

© 1989

## МИКРОСКОПИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА И ГЕЛИЯ

ГОРБАТОВ А. М., СКОПИЧ В. Л., НИКИШОВ П. Ю.,  
ПЕНИОНЖКЕВИЧ Ю. Э.<sup>1)</sup>

КАЛИНИНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

(Поступила в редакцию 22 февраля 1989 г.)

Методом угловых потенциальных функций с применением операторов парных корреляций рассчитаны все изотопы H и He  $p$ -оболочки. Результаты свидетельствуют о ядерной нестабильности  ${}^9\text{He}$  и  ${}^{10}\text{He}$  и отсутствии резонансных состояний систем  ${}^7\text{--}^9\text{H}$ .

### 1. Экспериментальные исследования сильно нейтроноизбыточных ядер легчайших элементов

Поиски и изучение новых нейтроноизбыточных ядер легких элементов имеют две основные цели: 1) выяснить существование границы устойчивости или нейтронных ядер; 2) исследовать свойства ядер вблизи границ стабильности, так как они могут сильно отличаться от известных. Несмотря на то что в области легчайших элементов экспериментаторы уже подошли к границам ядерной стабильности, говорить о том, что они достигнуты, рано, поскольку нестабильных ядер обнаружено мало. Это объясняется тем, что эксперименты по поиску и изучению свойств квазистационарных и нестабильных ядерных систем значительно сложнее, чем эксперименты по прямому обнаружению нуклонно-устойчивых ядер.

Прогресс в этих исследованиях возник в последние годы в связи с появлением новых реакторов, а также ускорителей тяжелых ионов, обладающих большой интенсивностью пучков и высоким энергетическим разрешением. Был проведен ряд экспериментов по поиску связанных или квазистационарных состояний в изотопах H и He.

Проведенные экспериментальные исследования не обнаружили ни одного связанного изотопа H с  $A \geq 4$  [1]. Между тем экспериментально показано существование квазистационарных состояний в системах, состоящих из одного протона и трех и пяти нейтронов ( ${}^4\text{H}$  и  ${}^6\text{H}$ ) [2, 3]. В работе [3] изучались нейтроноизбыточные изотопы  ${}^4\text{--}^6\text{H}$ . Авторы не наблюдали событий, соответствующих связанным состояниям в этих изотопах.

Для  ${}^4\text{H}$  обнаружено квазистационарное состояние с энергией  $E=3,5 \pm \pm 0,5$  МэВ (относительно нулевой энергии связи  ${}^3\text{H}+n$ ) и шириной  $\Gamma \sim \sim 1,0$  МэВ. Из полученных данных также следует возможное существование второго квазистационарного состояния в системе  ${}^4\text{H}$  с  $E \sim 5$  МэВ. В системе  ${}^5\text{H}$  не было обнаружено квазистационарных состояний. Квазистационарные состояния в системе  ${}^6\text{H}$  были найдены в реакциях с тяжелыми ионами [2, 3].

В работе [2] было получено квазистационарное состояние с  $E=2,7 \pm \pm 0,4$  МэВ и  $\Gamma=1,8 \pm 0,5$  МэВ. Анализ экспериментальных данных, проведенный в [3], подтвердил наличие квазистационарного состояния в системе  ${}^6\text{H}$  при энергии  $2,6 \pm 0,5$  МэВ. Эксперименты по поиску квазистационарного состояния в системе  ${}^7\text{H}$  [4] не дали положительного результата.

<sup>1)</sup> ОИЯИ, Дубна.

Изотоп	Избыток массы, МэВ	$\Gamma$ , МэВ	Распад	$E$ , МэВ
$^5\text{He}$	11,39	0,6	$^4\text{He}+n$	-0,89
$^6\text{He}$	17,597		$^4\text{He}+2n$	0,975
$^7\text{He}$	26,11	0,16	$^6\text{He}+n$	-0,441
$^8\text{He}$	31,548		$^6\text{He}+2n$	2,137
$^9\text{He}$	40,81	1	$^8\text{He}+n$	-1,14
$^{10}\text{He}$	49,4 *		$^9\text{He}+n$	+0,92 *
			$^8\text{He}+2n$	-1,66 *

\* Расчетные значения.

Исследованию изотопов He посвящено большое число экспериментальных работ [1, 5], в которых однозначно показано, что ядра  $^5\text{He}$ ,  $^7\text{He}$  и  $^9\text{He}$  являются нестабильными. Были найдены квазистационарные состояния этих ядер и измерены энергии их распада, которые представлены в табл. 1.

Кроме этого в [5] были найдены квазистационарные состояния у изотопа  $^5\text{He}$  ( $E=5,2\pm 0,3$  МэВ,  $\Gamma=2,0\pm 0,5$  МэВ),  $^7\text{He}$  ( $E=3,4\pm 0,3$  МэВ,  $\Gamma=1,5\pm 0,5$  МэВ), а также возбужденные состояния у ядра  $^8\text{He}$  ( $E=1,3\pm 0,3$ ;  $2,6\pm 0,3$  и  $4,0\pm 0,3$  МэВ). В работах [4, 5] было обнаружено квазистационарное состояние в  $^9\text{He}$  с  $E=2,5\pm 1,1$  МэВ.

Как следует из представленных экспериментальных данных, по мере увеличения числа нейтронов в изотопах He увеличивается их стабильность (ядро  $^5\text{He}$  не связано на 0,89 МэВ, а  $^7\text{He}$  — всего лишь на 0,44 МэВ, еще сильнее увеличение стабильности нейтронизбыточных ядер He представляется для стабильных изотопов  $^6\text{He}$  и  $^8\text{He}$ ). Эта тенденция получила название «гелиевой аномалии». Такая же тенденция обнаружена для изотопов H с открытием квазистационарного состояния в  $^6\text{H}$ . Экспериментальная экстраполяция в область более тяжелых нейтронных систем дает некий оптимизм для дальнейших исследований в этой области. Поэтому чрезвычайно важными для ответа на вопрос о стабильности тяжелых нейтронных систем H и He являются эксперименты по поиску ядер  $^7\text{H}$ ,  $^8\text{H}$  и  $^{10}\text{He}$ .

Большое значение для выработки программы исследований в этой области ядер имеют теоретические предсказания свойств нейтронных ядер.

## 2. Постановка задачи

Существование ряда интересных аномалий в поведении энергий связи тяжелых изотопов H и He и одновременно отсутствие полноты экспериментальной информации делает микроскопический расчет указанных систем чрезвычайно актуальным. В этой ситуации мы можем получить ценную информацию о составляющих  $NN$ -взаимодействия (особенно в триплетных изоспиновых состояниях), а также продемонстрировать предсказательную силу потенциальной модели. Недавние расчеты энергий и ширины уровней квазистационарных состояний изотопа  $^4\text{H}$  с реалистическим потенциалом  $SSC_B$  [6] привели к хорошему согласию с экспериментом [7, 8]. Для систем с большим числом пуклонов ни один из известных вариантов реалистических  $NN$ -сил не приводит к удовлетворительному описанию энергий связи стабильных ядер  $p$ -оболочки [9]. Поэтому в данной работе значительное место занимает восстановление  $NN$ -потенциала с учетом ядерных данных. Эта задача рассматривается в разд. 4 на основе аппарата операторов парных корреляций [10, 11], а затем найденный потенциал применяется в расчетах изотопов  $^5\text{--}^{10}\text{He}$  (разд. 6) и  $^4\text{--}^9\text{H}$  (разд. 7).

## 3. Основное приближение

В основу расчетов положим метод угловых потенциальных функций (УПФ) [12], первым этапом которого является построение гармоник минимальной степени  $U_{\sum}^Z = U^{(v)}$ ,  $K=K_{min}$  с определенными внешними квантовыми числами  $J^{\pi}T$ . Затем эти гармоники используются в качестве гене-

Нумерация нейтронных орбиталей

	$N_n = 1$	2	3	4	5	6	7	8
$l$	0	0	1	1	1	1	1	1
$j$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$
$j_z$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{3}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$

Таблица 3

Возможные значения квантовых чисел  $J^{\pi}T$  и кратность их вырождения  $n$  в приближении  $K = K_{min}$

Ядро	$n(J^{\pi}T)$	Ядро	$n(J^{\pi}T)$
$^4\text{H}$	$1(2-1), 2(1-1), 1(0-1)$	$^5\text{He}$	$1(\frac{3}{2}-\frac{1}{2}), 1(\frac{1}{2}-\frac{1}{2})$
$^5\text{H}$	$2(\frac{5}{2}+\frac{3}{2}), 3(\frac{3}{2}+\frac{3}{2}), 3(\frac{1}{2}+\frac{3}{2})$	$^6\text{He}$	$2(2+1), 1(1+1), 2(0+1)$
$^6\text{H}$	$1(3-2), 4(2-2), 4(1-2), 1(0-2)$	$^7\text{He}$	$1(\frac{5}{2}-\frac{3}{2}), 3(\frac{3}{2}-\frac{3}{2}), 1(\frac{1}{2}-\frac{3}{2})$
$^7\text{H}$	$2(\frac{5}{2}+\frac{5}{2}), 3(\frac{3}{2}+\frac{5}{2}), 3(\frac{1}{2}+\frac{5}{2})$	$^8\text{He}$	$2(2+2), 1(1+2), 2(0+2)$
$^8\text{H}$	$1(2-3), 2(1-3), 1(0-3)$	$^9\text{He}$	$1(\frac{3}{2}-\frac{5}{2}), 1(\frac{1}{2}-\frac{5}{2})$
$^9\text{H}$	$1(\frac{1}{2}+\frac{7}{2})$	$^{10}\text{He}$	$1(0+3)$

Примечание. Подчеркнуты квантовые числа основного состояния.

раторов цепочек УПФ. Заметим, что расчет систем в основном ( $K=K_{min}$ ) приближении не представляет самостоятельного интереса для реалистических  $NN$ -сил.

Построение  $U^{(v)}$  проводилось в  $jj$ -связи с помощью техники повышающих операторов  $\hat{j}_+$ , действующих на орбитали  $\Phi_{l\tau\tau}$  с определенным значением орбитального момента  $l$ , полного  $j$ , его проекции  $j_z$  и изоспина  $\tau$ . Нумерация  $N_n$  нейтронных ( $\tau=-\frac{1}{2}$ ) орбиталей устанавливалась по принципу возрастания значений нижних индексов (табл. 2). Нумерация  $N_p$  протонных состояний ( $\tau=\frac{1}{2}$ ) получается простым смещением  $N_p=N_n+8$ .

Структура  $U^{(v)}$  дается выражением:

$$U^{(v)} = \sum_i C_i^{(v)} \chi_i, \quad \langle U^{(v)} | U^{(v')} \rangle = \delta_{vv'}, \quad (1)$$

где  $\{\chi_i\}$  — ортонормированные гармоники степени  $K=K_{min}$ , каждая из которых построена на определителе Слэтера с орбиталями табл. 2, а  $C_i^{(v)}$  — численные коэффициенты.

Квантовые числа основного состояния устанавливались путем непосредственного расчета (в базисе УПФ) всех претендентов табл. 3. Энергетически выгодней оказались состояния с большим числом орбиталей  $j=\frac{3}{2}$  в  $\chi_i$  (благодаря спин-орбитальному взаимодействию), а при прочих равных условиях (в случае изотопов He) энергетически выгодней состояние с меньшим моментом  $J$ .

В данной работе мы ограничимся рассмотрением основных состояний. Конкретная информация о структуре соответствующих  $U^{(v)}$  содержится в табл. 4 и 5. С учетом вырождения квантовых чисел основное приближение записывается в виде

$$\Psi_0 = \rho^{-(3A-4)/2} \sum_v \Phi_0^{(v)}(\rho) U^{(v)}. \quad (2)$$

Матричные элементы (м.э.)  $NN$ -потенциала  $\bar{V}$ , входящие в систему динамических уравнений для неизвестных функций гиперрадиуса  $\Phi_0^{(v)}(\rho)$

$$\left\{ -\frac{d^2}{d\rho^2} + \frac{\kappa_0(\kappa_0+1)}{\rho^2} + \langle U^{(v)} | \bar{V} | U^{(v)} \rangle + \varepsilon_{cs} \right\} \Phi_0^{(v)}(\rho) =$$

$$= - \sum_{\nu' \neq \nu} \langle U^{(\nu)} | \hat{V} | U^{(\nu')} \rangle \varphi_0^{(\nu')}(\rho), \quad (3)$$

имеют вид

$$\langle U^{(\nu)} | \hat{V} | U^{(\nu')} \rangle = \sum_{\alpha \mu \tau} \sum_n C_{\alpha n}^{\mu \tau} a_{\alpha n}^{\mu \tau}(\rho), \quad (4)$$

где

$$a_{\alpha n}^{\mu \tau}(\rho) = \frac{\Gamma(N)}{\Gamma(n+3/2)\Gamma(N-3/2-n)} \int_0^1 z^{n+1/2} (1-z)^{N-3/2-n} v_{\alpha}^{\mu \tau}(\rho \sqrt{2z}) dz, \quad (5)$$

$v_{\alpha}^{\mu \tau}(r)$  — радиальные части потенциала,  $N = K_{min} + 3(A-1)/2$ . Численные коэффициенты  $C_{\alpha n}^{\mu \tau}$  приведены в табл. 6, 7.

Таблица 4

Структура основных состояний изотопов H

$^1\text{H}, 2-1$	$^2\text{H}, 3/2^+ 3/2^-$		$^3\text{H}, 2-2$					$^4\text{H}, 1/2^+ 5/2^-$					$^5\text{H}, 0-3$		$^6\text{H}, 1/2^+ 7/2^-$
$\chi_1$	$\chi_1$	$\chi_2$	$\chi_1$	$\chi_2$	$\chi_3$	$\chi_4$	$\chi_5$	$\chi_1$	$\chi_2$	$\chi_3$	$\chi_4$	$\chi_5$	$\chi_1$	$\chi_2$	$\chi_1$
1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2
8	7	4	6	3	4	3	4	4	3	3	4	5	3	4	3
10	8	8	7	4	7	7	6	5	6	5	5	6	5	5	4
	10	10	8	8	8	8	8	7	7	7	6	7	6	6	5
			10	10	9	10	10	8	8	8	8	8	7	7	6
								9	9	10	10	10	8	8	7
$U^{(1)} = \chi_1$	$U^{(1)} = \chi_1$ $U^{(2)} = \chi_2$		$U^{(1)} = \chi_1$ $U^{(2)} = \chi_2$ $U^{(3)} = \frac{\sqrt{2}}{2}(\chi_3 - \chi_4)$ $U^{(4)} = \frac{\sqrt{3}}{3}(\chi_3 + \chi_4 - \chi_5)$					$U^{(1)} = \chi_5$ $U^{(2)} = \frac{\sqrt{6}}{6}(\chi_1 - \sqrt{3}\chi_2 + \chi_3 - \chi_4)$					$U^{(1)} = \frac{\sqrt{2}}{2} \times (\chi_1 - \chi_2)$		$U^{(1)} = \chi_1$

Примечание. Цифры в столбцах — номера орбиталей, входящих в определитель  $\chi_i$ .

Таблица 5

Структура основных состояний изотопов He \*

$^3\text{He}, 3/2^- 1/2^-$	$^4\text{He}, 0+1$			$^7\text{He}, 3/2^- 3/2^-$				$^8\text{He}, 0+2$			$^9\text{He}, 1/2^- 5/2^-$	$^{10}\text{He}, 0+3$
$\chi_1$	$\chi_1$	$\chi_2$	$\chi_3$	$\chi_1$	$\chi_2$	$\chi_3$	$\chi_4$	$\chi_1$	$\chi_2$	$\chi_3$	$\chi_1$	$\chi_1$
8	3	5	6	6	3	4	3	5	3	3	4	3
	4	8	7	7	7	6	4	6	4	4	5	4
				8	8	8	8	7	5	6	6	5
								8	8	7	7	6
											8	7
$U^{(1)} = \chi_1$	$U^{(1)} = \frac{\sqrt{2}}{2}(\chi_2 - \chi_3)$ $U^{(2)} = \chi_1$			$U^{(1)} = \chi_1$ $U^{(2)} = \frac{\sqrt{5}}{5}(2\chi_2 - \chi_3)$ $U^{(3)} = \chi_4$				$U^{(1)} = \chi_1$ $U^{(2)} = \frac{\sqrt{2}}{2}(\chi_2 - \chi_3)$			$U^{(1)} = \chi_1$	$U^{(1)} = \chi_1$

\* Без указанных четырех орбиталей s-оболочки, общих для всех изотопов.

Коэффициенты  $C_{\pi n}^{\mu\tau}$  матричного элемента основного приближения для изотопов II

$\pi\mu\tau$	$\pi$	$^5\text{H}$			$^6\text{H}$										$^7\text{H}$			$^8\text{H}$			$^9\text{H}$
		11	12	22	11	12	13	14	22	23	24	33	34	44	11	12	22	11	12	22	11
c33	1	$\frac{55}{12}$	$-\frac{5\sqrt{2}}{12}$	$\frac{25}{6}$	$\frac{91}{12}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{\sqrt{6}}{4}$	$\frac{91}{12}$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{\sqrt{6}}{4}$	$\frac{91}{12}$	$-\frac{\sqrt{6}}{4}$	$\frac{15}{2}$	$\frac{67}{6}$	$\frac{\sqrt{3}}{6}$	$\frac{41}{4}$	$\frac{46}{3}$	$\frac{\sqrt{2}}{6}$	$\frac{91}{6}$	$\frac{81}{4}$
c13	0	$\frac{33}{12}$	$\frac{\sqrt{2}}{4}$	3	$\frac{49}{12}$	$-\frac{5}{12}$	$-\frac{1}{6}$	$\frac{\sqrt{6}}{6}$	$\frac{49}{12}$	$-\frac{1}{4}$	$\frac{\sqrt{6}}{6}$	$\frac{23}{6}$	$\frac{\sqrt{6}}{6}$	4	$\frac{17}{3}$	$-\frac{\sqrt{3}}{6}$	$\frac{11}{2}$	$\frac{43}{6}$	$-\frac{\sqrt{2}}{6}$	$\frac{22}{3}$	9
	1	0	0	0	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	0	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{6}$	0	0	0	0	-1	0	$-\frac{1}{2}$	-1	0	-1	$-\frac{3}{2}$
	2	$\frac{1}{6}$	$\frac{\sqrt{2}}{6}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{5}{6}$	$-\frac{5}{12}$	$-\frac{1}{6}$	$\frac{\sqrt{6}}{12}$	$\frac{5}{6}$	$-\frac{1}{4}$	$\frac{\sqrt{6}}{12}$	$\frac{7}{12}$	$\frac{\sqrt{6}}{12}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{5}{3}$	0	$\frac{5}{4}$	$\frac{5}{2}$	0	$\frac{5}{2}$	$\frac{15}{4}$
c31	0	$\frac{29}{12}$	$-\frac{\sqrt{2}}{12}$	$\frac{7}{3}$	$\frac{11}{4}$	0	0	$-\frac{\sqrt{6}}{12}$	$\frac{11}{4}$	0	$-\frac{\sqrt{6}}{12}$	$\frac{33}{12}$	$-\frac{7\sqrt{6}}{36}$	$\frac{53}{18}$	3	$\frac{\sqrt{3}}{6}$	$\frac{11}{4}$	$\frac{10}{3}$	$\frac{\sqrt{2}}{6}$	$\frac{19}{6}$	$\frac{15}{4}$
c11	1	$\frac{1}{12}$	$\frac{\sqrt{2}}{12}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{4}$	0	0	$\frac{\sqrt{6}}{12}$	$\frac{1}{4}$	0	$\frac{\sqrt{6}}{12}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{7\sqrt{6}}{36}$	$\frac{1}{18}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{\sqrt{3}}{6}$	$\frac{3}{4}$	$\frac{2}{3}$	$-\frac{\sqrt{2}}{6}$	$\frac{5}{6}$	$\frac{3}{4}$
t33	1	$-\frac{2}{15}$	$-\frac{7\sqrt{2}}{30}$	$\frac{8}{15}$	$\frac{7}{15}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{15}$	$-\frac{\sqrt{6}}{5}$	$\frac{7}{15}$	$\frac{1}{15}$	$-\frac{\sqrt{6}}{5}$	$-\frac{38}{15}$	$\frac{2\sqrt{6}}{5}$	0	$\frac{4}{3}$	$\frac{\sqrt{3}}{3}$	0	$\frac{2}{3}$	$\frac{\sqrt{2}}{3}$	$\frac{1}{3}$	0
LS33	1	$\frac{19}{6}$	$-\frac{\sqrt{2}}{12}$	$-\frac{2}{3}$	$\frac{14}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{6}$	0	$-\frac{13}{3}$	$\frac{1}{6}$	0	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{\sqrt{6}}{36}$	$\frac{1}{9}$	$\frac{19}{3}$	$-\frac{\sqrt{3}}{6}$	7	$\frac{11}{3}$	$-\frac{\sqrt{2}}{6}$	$-\frac{13}{6}$	0

Примечание. Цифры в шапке таблицы — значения  $\gamma\gamma'$ .

Коэффициенты  $C_{\alpha n}^{\mu \tau}$  матричного элемента основного приближения для изотопов He

$\alpha \mu \tau$	$n$	$^3\text{He}$		$^4\text{He}$		$^7\text{He}$			$^8\text{He}$			$^9\text{He}$	$^{10}\text{He}$
		11	11	22	12	11	22	12	11	22	12	11	11
$\epsilon 33$	1	$\frac{9}{4}$	$\frac{29}{6}$	$\frac{31}{6}$	$-\frac{\sqrt{2}}{3}$	$\frac{103}{12}$	$\frac{109}{12}$	$-\frac{5\sqrt{10}}{30}$	$\frac{38}{3}$	$\frac{37}{3}$	$\frac{\sqrt{2}}{3}$	$\frac{207}{12}$	$\frac{45}{2}$
$\epsilon 13$	0	$\frac{15}{4}$	$\frac{16}{3}$	$\frac{59}{12}$	$\frac{5\sqrt{2}}{12}$	$\frac{73}{12}$	$\frac{67}{12}$	$\frac{5\sqrt{10}}{60}$	$\frac{23}{3}$	$\frac{97}{12}$	$-\frac{5\sqrt{2}}{12}$	$\frac{37}{4}$	$\frac{45}{4}$
	1	0	-1	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{\sqrt{2}}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	-1	$-\frac{3}{2}$	$\frac{\sqrt{2}}{2}$	-1	$-\frac{3}{2}$
	2	0	$\frac{5}{6}$	$\frac{5}{12}$	$\frac{5\sqrt{2}}{12}$	$\frac{5}{6}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{5\sqrt{10}}{60}$	$\frac{5}{3}$	$\frac{25}{12}$	$-\frac{5\sqrt{2}}{12}$	$\frac{5}{2}$	$\frac{15}{4}$
$\epsilon 31$	0	$\frac{15}{4}$	$\frac{9}{2}$	$\frac{9}{2}$	0	$\frac{21}{4}$	$\frac{21}{4}$	0	6	6	0	$\frac{27}{4}$	$\frac{15}{2}$
$\epsilon 11$	1	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{3}{4}$	$\frac{3}{4}$	0	1	1	0	$\frac{5}{4}$	$\frac{3}{2}$
$\epsilon 33$	1	0	$\frac{2}{3}$	$\frac{4}{3}$	$-\frac{2\sqrt{2}}{3}$	$\frac{2}{3}$	$-\frac{4}{3}$	$-\frac{5\sqrt{10}}{150}$	$\frac{4}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2\sqrt{2}}{3}$	0	0
$LS33$	1	$\frac{3}{2}$	$\frac{8}{3}$	$-\frac{20}{3}$	$\frac{\sqrt{2}}{3}$	$\frac{31}{6}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{5\sqrt{10}}{60}$	$\frac{22}{3}$	$-\frac{13}{3}$	$-\frac{\sqrt{2}}{3}$	4	0

Примечание. Цифры в шапке таблицы — значения  $\nu \nu'$ .

## 4. Потенциальные гармоник

Основные формулы для расчета ядер  $p$ -оболочки в базисе потенциальных гармоник (ПГ) опубликованы в работах [12, 13]. В дополнение к ним здесь получены формулы перекрытий с учетом спин-орбитальных ПГ

$$\langle U_{\epsilon s1}^{33} | U_{LS,s1}^{33} \rangle = C(s) g_{23}/2s, \quad \langle U_{LS,s1}^{33} | U_{LS,s1}^{33} \rangle = C(s) g_{2s}/2s, \quad (6)$$

$$\langle U_{\epsilon s0}^{33} | U_{LS,s1}^{33} \rangle = C(s) g_{25}/2s, \quad \langle U_{\epsilon s1}^{33} | U_{LS,s1}^{33} \rangle = C(s) g_{25}(s+5/2)/5s,$$

где  $C(s)$  дается формулой (П.2) из [13],  $g_i$  — численные коэффициенты (используются обозначения ПГ [14]). Существенным продвижением теории явилось установление однозначных связей между коэффициентами основного приближения  $C_{\alpha n}^{\mu \tau}$  (4) и билинейной инвариантной формы  $g_i$  [13]:

$$\begin{aligned} g_1 &= C_{\epsilon 0}^{31}, & g_2 &= C_{\epsilon 0}^{13}, & g_3 &= 2C_{\epsilon 1}^{33}, & g_4 &= 2C_{\epsilon 1}^{11}, \\ g_5 &= 4C_{\epsilon 2}^{31}, & g_6 &= 4C_{\epsilon 2}^{13}, & g_7 &= -2C_{\epsilon 1}^{31}, & g_8 &= -2C_{\epsilon 1}^{13}, \\ g_9 &= 5C_{\epsilon 1}^{31}, & g_{10} &= -5C_{\epsilon 1}^{33}, & g_{11} &= -14C_{\epsilon 2}^{31}, & g_{23} &= 2C_{LS1}^{33}. \end{aligned} \quad (7)$$

Для рассматриваемых изотопов (нет протонов  $p$ -оболочки)

$$g_{15} = g_{17} = g_{18} = g_{19} = g_{20} = 0. \quad (8)$$

Остальные  $g_i$  связаны с (7) соотношениями

$$\begin{aligned} g_{12} &= g_9 + \frac{1}{2}g_{11}, & g_{13} &= g_9, & g_{14} &= 40g_3 + 7g_{10} - 45g_{23}, \\ g_{16} &= 10g_3 + g_{10}, & g_{21} &= 10g_7 + g_{13}, & g_{22} &= 100g_7 + 7g_{13}, \\ g_{24} &= \frac{4}{3}g_3 + \frac{1}{6}g_{10} - \frac{1}{2}g_{23}, & g_{25} &= \frac{5}{2}g_{23} - \frac{3}{2}g_{10}. \end{aligned} \quad (9)$$

Подчеркнем, что именно равенства (7)–(9) в конечном счете и позволили нам включить в рассмотрение все изотопы H и He  $p$ -оболочки.



## 5. Операторы парных корреляций и обратная задача

Высокая чувствительность ядерных данных к деталям  $NN$ -взаимодействия, с одной стороны, и большая степень неоднозначности феноменологических потенциалов, восстановленных лишь по  $NN$ -рассеянию и свойствам дейтрона, — с другой, являются причиной постоянного интереса теоретиков к решению практической обратной задачи восстановления  $NN$ -сил одновременно по двухчастичным и ядерным данным. Без продвижения в этом направлении невозможно делать сколько-нибудь надежные предсказания свойств таких экзотических систем, как тяжелых изотопов  $H$  и  $He$ . Для решения обратной задачи нужен не только надежный метод расчета многоуклонных систем с реалистическим  $NN$ -взаимодействием, но и принципиальная возможность ее разделения на последовательные слабо связанные этапы цикла

$$\begin{array}{c} \uparrow \text{ расчет фаз} \\ \text{ расчет ядер } \downarrow \end{array}, \quad (10)$$

повторяемого небольшое число раз. В противном случае прохождение ядерной части цикла (10) будет сдерживаться возможностями современных ЭВМ.

В основе разделения задачи на два этапа (10) лежат два известных факта: 1) различные варианты реалистического  $NN$ -взаимодействия существенно отличаются между собой лишь на малых относительных расстояниях  $r_0 \leq 1$  Фм; 2) среднее расстояние между нуклонами ядра  $\bar{r} \gg r_0$ .

Практически разделение осуществляется с помощью техники операторов парных корреляций (ОПК) [10, 11]. В нулевом приближении радиальные части потенциала  $v_x^{\mu\tau}(r)$  на отрезке  $r \in [0, r_0]$  заменяются на соответствующие константы перенормировки  $E_x^{\mu\tau}$  ( $\bar{V} \rightarrow \bar{V}_{cut}$ , табл. 1 из [10]), которые в ядерной части цикла рассматриваются как свободные параметры уравнения

$$(\bar{T} + \bar{V}_{cut}) \tilde{\Psi} = E \tilde{\Psi}. \quad (11)$$

После восстановления  $E_x^{\mu\tau}$  по ядерным данным (путем многократного повторения прямой задачи (11)) найденные константы вносятся в уравнения для радиальных частей ОПК (см. (20) из [10]). После линеаризации эти уравнения принимают вид

$$\begin{aligned} \frac{\hbar^2}{2\mu} \chi_1'' &= \chi_1 (v_c^{31} - E_c^{31}) - 8\chi_5 \left( v_i^{31} - E_i^{31} \frac{r^2}{r_0^2} \right), \\ \frac{\hbar^2}{2\mu} \left( \chi_5'' - \frac{6}{r^2} \chi_5 \right) &= -(\chi_1 + 2\chi_5) \left( v_i^{31} - E_i^{31} \frac{r^2}{r_0^2} \right) + \chi_5 (v_c^{31} - E_c^{31}); \\ \frac{\hbar^2}{2\mu} \chi_3'' &= \chi_3 (v_c^{33} - E_c^{33}) - 8\chi_6 \left( v_i^{33} - E_i^{33} \frac{r^2}{r_0^2} \right), \\ \frac{\hbar^2}{2\mu} \left( \chi_6'' - \frac{6}{r^2} \chi_6 \right) &= -(\chi_3 + 2\chi_6) \left( v_i^{33} - E_i^{33} \frac{r^2}{r_0^2} \right) + \chi_6 (v_c^{33} - E_c^{33}); \\ \chi_2'' + (E_c^{13} - v_c^{13}) \chi_2 &= 0, \quad \chi_4'' + (E_c^{11} - v_c^{11}) \chi_4 = 0 \end{aligned} \quad (12)$$

с граничными условиями (21)–(23) из [10]. На втором этапе — восстановлении  $v_x^{\mu\tau}(r)$  по фазам  $NN$ -рассеяния и свойствам дейтрона — соотношения (12) рассматриваются как дополнительные условия на  $v_x^{\mu\tau}(r)$  в области  $r \in [0, r_0]$ .

Во избежание недоразумений подчеркнем, что бессмысленно говорить о фазах  $NN$ -рассеяния применительно к перенормированному потенциалу  $V_{cut}$ , поскольку он есть просто продукт трансформации гамильтониана в методе ОПК (т. е.  $E_x^{\mu\tau}$  ни в коей мере не являются новыми радиальными частями потенциала, уточненного по ядерным данным). Новые же радиальные части (в радиусе действия ОПК) как раз и должны быть подобраны (по фазам  $NN$ -рассеяния, дополненной системой (12)) так, чтобы обеспечить  $E_x^{\mu\tau}$ , определенные по ядерным данным.

Константы  $E_x^{\mu\tau}$  (в МэВ) восстановленного потенциала  $\tilde{V}_{cut}$ 

	$E_c^{31}$	$E_c^{13}$	$E_c^{11}$	$E_c^{33}$	$E_t^{31}$	$E_t^{33}$
$\tilde{V}_{cut}$ $GPT$ [10]	-12,4 -6,94	-10,59 -10,59	133,64 133,64	97,5 4,2	-17,9 -22,09	11,57 11,57

Таблица 9

Сравнение экспериментальных и теоретических энергий связи опорных ядер (в МэВ)

	${}^4\text{He}$	${}^6\text{Li}$	${}^7\text{Li}$	${}^{14}\text{N}$	${}^{15}\text{O}$	${}^{16}\text{O}$
$E_{\text{теор}}$	28,0	32,1	39,4	103,1	112,3	128,1
$E_{\text{эксп}}$	28,3	32,0	39,2	104,7	112,0	127,6

При повторении цикла (10) решается уравнение

$$(T + \tilde{V}_{cut} + T_2^{(1)}) \tilde{\Psi} = E \tilde{\Psi} \quad (13)$$

с пээрмитовой составляющей  $T_2^{(1)}$  (11) из [10], радиальные части которой определяются только что найденными  $\chi_m(r)$ ,  $m=1\div 6$ . Этапы цикла (10) слабо связаны именно потому, что  $T_2^{(1)}$  вносит малые поправки в (13) (см. табл. 2 из [11]) к  $E_x^{\mu\tau}$ . Новые  $E_x^{\mu\tau}$  вносятся в (1) и т. д.

В настоящей работе константы  $E_x^{\mu\tau}$  восстанавливались по энергиям связи стабильных ядер  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^{14}\text{N}$ ,  ${}^{15,16}\text{O}$  (уравнение (13) решалось методом [12, 13]). За основу был взят потенциал  $GPT$  [15], потому что он неплохо воспроизводит легкие ядра  $p$ -оболочки, а его недостаток (отсутствие насыщения) может быть устранен (по опыту работы [16]) усилением компоненты  $v_c^{33}(r)$ . Кроме того, он достаточно мягкий и радиальные части имеют простой аналитический вид, что спмшает ряд нефизических трудностей.

Поиск  $E_x^{\mu\tau}$  осуществлялся методом многомерного градиента. Восстановленные  $E_x^{\mu\tau}$  приведены в табл. 8 (для сравнения указаны  $E_x^{\mu\tau}$  потенциала  $GPT$  из табл. 1 в [10]). Как и ожидалось, наибольшее изменение претерпела константа  $E_c^{33}$ . Качество описания выбранной сетки ядер (с учетом кулоновской энергии протонов) демонстрирует табл. 9. Расхождение на величину  $\sim 1,5$  МэВ теории с экспериментом для ядра  ${}^{14}\text{N}$  может быть устранено в дальнейшем подключением  $LL$ - и  $(LS)^2$ -сил (см. [14]), роль которых возрастает при удалении от дваждымагических ядер.

В данной работе мы ограничились однократным прохождением цикла (10). Следующие итерации не могут заметно изменить результат, поскольку вклад  $T_2^{(1)}$  в энергию связи составляет  $\Delta e \approx -0,44$  МэВ и слабо чувствителен к оболочечной структуре ядра ввиду короткодействия  $\chi_m(r)$ .

Интересно, что восстановленный потенциал  $\tilde{V}_{cut}$  (в отличие от исходного  $\tilde{V}_{cut}(GPT)$ ) удовлетворяет условиям насыщения Калоджеро — Симона [17].

Решение многочастичного уравнения (11) проводилось в базе ПГ с использованием приближений потенциальной модели (П-модели) [12], точность которых установлена в [11] на примере самого тяжелого ядра  $p$ -оболочки —  ${}^{16}\text{O}$  (табл. 10). При анализе данных табл. 10 следует помнить, что в [9] приводились не зарядовые  $R_c$ , а материальные радиусы  $R_m < R_c$ . Как видно, для гамильтониана  $(T + \tilde{V}_{cut} + \tilde{V}_{кул})$  точность П-модели по энергии связи составляет  $\sim 99\%$ . Однако радиус оказывается более чувствительным в равной степени к недиагональным м.э. и оператору  $T_2^{(1)}$ , не учитываемым в П-модели. Поэтому радиусы из табл. 11 могут увеличиваться на  $\sim 0,3$  Фм при переходе на более высокий уровень рас-



Иллюстрация точности приближений П-модели на примере ядра  $^{16}\text{O}$  и потенциала  $GPT$  [15]

	П-модель			Базис ПГ [11]			Эксперимент
	$\hat{T} + \hat{V}$ [9]	$\hat{T} + \hat{V} + \hat{V}_{\text{кул}}^{(1)}$	$\hat{T} + \hat{V}_{\text{cut}} + \hat{V}_{\text{кул}}$	$\hat{T} + \hat{V}_{\text{кул}}$	$\hat{T} + \hat{V}_{\text{cut}} + \hat{V}_{\text{кул}}$	$\hat{T} + \hat{V}_{\text{cut}}^{(1)} + \hat{V}_{\text{кул}}$	
$\epsilon_{\text{св}}, \text{ МэВ}$	161,8	146,0	144,7	133,0	143,5	135,8	127,6
$R_{\text{с}}, \text{ ФМ}$	2,32	2,35	2,36	2,42	2,46	2,53	2,72

Таблица 11

Энергии связи  $\epsilon_{\text{св}}$  и среднеквадратичные радиусы  $R_m$  основных состояний изотопов He

	$^5\text{He}, 3/2^- 1/2$	$^6\text{He}, 0+1$	$^7\text{He}, 3/2^- 3/2$	$^8\text{He}, 0+2$	$^9\text{He}, 1/2^- 5/2$	$^{10}\text{He}, 0+3$
$\epsilon_{\text{св}}, \text{ МэВ}$	27,3	29,4	28,9	31,4	28,3	28,1
$\epsilon_{\text{св}}^{\text{эксп}}, \text{ МэВ}$	27,4	29,3	28,8	31,4		
$R_m, \text{ ФМ}$	1,78	1,94	2,09	2,22	2,40	2,55

чета [11, 18, 19]. В целом потенциальная модель (уравнение Шредингера+реалистическое  $NN$ -взаимодействие) дает несколько заниженное значение  $R_{\text{с}}$  [11, 20] по сравнению с экспериментальным.

Следует отметить, что правильное описание  $\epsilon_{\text{св}}$  стабильных ядер (табл. 9) с помощью вариаций  $E_{x^{\mu\nu}}$  существенно повышает надежность предсказания  $\epsilon_{\text{св}}$  мультинейтронных систем при условии, что все объекты рассчитываются в рамках одних и тех же приближений. В этой связи достаточно напомнить, что даже использование таких грубых моделей, как, например, модель оболочек или основное приближение  $K=K_{\text{min}}$  (которые не могут и подступиться к расчету с реалистическим  $NN$ -взаимодействием), позволяет довольно успешно предсказывать энергию и спектры ядер потому, что относительное (от ядра к ядру, от уровня к уровню) поведение этих величин менее чувствительно к дефектам метода. Так, отвлеченное сравнение результатов расчета, например, ядра  $^{16}\text{O}$  с потенциалом  $GPT$  в приближении  $K=K_{\text{min}}$  ( $\epsilon_{\text{св}}=62 \text{ МэВ}$ ) и в П-модели ( $\epsilon_{\text{св}}=162 \text{ МэВ}$ ) [21], казалось бы, не оставляет никаких надежд основному приближению предсказать энергию изотопа  $^{10}\text{He}$ . Тем не менее на уровне  $K=K_{\text{min}}$  в работе [22] предсказана нестабильность  $^{10}\text{He}$  ( $\epsilon_{\text{св}} \approx 10 \div 16 \text{ МэВ}$ ) с использованием мягкого центрального  $NN$ -потенциала, описывающего на том же уровне энергии стабильных ядер  $^{16}\text{O}$  и  $^{40}\text{Ca}$  (разумеется, цепой отказа от описания данных  $NN$ -рассеяния).

Из табл. 8 видно, что вариации  $E_{x^{\mu\nu}}$  не выходят за рамки среднеквадратичного разброса  $E_{x^{\mu\nu}}$  по широкому набору известных вариантов реалистических  $NN$ -потенциалов табл. 1 из [11]. Это гарантирует существование таких  $v_{x^{\mu\nu}}(r)$  на отрезке  $r \in [0, r_0]$ , которые (вместе с  $v_{x^{\mu\nu}}(r)$ ,  $r > r_0$ ) описывают фазы  $NN$ -рассеяния в области нерелятивистских энергий и одновременно удовлетворяют уравнениям (12). То, что именно константу  $E_{\text{с}}^{33}$  пришлось увеличить примерно в  $\sim 20$  раз, вполне закономерно: как видно из третьего столбца табл. 1 из [11], компонента  $v_{\text{с}}^{33}(r)$  потенциала  $GPT$  практически отсутствует (ее вклад в  $\epsilon_{\text{св}}$  ( $^{16}\text{O}$ ) составляет всего порядка  $-4,6 \text{ МэВ}$ , согласно табл. 2 из [21]), а коррекция  $E_{\text{с}}^{33}$  из табл. 8 придает новому потенциалу реалистическое свойство насыщения. В целом

Энергия связи  $\varepsilon_{\text{св}}$ , ширины уровней и радиусы  $R_m$  основных состояний изотопов Н

	$^4\text{H}, 2-1$	$^5\text{H}, 5/2+3/2$	$^6\text{H}, 2-2$	$^7\text{H}, 1/2+5/2$	$^8\text{H}, 1-3$	$^9\text{H}, 1/2+7/2$
$\varepsilon_{\text{св}}, \text{МэВ}$	5,80	2,48	2,14	Нет связи		
$\varepsilon_{\text{св}}^{\text{эксц}}, \text{МэВ}$	$5,8 \pm 0,6$	—	—	—	—	—
$\Gamma, \text{МэВ}$	1,3	6	3,3	—	—	—
$R_m, \text{Фм}$	2,2	2,9	2,9	—	—	—

коррекция устраняет пересвязывание тяжелых ядер  $p$ -оболочки  $^{16,15}\text{O}$ ,  $^{14}\text{N}$  на величину  $\sim 10$  МэВ, и только после этого имеет смысл переходить к анализу ситуации с тяжелыми изотопами  $^9,^{10}\text{He}$ .

## 6. Изотопы He

Результаты расчетов изотопов He приведены в табл. 11. Полная сходимость разложения по ПГ достигается при  $s=(K-K_{\min})/2 \approx 15$ , что означает учет  $\sim 200$  базисных функций в пространстве многомерных углов. В случае  $A=6$  и 8 существуют две гармоники минимальной степени, генерирующие свои цепочки ПГ. Интерференция цепочек увеличивает энергию связи систем  $^6\text{He}$  и  $^8\text{He}$  на величину  $\sim 1,2$  и  $\sim 2,1$  МэВ соответственно.

Согласно расчету, тяжелые изотопы  $^9\text{He}$  и  $^{10}\text{He}$  оказываются ядерно-нестабильными. Для вычисления времени жизни этих систем по отношению к нейтронным распадам



используем метод [8]. В случае бинарных распадов ширина уровня  $\Gamma$  определяется выражением

$$\Gamma = (4\varepsilon/\gamma\eta)[1-\eta/2-(1-\eta)^{1/2}]\sqrt{5/4A}, \quad (16)$$

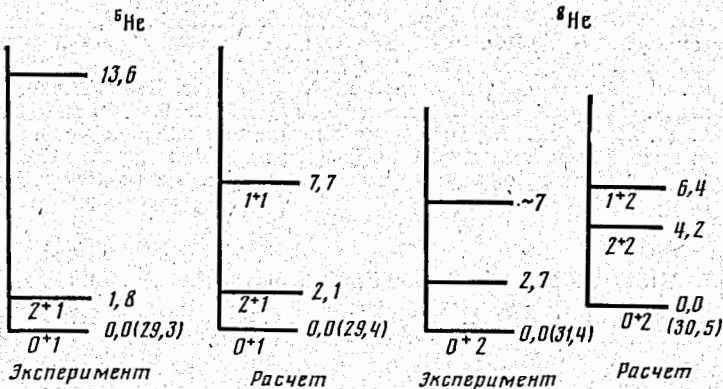
где

$$\eta = \frac{8m\varepsilon R^2(^4\text{He})}{\hbar^2(2l+3)^2} A\gamma, \quad \gamma = 1 - \frac{(A-1)R^2(^{A-1}\text{He})}{AR^2(^4\text{He})}$$

$\varepsilon$  — энергия  $^A\text{He}$  относительно порога — энергии фрагмента  $^{A-1}\text{He}$ ,  $m$  — масса нуклона,  $R(^4\text{He})$  — радиус системы  $^4\text{He}$ ,  $l$  — относительный орбитальный момент продуктов распада. В случае (14)  $\varepsilon=2,8$  МэВ,  $l=1$ , так что  $\Gamma=0,7$  МэВ. Ввиду отсутствия кулоновского отталкивания между продуктами распада (15) ширина уровня  $0+3$  изотопа  $^{10}\text{He}$  вычисляется по той же формуле (16), где теперь нужно положить  $\varepsilon=3,0$  МэВ,  $l=1,5$ . В результате получим  $\Gamma=0,7$  МэВ. Следует отметить, что указание на возможность одновременного описания основных состояний ядер табл. 9 и 11 в рамках потенциальной модели с реалистическим  $NN$ -взаимодействием содержалось еще в работах [9, 12]. Например, аналоговое (для  $^6\text{He}$  с кулоновским сдвигом  $\sim 1$  МэВ) состояние  $0+1$  ядра  $^6\text{Li}$  с энергией возбуждения  $\Delta\varepsilon=3,56$  МэВ хорошо описывается потенциалами  $GPT$  ( $\Delta\varepsilon=3,9$  МэВ) и  $SSC_B$  ( $\Delta\varepsilon=4,1$  МэВ) даже без перенормировок постоянных  $E_x^{\text{нр}}$  (см. рис. 2 из [12]).

## 7. Изотопы H

Результаты расчета энергии связи, ширины уровня и радиуса состояния указанных изотопов собраны в табл. 12. Интерференция четырех цепочек ПГ увеличивает  $\varepsilon_{\text{св}}$  системы  $^6\text{H}$  на величину  $\sim 2,5$  МэВ. Для других изотопов (кроме  $^9\text{H}$ ) основное состояние с  $K=K_{\min}$  двукратно вырождено. Интерференция соответствующих двух цепочек ПГ дает дополнительно к энергии связи  $\sim 0,3-0,5$  МэВ.



Прежде всего отметим, что коррекция  $NN$ -потенциала  $GPT$  привела к лучшему согласию с экспериментом для системы  ${}^4\text{He}$ , чем достигнутое ранее в [7] ( $\epsilon_{\text{св}}(GPT) = -3,8$  МэВ,  $\epsilon_{\text{св}}(SSC_{\text{в}}) = -5,4$  МэВ).

Возможные каналы распада  ${}^5\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + n$  и  ${}^5\text{He} \rightarrow {}^3\text{He} + n + n$  характеризуются ширинами соответственно  $\Gamma = 1,32$  и  $> 6$  МэВ. Поэтому в системе  ${}^5\text{He}$  нет ярко выраженного квазистационарного состояния. Подчеркнем, что все ширины  $\Gamma$ , рассчитанные по формуле (16), могут увеличиваться на  $\sim 20\%$  в результате увеличения радиусов  $R_m$  при устранении приближений  $P$ -модели.

Вопреки ожиданиям уровень квазистационарного состояния  ${}^6\text{He}$  имеет большую энергию возбуждения  $\epsilon = 6,3$  МэВ относительно порога развала  ${}^6\text{He} \rightarrow {}^3\text{He} + n + n + n$ . Что касается тяжелых изотопов  ${}^7\text{--}^9\text{He}$ , то они вообще далеки от связанных состояний в базисе ПГ, и в соответствии с уравнением (77) из [8] ( $Z_{\text{эф}} = 0$ ) отсутствуют и резонансные состояния этих систем.

Настоящую работу следует рассматривать как первую попытку провести последовательный микроскопический расчет одновременно изотопов  $\text{H}$  и  $\text{He}$ . Полученные здесь результаты ни в коей мере не претендуют на однозначность.

В дальнейшем для повышения надежности физических выводов о границе ядерной стабильности следует совершенствовать сам метод УПФ, как предлагается, например, в [23], и привлекать большую информацию о стабильных ядрах в цикле (10). Такой информацией могут стать данные о возбужденных состояниях ядер. Приведем результаты расчетов спектров ядер  ${}^6\text{He}$  и  ${}^8\text{He}$  с исходным потенциалом  $GPT$  (см. рисунок). Прежде всего отметим, что и расчет без коррекции потенциала воспроизводит увеличение энергии связи при переходе от  ${}^6\text{He}$  к  ${}^8\text{He}$ . В ядре  ${}^6\text{He}$  хорошо совпадают с экспериментальными параметры первого возбужденного уровня ( $J^\pi = 2^+$ ). В целом картины экспериментальных и расчетных спектров качественно согласуются для обоих ядер.

#### Литература

1. Aizenberg-Selove F. // Nucl. Phys. 1984. V. A413. P. 1.
2. Александров Д. Б. и др. // ЯФ. 1984. Т. 39. С. 513.
3. Belozyorov A. V. et al. // Nucl. Phys. 1986. V. A460. P. 352.
4. Seth K. // Proc. Fifth Int. Conf. «Nuclei far from stability». AIP, 1988. P. 324.
5. Белозеров А. В. и др. Препринт ОИЯИ Е15-87-733. Дубна, 1987.
6. De Tourreil R., Sprung D. W. L. // Nucl. Phys. 1973. V. A201. P. 193.
7. Горбатов А. М. и др. // ЯФ. 1988. Т. 48. С. 1255.
8. Горбатов А. М., Скопич В. Л., Никишов П. Ю. // ЯФ. 1989. Т. 49. С. 144.
9. Горбатов А. М., Крылов Ю. Н., Соловей А. В. // ЯФ. 1980. Т. 32. С. 636.
10. Горбатов А. М. и др. // ЯФ. 1984. Т. 40. С. 364.
11. Горбатов А. М. и др. // ЯФ. 1984. Т. 40. С. 882.
12. Горбатов А. М., Крылов Ю. Н., Соловей А. В. // ЯФ. 1979. Т. 29. С. 866.
13. Горбатов А. М., Крылов Ю. Н., Соловей А. В. // ЯФ. 1979. Т. 30. С. 1487.
14. Горбатов А. М. и др. // ЯФ. 1982. Т. 36. С. 1138.
15. Gogny D. et al. // Phys. Lett. 1970. V. 32B. P. 591.
16. Базь А. И., Горбатов А. М., Демин В. Ф., Пасынков И. Г. // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 12. С. 151.

17. Calogero F., Simonov Yu. A. // Nuovo Cim. 1969. V. 64B. P. 337.
18. Горбатов А. М. и др. // ЯФ. 1988. Т. 48. С. 1255.
19. Горбатов А. М. и др. // ЯФ. 1989. Т. 50. С. 347.
20. Küttel H., Lührmann K. H., Zabolitzky J. G. // Phys. Rep. 1978. V. 36C. P. 1.
21. Горбатов А. М., Крылов Ю. Н., Соловей А. Б. // ЯФ. 1979. Т. 30. С. 944.
22. Базь А. И., Жуков М. В. // Проблемы современной ядерной физики: Сб. докл. на  
Втором проблемном симпозиуме по физике ядра. М.: Наука, 1971. С. 531.
23. Горбатов А. М. // Тез. Докл. Междунар. семинара, Калинин, 1988 г. Калинин: КГУ,  
1988. С. 76.

## MICROSCOPIC CALCULATIONS FOR H AND He ISOTOPES

GORBATOV A. M., SKOPICH V. L., NIKISHOV P. Yu.,  
PENIONZHKEVICH Yu. E.

Calculations for the H and He  $p$ -shell isotopes are carried out in the framework of the angular potential functions method making use of the pairing correlation operators. The results give evidence for nuclear instability of  $^9\text{He}$  and  $^{10}\text{He}$  and for the absence of resonance states in the  $7-^9\text{H}$  systems.