

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

1013  
83

P4-82-815

281  
12-83

В.Б.Беляев, В.В.Пупышев

ОПИСАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  $\Lambda$ -ЧАСТИЦ  
С ТРЕХНУКЛОННЫМИ ЯДРАМИ  
ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

Направлено в журнал "Nuclear Physics"

1982

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время практически вся информация о взаимодействии странных барионов с нуклонами извлекается из данных, полученных при исследовании ядерных систем. Ясно, что в такой ситуации желательно исключить влияние модельных представлений о структуре гиперядер на процедуру извлечения элементарного гипернуклонного взаимодействия. И если для гипертрипта эта задача практически решена на основе уравнений Фаддеева <sup>/1/</sup>, то для описания 4-частичных гиперядер  $\Lambda^4\text{H}$ ,  $\Lambda^4\text{He}$  на основе уравнений Якубовского приходится прибегать к упрощениям <sup>/2/</sup>.

Сложность решения 4-частичных интегральных уравнений при отрицательной энергии /при положительной энергии возникают дополнительные трудности/ обусловлена двумя обстоятельствами. Во-первых, это большая размерность системы уравнений, связанная как со спин-изоспиновой структурой парных NN- и  $\Lambda\text{N}$ -потенциалов, так и с числом компонент, на которые с самого начала разбивается полная 4-частичная волновая функция. Во-вторых, это сравнительно большая размерность каждого из уравнений: после отделения угловых переменных имеют дело с интегральными уравнениями для неизвестных функций 3 переменных. В соответствии с этими двумя обстоятельствами развиваются приближенные подходы к решению 4-частичных интегральных уравнений. Так, например, в работе <sup>/2/</sup> вместо свободных  $\Lambda\text{N}$ -потенциалов использовались некие усредненные потенциалы. Аналогичные процедуры в конце 60-х годов применялись для уменьшения размерности системы уравнений Фаддеева в 3-нуклонной задаче. В этом случае использование усредненного потенциала приводило примерно к 20-30-процентному понижению энергии связи системы по сравнению с точным расчетом.

Не прибегая к подобным аппроксимациям, размерность 4-частичных уравнений можно существенным образом уменьшить, если воспользоваться конечномерной аппроксимацией нуклонной части полного гамильтониана системы  $\Lambda^3\text{N}$ . Такая процедура математически корректна в задаче  $\Lambda^3\text{He}(\text{}^3\text{H})$ -рассеяния, если кинетическая энергия  $\Lambda$ -частицы не превышает энергии ближайшего порога, так как в этом случае волновая функция 4-частиц квадратично интегрируема по нуклонным переменным <sup>/3/</sup>.

В §1 на основе этой аппроксимации получены уравнения для амплитуд упругого  $\Lambda^3\text{He}(\text{}^3\text{H})$ -рассеяния.

§2 содержит результаты решения этих уравнений: найдены  $B_{\Lambda}(\Lambda^4\text{H})$ ,  $B_{\Lambda}(\Lambda^4\text{He})$ -энергии отделения  $\Lambda$ -гиперона в основных со-

стояниях ( $J^\pi=0^+$ ) гиперядер, энергии возбужденных состояний ( $J^\pi=1^+$ ), длины и  $^1S_0$ -фаза  $\Lambda$   $^3\text{He}$ -рассеяния.

В §3 обсуждается надежность вычислений.

### §1. ПРИБЛИЖЕННЫЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ АМПЛИТУД $\Lambda^3\text{He}$ -, $\Lambda^3\text{H}$ -РАССЕЯНИЯ

Пусть  $H=h_0+V+h_c$  - полный гамильтониан  $\Lambda^3\text{N}$ -системы,  $h_0$  - гамильтониан свободного движения  $\Lambda$ -гиперона относительно центра масс  $^3\text{N}$ -системы, полный гамильтониан которой  $h_c$ ,

$V = \sum_{i=1}^3 V_{\Lambda N_i}$ , где  $i$ -индекс нуклона,  $V_{\Lambda N_i}$  - парный  $\Lambda\text{N}$ -потенциал.

Согласно работе <sup>/3/</sup> оператор перехода  $\Lambda + (^3\text{N}) \rightarrow \Lambda + (^3\text{N})$  удовлетворяет 4-частичному уравнению

$$T(z) = T^0(z) + T^0(z) (G_0(z) - G_c(z)) T(z), \quad /1.1/$$

где  $z = E + i\epsilon$ ,  $\epsilon \rightarrow 0+0$ ,  $E$ -полная энергия  $\Lambda^3\text{N}$ -системы,  $G_0(z) = (h_0 - z)^{-1}$ ,  $G_c(z) = (h_0 + h_c - z)^{-1}$ . Оператор  $T^0$  удовлетворяет уравнению

$$T^0(z) = V - V G_0(z) T^0(z). \quad /1.2/$$

Если кинетическая энергия  $\Lambda$ -частицы меньше энергии первого порога ( $^3\text{N}) \rightarrow \text{N} + d$ , то справедлива аппроксимация

$$h_c \approx h_c^{(2)} \equiv - \sum_{\gamma = ^3\text{H}, ^3\text{He}} B(\gamma) |\chi_\gamma\rangle \langle \chi_\gamma|, \quad /1.3/$$

где  $B(\gamma)$ ,  $\chi_\gamma$  - соответственно энергии связи и волновые функции ядер  $^3\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ .

При замене /1.3/ из /1.1/ следуют приближенные уравнения, которые для  $S$ -волновых амплитуд  $\Lambda(^3\text{N})$ -рассеяния имеют вид

$$\begin{aligned} T_\gamma^J(k', k, z) &= T_\gamma^0 J(k', k, z) - \\ &- B(\gamma) \int_0^\infty \frac{dk''}{(2\pi)^3} k''^2 T_\gamma^0 J(k', k'', z) G_0(k'', z) \times \\ &\times G_0(k'', z + B(\gamma)) T_\gamma^J(k'', k, z), \end{aligned} \quad /1.4/$$

где

$$T_\gamma^0 J(k', k, z) = \int \langle \phi_\gamma^J \vec{k}' | T^0(z) | \phi_\gamma^J \vec{k} \rangle (4\pi)^{-1} d\hat{k}' d\hat{k},$$

$$T_\gamma^J(k', k, z) = \int \langle \phi_\gamma^J \vec{k}' | T(z) | \phi_\gamma^J \vec{k} \rangle (4\pi)^{-1} d\hat{k}' d\hat{k},$$

$$\gamma = ^3\text{H}, ^3\text{He},$$

$|\phi_\gamma^J \vec{k}\rangle$  - асимптотическая волновая функция  $\Lambda(^3\text{N})$ -системы в состоянии с полным спином  $J=0,1$ ;  $\vec{k}, \vec{k}'$  - соответственно импульсы  $\Lambda$ -частицы до и после рассеяния. Полюс амплитуды  $T_\gamma^J(k', k, E)$  при  $E = E^* < 0$  соответствует связанному состоянию 4-барионной системы.

Таким образом, для вычисления энергий связанных состояний ( $J^\pi=0^+, 1^+$ ) необходимо решить всего два одномерных уравнения, /1.2/, /1.4/, вместо системы 10 интегральных уравнений <sup>/2/</sup> /в случае  $J=0/$ , эквивалентных уравнениям Якубовского.

При сепарабельных  $V_{\Lambda\text{N}}$  уравнение /1.2/ имеет аналитическое решение. Аппроксимация /1.3/ позволяет использовать экспериментальные значения энергий связи и реалистические волновые функции ядер  $^3\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ .

### §2. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

Авторы работы <sup>/2/</sup> вычислили разность  $\Delta V_\Lambda = V_\Lambda(^4\text{He}) - V_\Lambda(^4\text{H})$ , решая точные уравнения. Ими использовались четыре набора  $(A, B, D, F)$  теоретико-полевых параметров  $\Lambda_p$ - и  $\Lambda_n$ -взаимодействия и усредненные  $\Lambda\text{N}$ -потенциалы, имеющие в случае  $J=0$  вид

$$\text{для } ^4\text{H} \quad V_{\Lambda\text{N}}^t = V_{\Lambda n}^t, \quad V_{\Lambda\text{N}}^s = \frac{1}{3} V_{\Lambda n}^s + \frac{2}{3} V_{\Lambda p}^s,$$

$$\text{для } ^4\text{He} \quad V_{\Lambda\text{N}}^t = V_{\Lambda p}^t, \quad V_{\Lambda\text{N}}^s = \frac{1}{3} V_{\Lambda p}^s + \frac{2}{3} V_{\Lambda n}^s.$$

Эти потенциалы заменялись фазово-эквивалентными одночленными сепарабельными потенциалами Ямагучи, которые и использовались авторами работы <sup>/2/</sup> при расчетах.

Для описания нуклонных подсистем они применяли одночленные сепарабельные  $\text{NN}$ -потенциалы притяжения с тензорным взаимодействием и усеченные нуклон-нуклонные  $t$ -матрицы и получили в работе <sup>/5/</sup>  $B(^3\text{H}) = 7,05$  МэВ.

Для проверки приближения /1.3/ мы вычислили  $V_\Lambda(^4\text{H}), V_\Lambda(^4\text{He})$  /таблица 1/, взяв те же  $\Lambda\text{N}$ -потенциалы и те значения энергий связи  $B(^3\text{H}) = B(^3\text{He}) = 7,05$  МэВ, что и авторы работы <sup>/2/</sup>. В качестве функций  $\chi_{^3\text{H}}, \chi_{^3\text{He}}$  были взяты феноменологические функции Ирвинга, воспроизводящие экспериментальные значения среднеквадратичных радиусов

$$\overline{\langle r^2 \rangle}_{^3\text{H}}^{1/2} = 1,70 \text{ фм}, \quad \overline{\langle r^2 \rangle}_{^3\text{He}}^{1/2} = 1,88 \text{ фм}.$$

Такие волновые функции не учитывают отталкивание между нуклонами на малых расстояниях, как и функции, получившиеся в работе <sup>/5/</sup> на основе  $\text{NN}$ -потенциалов без отталкивания. Из табл.1 следует удовлетворительное согласие наших значений  $\Delta V_\Lambda$  со значениями  $\Delta V_\Lambda$  работы <sup>/2/</sup>. Из сравнения энергий отделения

Таблица 1

Значения  $V_{\Lambda}({}^4\text{H})$ ,  $V_{\Lambda}({}^4\text{He})$ ,  $\Delta V_{\Lambda}$  /МэВ/ при  $V({}^3\text{H}) = V({}^3\text{He}) = 7,05$  МэВ и волновых функциях Ирвинга для ядер  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$

Модель	$V_{\Lambda}({}^4\text{H})$	$V_{\Lambda}({}^4\text{He})$	$\Delta V_{\Lambda}$	$\Delta V_{\Lambda}^{1/2}$
B	3,28	3,73	0,45	0,47
D	3,54	3,97	0,43	0,43
F	3,50	3,72	0,22	0,19

$$V_{\Lambda}({}^4\text{H}) = V({}^4\text{H}) - V({}^3\text{H}) = 9,27 - 7,05 = 2,22 \text{ МэВ},$$

$$V_{\Lambda}({}^4\text{He}) = V({}^4\text{He}) - V({}^3\text{He}) = 9,70 - 7,05 = 2,65 \text{ МэВ},$$

$$\Delta V_{\Lambda} = 0,43 \text{ МэВ},$$

вычисленных в работе <sup>16/</sup> при  $\Lambda\text{N}$ -потенциале модели D, с нашими результатами

$$V_{\Lambda}({}^4\text{H}) = 3,54 \text{ МэВ}, \quad V_{\Lambda}({}^4\text{He}) = 3,97 \text{ МэВ}, \quad \Delta V_{\Lambda} = 0,43 \text{ МэВ},$$

следует, что приближение /1.3/ приводит к пересвязыванию  $\Lambda$ -частицы на 1,32 МэВ для обоих гиперядер:  ${}^4\text{H}$ ,  ${}^4\text{He}$ . При аппроксимации /1.3/ не учитывается положительно определенная часть гамилтониана  $h_c$ , отвечающая несвязанным состояниям трех нуклонов. Следствием этого и является пересвязывание, которое в случае модели A приводит к возникновению трех уровней\* ( $J^{\pi} = 0^{+}$ ) с энергиями

$$-0,21 \quad -0,71, \quad -3,85 \text{ МэВ для } \Lambda + {}^3\text{H},$$

$$-1,78, \quad -2,93, \quad -5,85 \text{ МэВ для } \Lambda + {}^3\text{He}.$$

Однако параметры  $V_{\Lambda\text{N}}$  модели A, по-видимому, неудовлетворительны, так как они близки к параметрам нуклон-нуклонного потенциала /глубины  $\lambda_{\Lambda\text{N}} \sim -20 \text{ фм}^{-2}$ ,  $\lambda_{\text{NN}} \sim -21 \text{ фм}^{-2}$ / и дают завышенные значения  $V_{\Lambda}({}^3\text{H}) = 0,35 \text{ МэВ}^{1/2}$ ,  $\Delta V_{\Lambda} = 1,32 \text{ МэВ}^{1/2}$  /эксперимент<sup>8/</sup>:  $V_{\Lambda}({}^3\text{H}) = 0,13 + 0,05 \text{ МэВ}$ ,  $\Delta V_{\Lambda} = 0,34 + 0,07 \text{ МэВ}$ .

Так как вычисленные нами значения  $\Delta V_{\Lambda}$  близки к значениям  $\Delta V_{\Lambda}$  полученным из решения точных уравнений, то непрерывный спектр нуклонной подсистемы не учитывается в одинаковой степени для основных состояний рассматриваемых гиперядер. Величина  $\Delta V_{\Lambda}$ , по-видимому, малочувствительна к приближению /1.3/. Используя те же

\* Отметим, что значение  $V_{\Lambda}({}^4\text{H}) = 2,45 \text{ МэВ}$ , приведенное в работе <sup>13/</sup>, относится к возбужденному состоянию гиперядра  ${}^4\text{H}$ ,  $J = 0$ , а не к основному.

Таблица 2

Значения  $V_{\Lambda}({}^4\text{H})$ ,  $V_{\Lambda}({}^4\text{He})$ ,  $\Delta V_{\Lambda}$  /МэВ/ при  $V({}^3\text{H}) = 8,482$  МэВ,  $V({}^3\text{He}) = 7,718$  МэВ и волновых функциях Ирвинга для ядер  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$

Модель	$V_{\Lambda}({}^4\text{H})$	$V_{\Lambda}({}^4\text{He})$	$\Delta V_{\Lambda}$
B	3,22	3,53	0,31
D	3,67	3,77	0,10
F	4,31	3,39	0,08

Таблица 3

Значения  $V_{\Lambda}({}^4\text{H})$ ,  $V_{\Lambda}({}^4\text{He})$ ,  $\Delta V_{\Lambda}$  /МэВ/ при  $V({}^3\text{H}) = V({}^3\text{He}) = 7,05$  МэВ и реалистических волновых функциях ядер  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$

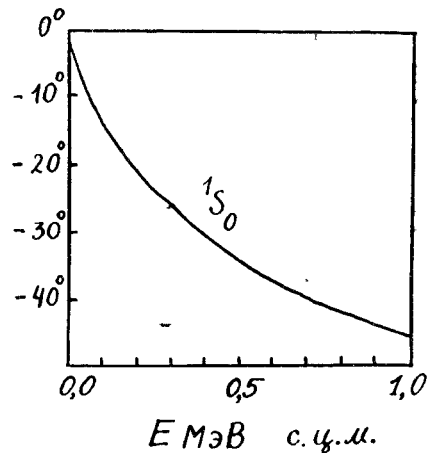
Модель	$V_{\Lambda}({}^4\text{H})$	$V_{\Lambda}({}^4\text{He})$	$\Delta V_{\Lambda}$
B	3,19	3,74	0,55
D	2,55	3,04	0,49
F	3,38	3,15	-0,23

Таблица 4

Значения  $V_{\Lambda}({}^4\text{H})$ ,  $V_{\Lambda}({}^4\text{He})$ ,  $\Delta V_{\Lambda}$  /МэВ/ при  $V({}^3\text{H}) = 8,482$  МэВ,  $V({}^3\text{He}) = 7,718$  МэВ и реалистических волновых функциях ядер  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$

Модель	$V_{\Lambda}({}^4\text{H})$	$V_{\Lambda}({}^4\text{He})$	$\Delta V_{\Lambda}$
B	3,303	3,639	0,336
D	2,785	3,123	0,438
F	3,505	3,248	-0,257

волновые функции Ирвинга, но экспериментальные значения энергии связи  $V({}^3\text{H}) = 8,482$  МэВ,  $V({}^3\text{He}) = 7,718$  МэВ, мы оценили влияние кулоновской разности  $E_c = V({}^3\text{H}) - V({}^3\text{He})$  на величину  $\Delta V_{\Lambda}$  /табл.2/. Аппроксимация /1.3/ позволяет реалистически описать ядра  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$ . Для этого мы положили  $\chi_{{}^3\text{H}} = \chi_{{}^3\text{He}} = \phi_{00}$ , где  $\phi_{00}$  - s-компонента вол-



$^1S_0$  - фаза  $\Lambda^3\text{He}$ -рассеяния.

В, дающей наиболее близкие к экспериментальным значениям  $\Delta V_\Lambda = 0,366$  МэВ и  $V_\Lambda(\Lambda^3\text{H}) = 0,13$  МэВ<sup>17/</sup>, мы вычислили синглетные длины рассеяния

$$A_s(\Lambda + ^3\text{H}) = 4,56 \text{ фм}, \quad A_s(\Lambda + ^3\text{He}) = 4,73 \text{ фм}$$

и  $^1S_0$  - фазу  $\Lambda^3\text{He}$ -рассеяния /рис.1/. При вычислениях использовались экспериментальные значения  $B(^3\text{H})$ ,  $B(^3\text{He})$  и полагалось  $X_{3\text{H}} = X_{3\text{He}} = \phi_0$ .

В той же модели найдены энергии возбужденных состояний гиперядер  $\Lambda^4\text{H}$ ,  $\Lambda^4\text{He}$  с  $J=1$  и длины рассеяния:

$$A_t(\Lambda + ^3\text{H}) = 4,20 \text{ фм}, \quad A_t(\Lambda + ^3\text{He}) = 4,67 \text{ фм}.$$

В случае  $J=1$  средние  $\Lambda\text{N}$ -потенциалы, равные

$$\text{для } \Lambda^4\text{H} \quad V_{\Lambda\text{N}}^s = V_{\Lambda\text{p}}^s, \quad V_{\Lambda\text{N}}^t = \frac{3}{5} V_{\Lambda\text{p}}^t + \frac{2}{5} V_{\Lambda\text{r}}^t,$$

$$\text{для } \Lambda^4\text{He} \quad V_{\Lambda\text{N}}^s = V_{\Lambda\text{p}}^s, \quad V_{\Lambda\text{N}}^t = \frac{3}{5} V_{\Lambda\text{p}}^t + \frac{2}{5} V_{\Lambda\text{n}}^t.$$

заменились одночленными сепарабельными потенциалами Ямагучи таким же образом, как и при  $J=0$ .

Для исследования роли спиновых сил введем в  $\Lambda\text{N}$ -потенциалы параметр  $\gamma$ , характеризующий их интенсивность  $V_{\Lambda\text{N}} = V_0 + \gamma V_1(\vec{\sigma}_\Lambda \cdot \vec{\sigma}_\text{N})$ . Энергии возбужденных состояний гиперядер  $\Lambda^4\text{H}$ ,  $\Lambda^4\text{He}$ , вычисленные при различных значениях параметра  $\gamma$ , приведены в табл.5. Как видно из табл.5, даже значительные вариации интенсивности спиновых сил

в  $\Lambda\text{N}$ -потенциале не позволяют получить экспериментальных значений энергий триплетных уровней 4-частичных гиперядер.

Таблица 5

Энергии возбужденных состояний /МэВ/, отсчитанные от энергий основных состояний гиперядер  $\Lambda^4\text{H}$ ,  $\Lambda^4\text{He}$

$\Lambda$	$\gamma$	0,5	1,0	1,5	Эксперимент <sup>10/</sup>
$\Lambda^4\text{H}$		2,970	2,636	2,451	1,04 $\pm$ 0,04
$\Lambda^4\text{He}$		3,319	2,999	2,829	1,15 $\pm$ 0,04

### §3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

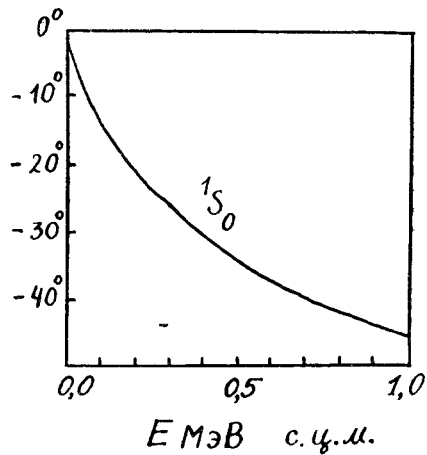
Обсудим надежность вычисления энергий основных состояний гиперядер  $\Lambda^4\text{H}$ ,  $\Lambda^4\text{He}$  и длин  $\Lambda^3\text{He}(^3\text{H})$ -рассеяния.

Энергий отделения  $V_\Lambda(\Lambda^4\text{H})$ ,  $V_\Lambda(\Lambda^4\text{He})$  и разность  $\Delta V_\Lambda$ , вычисленные нами в "фолдинг"-модели, оказались в 2-2,5 раза меньше рассчитанных по уравнениям /1.2/, /1.4/, что согласуется с результатами работы<sup>11/</sup>; соответствующие длины рассеяния оказались в 2-3 раза больше найденных из уравнений /1.2/, /1.4/. Это соответствует тому факту, что "фолдинг"-модель не адекватно учитывает эффекты многократного рассеяния  $\Lambda$ -частицы на нуклонах. В отличие от полученных в "фолдинг"-модели уравнения /1.2/, /1.4/ эквивалентны необорванной системе уравнений, сформулированных в рамках метода сильной связи каналов для задачи с гамильтонианом  $\hat{H} = \hat{h}_0 + V + \hat{h}_c^{(2)}$ , что позволяет надеяться на достаточно корректный учет эффектов многократного  $\Lambda\text{N}$ -рассеяния при низких энергиях  $\Lambda$ -частицы в излагаемом подходе.

Реальные части длин  $\Lambda^3\text{He}(^3\text{H})$ -рассеяния, вычисленные этим методом в работе<sup>13/</sup>, удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Следовательно, приближение /1.3/, очевидно, более приемлемое с физической точки зрения, для описания  $\Lambda(3\text{N})$ -систем является и более надежным, чем в задаче  $\Lambda(3\text{N})$ .

Наконец, результаты расчетов энергий возбужденных состояний с  $J=1$  гиперядер  $\Lambda^4\text{H}$ ,  $\Lambda^4\text{He}$  указывают на необходимость четырехчастичных расчетов с точными, а не с усредненными  $\Lambda\text{N}$ -потенциалами. Кроме того, нельзя, по-видимому, исключить влияние тензорных  $\Lambda\text{N}$ -сил на энергии этих состояний.

\*  $\gamma=1$  соответствует  $\Lambda\text{N}$ -потенциалу модели В.



$^1S_0$  - фаза  $\Lambda^3\text{He}$ -рассеяния.

новой функции трития  $P(S) = 0,9045$ ,  $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 1,78$  фм/, полученная в работе<sup>19/</sup> из решений уравнений Фаддеёва с NN-потенциалами Рейда с мягким кором. Результаты этих вычислений приведены в табл.3 и 4. Из табл.1-4 следует, что учет  $E_c$  уменьшает значение  $\Delta V_\Lambda$  на 0,1-0,3 МэВ в случае волновых функций трехнуклонных ядер, не учитывающих NN кора, и на 0,1 МэВ или меньше в случае реалистических волновых функций. Из таблиц также следует, что модель F  $\Lambda\text{N}$ -взаимодействия является наименее подходящей для объяснения значения  $\Delta V_\Lambda$ . Используя  $V_{\Lambda\text{N}}$  модели

B, дающей наиболее близкие к экспериментальным значениям  $\Delta V_\Lambda = 0,366$  МэВ и  $V_{\Lambda(\Lambda^3\text{H})} = 0,13$  МэВ<sup>17/</sup>, мы вычислили синглетные длины рассеяния

$$A_s(\Lambda + ^3\text{H}) = 4,56 \text{ фм}, \quad A_s(\Lambda + ^3\text{He}) = 4,73 \text{ фм}$$

и  $^1S_0$  - фазу  $\Lambda^3\text{He}$ -рассеяния /рис.1/. При вычислениях использовались экспериментальные значения  $B(^3\text{H})$ ,  $B(^3\text{He})$  и полагалось  $X_{^3\text{H}} = X_{^3\text{He}} = \phi_0$ .

В той же модели найдены энергии возбужденных состояний гиперядер  $^4_\Lambda\text{H}$ ,  $^4_\Lambda\text{He}$  с  $J=1$  и длины рассеяния:

$$A_t(\Lambda + ^3\text{H}) = 4,20 \text{ фм}, \quad A_t(\Lambda + ^3\text{He}) = 4,67 \text{ фм}.$$

В случае  $J=1$  средние  $\Lambda\text{N}$ -потенциалы, равные

$$\text{для } ^4_\Lambda\text{H} \quad V_{\Lambda\text{N}}^s = V_{\Lambda\text{p}}^s, \quad V_{\Lambda\text{N}}^t = \frac{3}{5} V_{\Lambda\text{p}}^t + \frac{2}{5} V_{\Lambda\text{p}}^t,$$

$$\text{для } ^4_\Lambda\text{He} \quad V_{\Lambda\text{N}}^s = V_{\Lambda\text{p}}^s, \quad V_{\Lambda\text{N}}^t = \frac{3}{5} V_{\Lambda\text{p}}^t + \frac{2}{5} V_{\Lambda\text{p}}^t,$$

заменились одночленными сепарабельными потенциалами Ямагучи таким же образом, как и при  $J=0$ .

Для исследования роли спиновых сил введем в  $\Lambda\text{N}$ -потенциалы параметр  $\gamma$ , характеризующий их интенсивность  $V_{\Lambda\text{N}} = V_0 + \gamma V_1 (\vec{\sigma}_\Lambda \cdot \vec{\sigma}_\text{N})$ . Энергии возбужденных состояний гиперядер  $^4_\Lambda\text{H}$ ,  $^4_\Lambda\text{He}$ , вычисленные при различных значениях параметра  $\gamma$ , приведены в табл.5. Как видно из табл.5, даже значительные вариации интенсивности спиновых сил

в  $\Lambda\text{N}$ -потенциале не позволяют получить экспериментальных значений энергий триплетных уровней 4-частичных гиперядер.

Таблица 5

Энергии возбужденных состояний /МэВ/, отсчитанные от энергий основных состояний гиперядер  $^4_\Lambda\text{H}$ ,  $^4_\Lambda\text{He}$

$\Lambda$	$\gamma$	0,5	1,0	1,5	Эксперимент <sup>10/</sup>
$^4_\Lambda\text{H}$		2,970	2,636	2,451	1,04±0,04
$^4_\Lambda\text{He}$		3,319	2,999	2,829	1,15±0,04

### §3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обсудим надежность вычисления энергий основных состояний гиперядер  $^4_\Lambda\text{H}$ ,  $^4_\Lambda\text{He}$  и длин  $\Lambda^3\text{He}(^3\text{H})$ -рассеяния.

Энергий отделения  $V_{\Lambda(\Lambda^3\text{H})}$ ,  $V_{\Lambda(\Lambda^3\text{He})}$  и разность  $\Delta V_\Lambda$ , вычисленные нами в "фолдинг"-модели, оказались в 2-2,5 раза меньше рассчитанных по уравнениям /1.2/, /1.4/, что согласуется с результатами работы<sup>11/</sup>; соответствующие длины рассеяния оказались в 2-3 раза больше найденных из уравнений /1.2/, /1.4/. Это соответствует тому факту, что "фолдинг"-модель не адекватно учитывает эффекты многократного рассеяния  $\Lambda$ -частицы на нуклонах. В отличие от полученных в "фолдинг"-модели уравнения /1.2/, /1.4/ эквивалентны необорванной системе уравнений, сформулированных в рамках метода сильной связи каналов для задачи с гамильтонианом  $\hat{H} = \hat{h}_0 + V + \hat{h}_c^{(2)}$ , что позволяет надеяться на достаточно корректный учет эффектов многократного  $\Lambda\text{N}$ -рассеяния при низких энергиях  $\Lambda$ -частицы в излагаемом подходе.

Реальные части длин  $\Lambda^3\text{He}(^3\text{H})$ -рассеяния, вычисленные этим методом в работе<sup>13/</sup>, удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Следовательно, приближение /1.3/, очевидно, более приемлемое с физической точки зрения, для описания  $\Lambda(^3\text{H})$ -систем является и более надежным, чем в задаче  $\Lambda(^3\text{He})$ .

Наконец, результаты расчетов энергий возбужденных состояний с  $J=1$  гиперядер  $^4_\Lambda\text{H}$ ,  $^4_\Lambda\text{He}$  указывают на необходимость четырехчастичных расчетов с точными, а не с усредненными  $\Lambda\text{N}$ -потенциалами. Кроме того, нельзя, по-видимому, исключить влияние тензорных  $\Lambda\text{N}$ -сил на энергии этих состояний.

\*  $\gamma=1$  соответствует  $\Lambda\text{N}$ -потенциалу модели B.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ogawa K., Narumi H., Sunami Y. Prog.Theor.Phys., 1980, v. 63, No.2, p. 533; Gibson B.F., Lehman D.R. Phys.Rev., 1974, 10C, p. 888.
2. Gibson B.F., Lehman D.R. Phys.Rev., 1981, 23C, p. 404.
3. Belyaev V.B., Pupyshev V.V. JINR, E4-81-677, Dubna, 1981.
4. Nagels M.M., Rijken J.A., de Swart J.J. Ann.Phys., (N.Y.), 1973, 79, p. 338; Phys.Rev., 1977, 15D, p. 2547; Phys.Rev., 1979, 200, p. 1633.
5. Gibson B.F., Lehman D.R. Phys.Rev., 1978, 18C, p. 1042.
6. Gibson B.F., Lehman D.R. Nucl.Phys., 1979, 329A, p. 308.
7. Gibson B.F., Lehman D.R. Phys.Rev., 1980, 22C, p. 2024.
8. Juric M. et al. Nucl.Phys., 1973, 52B, p. 1.
9. Hajduk Ch., Green A.M., Sainio M.E. Nucl.Phys., 1980, 33A, p. 13.
10. Bedjidian M. et al. Phys.Lett., 1979, 83B, p. 252.
11. Gibson B.F., Lehman D.R. Phys.Lett., 1979, 83B, p. 289.

Рукопись поступила в издательский отдел  
3 декабря 1982 года.

Беляев В.Б., Пупышев В.В. P4-82-815  
Описание взаимодействия  $\Lambda$ -частиц с трехнуклонными ядрами  
при низких энергиях

Свойства связанных состояний гиперядер  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  и  $\Lambda^3\text{He}({}^3\text{H})$ -рассеяние исследуются на основе приближенных четырехчастичных уравнений. В качестве входных данных используются сепарабельные  $\Lambda\text{N}$ -потенциалы, фазовоэквивалентные при низких энергиях различным вариантам теоретико-полевых потенциалов. Входными данными также являются феноменологические и "реалистические" /соответствующие решению уравнений Фаддеева с потенциалом Рейда с мягким кором/ волновые функции трехнуклонных ядер.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Belyaev V.B., Pupyshev V.V. P4-82-815  
Description of the  $\Lambda$ -Particle Interaction with the Three-  
Nucleon Nuclei at Low Energies

Properties of the bound states of hypernuclei  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  and  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  and  $\Lambda^3\text{He}({}^3\text{H})$ -scattering are studied on the basis of approximate 4-particle equations. As an input we used separable  $\Lambda\text{N}$ -potentials phase-equivalent at low energies to different versions of M.M.Nagels, T.A.Rijken and J.J. de Swart field-theoretical potentials. The input includes also phenomenological and "realistic" (obtained by solving Faddeev equations with the Reid soft-core potential) wave functions of three-nucleon nuclei.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.