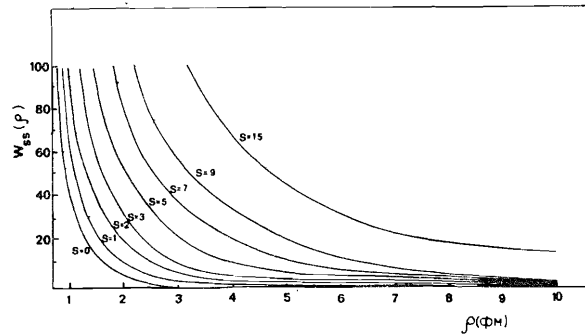


Рис. 3. Эффективные диагональные матричные элементы (24). Состояние $0\ I (I)$, потенциал SSC_B .

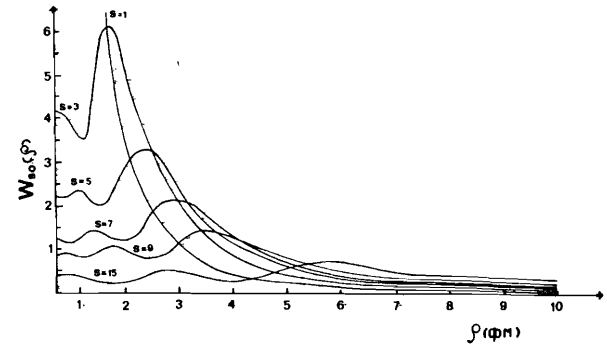


Рис. 4. Матричные элементы $W_{S_0}(\rho)$. Состояние $0\ I (I)$, потенциал SSC_B .

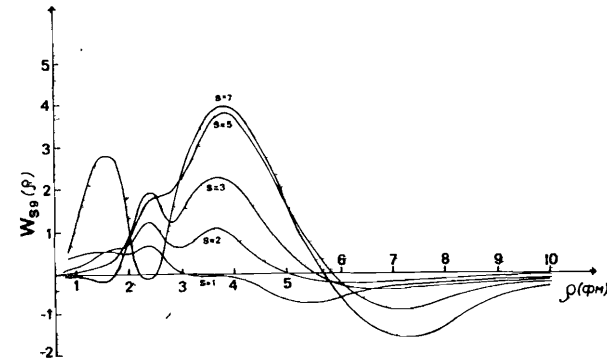


Рис. 5. Матричные элементы $W_{S_0}(\rho)$. Состояние $0\ I (I)$, потенциал SSC_B .

Как видно, ни один эффективный диагональный МЭ

$$W_{SS}^{\text{эф}} = W_{SS}(\rho) + \alpha_S(\alpha_S + 1)/\rho^2, \quad (24)$$

$$\alpha_S = 4 + 2S$$

не уходит в отрицательную область. В частности, нет связанных состояний в основном приближении ($S = 0$). Область резких изменений недиагональных МЭ (особенно $W_{0S}(\rho)$) ограничена условием $\rho \lesssim 5 \text{ фм}$. Внутренние $W_{S_2 S_1}(\rho)$ ($S_2 \neq S_1, S_2 * S_1 \neq 0$) растут при движении к диагонали (главная причина ухудшения сходимости при высоких S) и больших ρ даже сравнимы с (24).

В конечном счете область эффективных ρ переносится с $\rho \approx 3 \text{ фм}$ (^4He) к $\rho \approx 5 \text{ фм}$ (^4H), где роль барьеров $X_S(X_S + 1)/\rho^2$ понижается. Поэтому метод решения гиперрадиальной системы уравнений для $\Psi_S(\rho)$ работы /ИЗ/ (он связан с приближенным учетом производных $\alpha^2 \Psi_S / \alpha \rho^2$ при высоких S) должен быть модифицирован.

НЕЛИНЕЙНАЯ СИСТЕМА ДЛЯ ПЕРЕДАТОЧНЫХ ФУНКЦИЙ

Запишем исходную систему для гиперрадиальных функций $\Psi_S(\rho)$ разложения (10):

$$\left[-\frac{d^2}{d\rho^2} + \frac{X_S(X_S+1)}{\rho^2} + W_{SS}(\rho) + \epsilon_{cb} \right] \Psi_S(\rho) = -\sum_{S' \neq S} W_{SS'}(\rho) \Psi_{S'}(\rho). \quad (25)$$

Введем передаточные функции $C_S(\rho), S > 0$ равенством

$$\Psi_S(\rho) = C_S(\rho) \Psi_0(\rho). \quad (26)$$

При наличии связанных состояний асимптотическое поведение $\Psi_S(\rho)$ дается выражением

$$\Psi_S(\rho) \approx A_S e^{-\sqrt{\epsilon_{cb}} \rho}. \quad (27)$$

Так что

$$C_S(\rho) \approx A_S / A_0. \quad (28)$$

Реально (28) выполняется при очень больших ρ , а в области эффективных ρ имеет место неравенство $C_S(\rho) \gg A_S / A_0$. Например, в дейтроне $A_1 / A_0 = 0,0271$ (4), а $C_1(\bar{\rho}) \sim \sqrt{\rho_D} \approx \sqrt{0,04} = 0,2$ (ρ_D - вес D - волны).

Подставляя (26) в (25), учтем плавное поведение МЭ в области

$$\rho \sim \bar{\rho}: \quad \frac{d^2}{d\rho^2} C_S(\rho) \Psi_0(\rho) \approx C_S(\rho) \frac{d^2}{d\rho^2} \Psi_0(\rho) \quad (29)$$

и выразим $\alpha^2 \Psi_0(\rho) / \alpha \rho^2$ из первого уравнения ($S = 0$). В результате получим нелинейную систему уравнений для передаточных функций:

$$\sum_{S' \neq S} \tilde{W}_{SS'}(\rho) C_{S'}(\rho) = -W_{S0}(\rho), \quad (30)$$

где $S', S > 0$,

$$\tilde{W}_{SS}(\rho) = \frac{X_S(X_S+1) - X_0(X_0+1)}{\rho^2} + W_{SS}(\rho) - W_{00}(\rho) + I(\rho),$$

$$I(\rho) \equiv -\sum_{S' > 0} W_{0S'}(\rho) C_{S'}(\rho), \quad \tilde{W}_{SS}(\rho) = W_{S'S}(\rho), \quad \text{при } S' \neq S.$$

Положительная определенность $W_{S0}(\rho) > 0$ (см. (12)) приводит к отрицательным решениям неоднородной системы (30) $C_S(\rho) < 0$. Поэтому $I(\rho) > 0$. Нелинейность вносится только суммой $I(\rho)$, а она не зависит от S . Так что не представляет труда согласовать всего одну функцию $I(\rho)$ с решением (30) методом последовательных приближений.

После нахождения $C_S(\rho)$ возвращаемся к первому уравнению системы (25):

$$\left[-\frac{d^2}{d\rho^2} + \frac{X_0(X_0+1)}{\rho^2} + W_{00}(\rho) - I(\rho) + \epsilon_{cb} \right] \Psi_0(\rho) = 0 \quad (31)$$

и, решая его, находим $\Psi_0(\rho)$ и ϵ_{cb} с учетом нормировочного условия

$$\int_0^\infty \Psi_0^2(\rho) \left(\sum_{S > 0} C_S^2(\rho) + 1 \right) d\rho = 1. \quad (32)$$

Подставляя $\Psi_0(\rho), \Psi_S(\rho)$ (26) в (10), проводим вариационный расчет

$$\bar{H} \equiv \langle \Psi | \hat{H} | \Psi \rangle = -\epsilon_{cb} - \sum_{S > 0} \int_0^\infty C_S(\rho) \Psi_0(\rho) * * \left[2 \left(\frac{d}{d\rho} \Psi_0(\rho) \right) * \left(\frac{d}{d\rho} C_S(\rho) \right) + \Psi_0(\rho) \frac{d^2}{d\rho^2} C_S(\rho) \right] d\rho. \quad (33)$$

Интегрирование по частям с учетом известных граничных условий приводит к выражению

$$\bar{H} = -\epsilon_{cb} + \sum_{S>0} \int_0^{\infty} \varphi_0^2(\rho) \left(\frac{d}{d\rho} C_S(\rho) \right)^2 d\rho. \quad (34)$$

Сравним (34) с аналогичным выражением работы [22/

$$\bar{H} = -\epsilon_{cb} + \sum_{S>0} \int_0^{\infty} \left(\frac{d}{d\rho} \varphi_S(\rho) \right)^2 d\rho. \quad (35)$$

Поправка к энергии связи ϵ_{cb} в (34) на порядок меньше, чем в (35) (по абсолютной величине), поскольку быстроменяющаяся функция $\varphi_0(\rho)$ выведена в (34) из под оператора дифференцирования. Количественное представление о поведении $\varphi_0(\rho)$ и $C_S(\rho)$ дает рис.6.

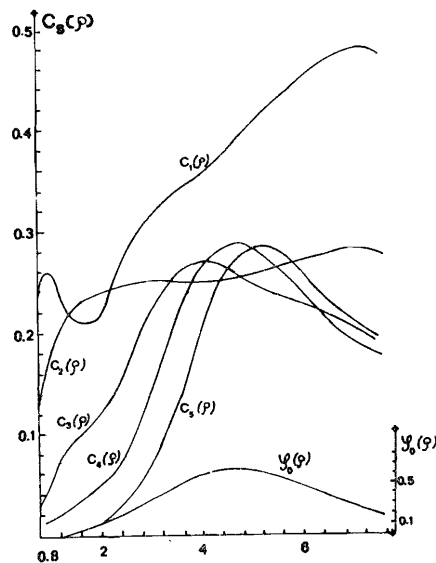


Рис.6. Передаточные функции $C_S(\rho)$ уровня $0_1(I)$, потенциал SSC_B , полученный путем точного решения системы (25) для уровня $0^-1(I)$ с потенциалом SSC_B .

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Расчетный спектр изотопа ^4H представлен на рис.7.

Все четыре уровня оказались ядерно-нестабильными - они лежат выше расчетного порога развала на ^3H и n . Основным является состоя-

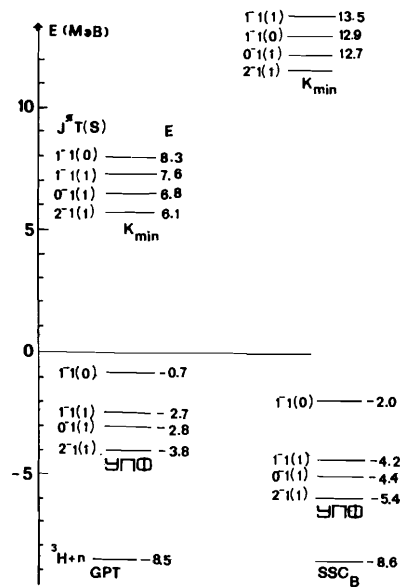


Рис.7. Расчетный спектр изотопа ^4H . 0 по шкале энергии соответствует нулевой энергии для четырех нуклонов.

ние с большим моментом. Наблюдается идентичность спектров для обоих потенциалов. Уровни, лежащие выше горизонтальной оси, получены в основном приближении $K = I$ путем искусственного введения граничных условий $\varphi_S(\rho) = 0$ при $\rho \approx 8$ фм, которые обеспечивают те же размеры системы, что и базис УПФ.

Зарядовый радиус R_c основного состояния $2^-1(I)$ оказался равным $R_c = 2,7$ фм для потенциала GPT и $R_c = 2,6$ фм для SSC_B и согласно табл. 3 превосходит даже расчетный R_c ядра ^{16}O .

Сходимость разложения (10) по вкладам в ϵ_{cb} иллюстрирует табл.7 (состояние $2^-1(I)$, потенциал SSC_B). Как видно, вклад всех УПФ с $S = 12, 13, 14$ составляет ещё $\Delta E = 0,099$ МэВ.

Таблица 7. Вклады в энергию связи ΔE при расширении базиса (10)

		ΔS	8 - 10	10 - 12	12 - 14
ΔE	GRT	${}^4\text{He}$	0,058	0,018	0,008
		${}^4\text{H}$	0,223	0,087	0,025
	SSC _B	${}^4\text{He}$	0,307	0,087	0,031
		${}^4\text{H}$	0,897	0,295	0,099

В целом сходимость в системе ${}^4\text{H}$ примерно в 3 раза хуже, чем в ядре ${}^4\text{He}$.

Роль различных составляющих $V_x^{\mu\sigma}$ в энергетическом балансе изотопа видна из табл.8 (2-I (I), SSC_B).

Таблица 8. Изменение энергии связи при выключении определенной составляющей $V_x^{\mu\sigma}$

V_c^{37}	V_c^{73}	V_c^{33}	V_c^{77}	V_t^{37}	V_t^{33}	V_{Ls}^{37}	V_{Ls}^{33}
-II,4	-8,I	0,4	0,0	-II,I	-0,I	0,0	-0,5

При выключении компоненты V_c^{33} E_{cb} увеличивается всего на 0,4 МэВ благодаря большому радиусу состояния.

В результате проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

- 1) Теоретические расчеты уровней ${}^4\text{H}$ хорошо согласуются с экспериментальными данными /6/.
- 2) Квазистационарные состояния ${}^4\text{H}$ имеют anomalно большой радиус.

Как следствие второго вывода, неоднозначность NN - потенциала на малых расстояниях слабо проявляется в мультинейтронной системе ${}^4\text{H}$. По той же причине второстепенную роль играют кварковые степени свободы (среднее расстояние между нуклонами в ${}^4\text{H}$ составляет $\sim 4,2$ фм).

В заключение подчеркнем, что построенная здесь матрица NN - взаимодействия в базисе УПФ может быть использована (на уровне внутренней части волновой функции интерполяционного подхода) при описании рассеяния в канале ${}^3\text{H} + n$ и вычислении времени жизни квазистационарных состояний ${}^4\text{H}$.

Полученные результаты не исключают существование связанных состояний нейтронных систем $3n$ и $4n$ как конфигураций с anomalно большим радиусом. Поэтому естественным продолжением настоящей работы является расчёт объектов $3n$ и $4n$ с реалистическим NN - взаимодействием.

Авторы выражают благодарность академику Г.И.Флерову за поддержку настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. T.A.Tombrello.-Phys. Rev. 143 (1966) 772.
2. U.Sennhouser et.al.-Phys. Lett. 103B (1981) 409.
3. R.B.Weisemiller et.al.-Nucl. Phys. A280 (1977) 217.
4. R.G.Cohen et.al.-Phys. Lett. 14 (1965) 242.
5. T.W.Phillips et.al.-Phys. Rev. C22 (1980) 384.
6. A.V.Belozyorov et.al.-Nucl. Phys. A460 (1986) 352.
7. М.Г.Горнов и др.-Письма в ЖЭТФ, т.45, вып.2, 205, 1987.
8. А.М.Бадалян и др.-ЯФ 41 (1985) 1460.
9. H.H.Nackenbroich, P.Heiss.-Z.Phys. Bd 242 (1971) 352.
10. Д.Б.Александров и др.-ЯФ, 39 (1984) 513.
11. K.Seth Proc. 4th. Int. Conf. on Nuclei far from Stability, Helsingor (1981) 655.
12. А.М.Горбатов и др.-ЯФ, 40 (1984) 364.
13. А.М.Горбатов и др.-ЯФ, 40 (1984) 882.
14. А.М.Горбатов и др.-ЯФ, 36 (1982) 1138.
15. А.М.Горбатов и др. В сб.: Теория квантовых систем с сильными взаимодействиями. Калинин, КГУ, (1987), 55.

16. D.Gogny, P.Pires, R.de. Toureil -Phys. Lett.B32 (1970) 591.
17. R.de Toureil, D.W.L.Sprung -Nucl. Phys.A201 (1973) 193.
18. F.Çalogero, Yu.A.Simonov -Nuovo Cim.64B (1969) 337.
19. J.Cote, B.Rouben, R.de.Toureil, D.W.L.Sprung
-Nucl. Phys. A273 (1976) 269
20. R.de Toureil, B.Rouben, D.W.L.Sprung
-Nucl. Phys. A242 (1975) 445.
21. H.Eikemeier, H.H.Hackenbroich-Nucl. Phys.A169 (1971) 407.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 октября 1987 года.

Горбатов А.М. и др.

P4-87-752

Микроскопический расчет системы ${}^4\text{H}$
с реалистическим NN-взаимодействием

Проведен микроскопический расчет спектра системы ${}^4\text{H}$ с реалистическим NN-взаимодействием методом угловых потенциальных функций. Теоретические расчеты уровней ${}^4\text{H}$ хорошо согласуются с экспериментальными данными. Квазистационарные состояния ${}^4\text{H}$ имеют аномально большой радиус.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Gorbatov A.M. et al.

P4-87-752

Microscopic calculations of ${}^4\text{H}$ System
with a Realistic NN-Interaction

Microscopic calculations of the spectrum ${}^4\text{H}$ system with realistic NN-potential have been performed. Theoretical calculations are in good agreement with experimental data. Quasistationary states of the ${}^4\text{H}$ system have anomalous large radii.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987