

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



К-134

30/r-77
P4 - 10469

2004/2-77

С.Г.Кадменский, Ю.Л.Ратис, К.С.Рыбак, В.И.Фурман

ВЫБОР ЭФФЕКТИВНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ,
ЗАВИСЯЩЕГО ОТ ПЛОТНОСТИ,
И α -РАСПАД ТЯЖЕЛЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР

1977

P4 - 10469

С.Г.Кадменский, Ю.Л.Ратис, К.С.Рыбак, В.И.Фурман

ВЫБОР ЭФФЕКТИВНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ,
ЗАВИСЯЩЕГО ОТ ПЛОТНОСТИ,
И α -РАСПАД ТЯЖЕЛЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР

Направлено в ЯФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Кадменский С.Г., Ратис Ю.Л., Рыбак К.С.,
Фурман В.И.

P4 - 10469

Выбор эффективного взаимодействия, зависящего от плотности,
и α -распад тяжелых сферических ядер

Для ядер маг ± 2 нуклона и сверхтекучих ядер в окрестности ^{208}Pb рассчитаны параметры спаривания и константы эффективного взаимодействия в канале частица-частица. Показано принципиальное различие вариантов с δ -силами и силами конечного радиуса. Найдены варианты плотностной зависимости амплитуды эффективного взаимодействия, удовлетворяющие условию отсутствия сверхтекучести ядерной материи и достаточно универсальные для всех исследуемых ядер. Обсуждается проблема насыщения для коэффициентов усиления облегченного α -распада тяжелых сферических ядер при расширении оболочечного базиса.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Kadmensky S.G. et al.

P4 - 10469

Choice of a Density Dependent Effective
Interaction and α -Decay of Heavy Spherical
Nuclei

The parameters of density dependent effective interaction are studied for some nuclei in the vicinity of the double-magic ^{208}Pb nucleus. Both nuclei having two nucleons (holes) over magic core and some superfluid nuclei are considered. It is found that the magnitudes of the matrix elements for the zero-range forces (δ -forces) are more than three times larger in comparison with the case of the finite-range forces (f -forces). Sets of parameters for the effective interaction, which does not lead to the superfluidity of nuclear matter, are obtained. Besides, these parameters depend weakly on mass number. It is shown that the attractive part of interaction is substantially larger for the case of f -forces than for the δ -forces. The theoretical enhancement coefficients for the favoured α -decay of the ^{210}Po , ^{210}Pb and ^{224}Th nuclei are calculated. For the case of f -forces a tendency to saturation of the enhancement coefficients with the increase of the shell-model basis is indicated.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

И. В в е д е н и е

Эффекты спаривания весьма существенны при описании абсолютных и относительных вероятностей α -распада деформированных^{/1,2/} и сферических^{/3,4/} ядер. При расчете сверхтекучих коэффициентов усиления $(K\mathcal{U})$ ^{/1,3/} вероятностей α -распада возникает ряд проблем, решение которых требует существенного расширения традиционно используемых схем сверхтекучей модели (СМ) ^{/2,5/}. Дело в том, что в рамках СМ с постоянным спариванием^{/2/}, когда парные матричные элементы $g_{jj'}$ от эффективного взаимодействия (ЭВ) двух тождественных нуклонов в канале частица-частица $\alpha^2 r^{-3}$ ^{/5/} не зависят от квантовых чисел j, j' комбинирующих оболочечных состояний пар нуклонов (приближение $g_{jj'} = g = \text{const}$), $K\mathcal{U}$ для облегченных α -переходов оказываются пропорциональными величине $(\frac{\Delta}{g})^2$, где Δ - величина энергетической щели в протонной (нейтронной) подсистеме. Поэтому при расширении оболочечного базиса, используемого при расчете g и Δ , величина Δ остается приблизительно постоянной в соответствии с фиксируемой экспериментально четно-нечетной разностью масс, а величина g уменьшается по логарифмическому закону^{/5/}, так что величина $(\frac{\Delta}{g})^2$ логарифмически расходится. Ситуация оказывается подобной и в варианте СМ, использующем для ЭВ приближение δ -сил^{/5/}.

В связи с этим естественно решать проблему сверхтекучих $K\mathcal{U}$ на пути отказа от приближений постоянного спаривания и δ -функционального взаимодействия, вводя ЭВ $\alpha^2 r^{-3}$, имеющее конечный радиус действия. Парные матричные элементы $g_{jj'}$ такого ЭВ должны уже существенно зависеть от квантовых чисел j, j' оболочечных уровней и уменьшаться по абсолютной величине с увеличением разности главных квантовых чисел этих уровней. Насыщение для

КУ в этом варианте теории может получиться автоматически при достаточно большом расширении оболочечного базиса.

Цель настоящей работы состоит, во-первых, в исследовании свойств спаривания и ЭВ $\alpha^2 \Gamma^3$ на основе интерполяционного подхода^{/5/} с учетом сил конечного радиуса как для ядер с развитой сверхтекучестью^{/6/}, так и для ядер типа маг ± 2 нуклона^{/7,8/} и, во-вторых, в исследовании КУ при различных вариантах выбора $\alpha^2 \Gamma^3$.

2. Формализм для описания спаривания в околomagических и сверхтекучих сферических ядрах

В случае ядер, содержащих большое число частиц в незаполненных оболочках, для которых уже справедливы представления СМ, легко получить уравнения СМ с непостоянным спариванием^{/2/}. Для четной подсистемы протонов (нейтронов) эти уравнения имеют вид:

$$\Delta_j = \frac{1}{2} \sum_{j'} g_{jj'} \Omega_{j'} (\Delta_{j'} / \tilde{\epsilon}_{j'}) \quad (1)$$

$$N = 2 \sum_j \Omega_j V_j^2 \quad (2)$$

$$V_j^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\epsilon_j - \lambda}{\tilde{\epsilon}_j} \right), \quad \tilde{\epsilon}_j = \sqrt{(\epsilon_j - \lambda)^2 + \Delta_j^2} \quad (3)$$

где ϵ_j и φ_j — энергия и волновая функция в состоянии $j \equiv \{n, l, j\}$; $\Omega_j = (2j+1)/2$. В формуле (1) матричный элемент $g_{jj'}$ определяется как

$$g_{jj'} = - \frac{2(-1)^{l+l'}}{\sqrt{(2j+1)(2j'+1)}} \langle [\varphi_j(1) \varphi_{j'}(2)]_{0^+} | \alpha^2 \Gamma^3 | [\varphi_{j'}(1) \varphi_j(2)]_{0^+} \rangle. \quad (4)$$

Функция $[\varphi_j(1) \varphi_{j'}(2)]_{0^+}$ антисимметрична относительно перестановок координат нуклонов $\{1 \leftrightarrow 2\}$. При переходе от схемы jj к схеме LS — связи в этой волновой функции появляются синглетная

($S=0$) и триплетная ($S=1$) компоненты. В силу свойств симметрии спиновых волновых функций пространственная волновая функция для $S=0$ оказывается четной, а для $S=1$ — нечетной относительно перестановки $\vec{r}_1 \leftrightarrow \vec{r}_2$. Если допустить, что амплитуда $\alpha^2 \Gamma^3$ пропорциональна амплитуде рассеяния свободных нуклонов A , аналитически продолженной в область отрицательных энергий^{/9/} и учесть, что для малых энергий относительного движения величины амплитуд A в четных состояниях существенно больше (по модулю) амплитуд в нечетных состояниях, то вкладом нечетных компонент в $\alpha^2 \Gamma^3$ можно пренебречь. Тогда можно ограничиться взаимодействием $\alpha^2 \Gamma^3$ только в синглетных четных состояниях и матричный элемент $g_{jj'}$ представить в виде:

$$g_{jj'} = \frac{1}{2} \int_0^\infty R^2 dR \int_0^\infty z^2 dz \int_{-1}^1 d\eta U_j(z_1) U_{j'}(z_2) \alpha^2 \Gamma^3 U_{j'}(z_1) U_j(z_2) \cdot P_\ell(\cos \theta_{\vec{r}_1, \vec{r}_2}) P_{\ell'}(\cos \theta_{\vec{r}_1, \vec{r}_2}), \quad (5)$$

где $U_j(z)$ — радиальная оболочечная функция;

$$z_1 = \sqrt{R^2 + z^2/4 + Rz\eta} \quad z_2 = \sqrt{R^2 + z^2/4 - Rz\eta} \quad \cos \theta_{\vec{r}_1, \vec{r}_2} = \frac{R^2 - z^2/4}{z_1 z_2}. \quad (6)$$

При получении формулы (5) был использован метод \mathcal{D} -функций^{/10/}.

В случае ядер маг ± 2 нуклона уравнения для волновых функций и энергий E_i i -го 0^+ -состояния могут быть приведены к виду (1), (2), если в этих уравнениях провести разложение по Δ_j и ограничиться первыми неисчезающими членами, а также заменить величину химического потенциала λ на $\lambda_i = E_i/2$ и число протонов (нейтронов) N — на $+2(-2)$ для ядер маг $+2$ (маг -2) нуклона^{/11/}.

Система уравнений (1), (2) решалась с помощью ЭВМ при использовании экспериментального значения парной энергии^{/12/}.

3. Эффективное взаимодействие в канале частица-частица в интерполяционном варианте

В работе^{/9/} на основе интерполяционной формулы (IO) для ЭВ в канале частица-частица с $n=1$ в приближении δ -сил исследовались эффекты спаривания в ядрах маг+2 нуклона и было обнаружено появление отталкивания в амплитуде χ_{in} при выборе достаточно большого притяжения в амплитуде χ_{ex} ($\chi_{ex} \leq -2$). В этой же работе была проведена оценка амплитуды χ_{ex} в поверхностной области ($R \approx R_A$), где амплитуда Γ^{\pm} переходит в амплитуду рассеяния двух нуклонов, находящихся во внешнем поле и взаимодействующих через пустотные силы. Если пренебречь искажением волновых функций непрерывного спектра оболочечным потенциалом, амплитуду Γ^{\pm} можно определить как аналитическое продолжение амплитуды A рассеяния свободных нуклонов на физическом листе в области отрицательных энергий относительного движения $E_{отн} = -2/\lambda$. Если ограничиться в амплитуде A только нулевым моментом относительно движения нуклонов и воспользоваться приближением длины рассеяния, то для величины χ_{ex} можно получить формулу^{/9/}:

$$\chi_{ex} = -4\rho_F/\pi(2m/\lambda)^{1/2} \quad (7)$$

Величина χ_{ex} (7) существенно зависит от значения химического потенциала λ . Так, для основных состояний ($i=0$) ядер маг+2 нуклона величина $\lambda/\approx 4$ МэВ и $\chi_{ex} = -4,2$; а для ядер маг-2 нуклона величина $\lambda/\approx 8$ МэВ и $\chi_{ex} = -3$.

В связи с тем, что аналитическое продолжение амплитуды осуществляется в области достаточно больших по модулю значений энергий $|E_{отн}| \geq 7$ МэВ, результаты работы^{/9/} можно уточнить, используя для амплитуды A приближение эффективного радиуса

z_{os} , справедливое в гораздо более широкой энергетической области, нежели оценка (7):

$$\chi_{ex} = -4\rho_F/\pi k^2 [-1/\alpha_s - z_{os}m/\lambda/k^2 + (2m/\lambda/k^2)^{1/2}], \quad (8)$$

где $\alpha_s = 23,7$ фм - синглетная длина рассеяния; $z_{os} = 2,4$ фм в приближении независимости от формы потенциала^{/13/}. Величина χ_{ex} в этом случае оказывается менее чувствительной к значениям λ и равна $-7,5$ для $\lambda/\approx 4$ МэВ и $-9,4$ для $\lambda/\approx 8$ МэВ. Данные значения χ_{ex} по модулю существенно больше величин трансформант Фурье при нулевых переданных импульсах для потенциалов $V(r)$, не содержащих отталкивательного кора и описывающих экспериментальные сечения нуклон-нуклонного рассеяния при низких энергиях^{/13/}:

$$\left(\frac{dE_F}{d\rho_n(0)}\right)^{-1} \int V(r) d\vec{r} \approx -3. \quad (9)$$

В работе^{/11/} при исследовании эффектов спаривания в ядрах маг +2, +3 нуклона на основе интерполяционной формулы (IO) в приближении δ -сил был сделан вывод о том, что при выборе амплитуды χ_{ex} с достаточно большим притяжением ($\chi_{ex} < -2$) амплитуда χ_{in} для широкой области ядер сильно варьируется. С использованием требования универсальности амплитуды χ_{in} в работе^{/11/} было найдено ее значение $\chi_{in} \approx -0,25$, причем была отмечена нечувствительность результатов расчетов к выбору величины χ_{ex} в области $-0,5 \leq \chi_{ex} \leq 0$. В связи с этим в работе^{/11/} был поставлен под сомнение вывод работы^{/9/} об отсутствии спаривания во внутренней области ядер.

Следует отметить, что результат работы^{/11/} находится в противоречии с результатами ряда работ^{/14-20/}, в которых на основе метода Бракнера^{/21/} было показано отсутствие сверхтекучести

части ядерной материи нормальной плотности. Физической причиной этого является перенормировка ЭВ в канале частица-частица в ядерной материи по сравнению с пустотным взаимодействием. Согласно оценкам этих работ, величина γ_{in} является малой по абсолютной величине ($|\gamma_{in}| < 0,3$) и, в зависимости от выбора пустотных потенциалов взаимодействия, может содержать либо малое отталкивание, либо исключительно малое притяжение, приводящее к значениям энергетической щели $\Delta \approx 1$ ЭВ.

В связи со сказанным выше необходимо найти такой интерполяционный вариант для ЭВ, который, с одной стороны, удовлетворял бы требованию отсутствия сверхтекучести ядерной материи и, с другой стороны, был бы достаточно универсальным для широкого круга ядер.

Ниже будет использована следующая интерполяционная форма для амплитуды $\alpha^2 \Gamma^3$:

$$\alpha^2 \Gamma^3 = \frac{dE_F^n}{d\rho_n(0)} \left\{ \gamma_{in} y^n(R) + \gamma_{ex} [1 - y^n(R)] \right\} f(z) \equiv \frac{dE_F^n}{d\rho_n(0)} F(R) f(z), \quad (10)$$

где $y(R) = \rho(R)/\rho(0)$, причем $\rho(R)$ — однонуклонная плотность, определяемая из эксперимента по упругому рассеянию быстрых электронов на ядрах с учетом зарядового радиуса протона^{/22/}.

В формуле (10) величина $dE_F^n/d\rho_n(0) = \pi^2 \hbar^3 / \rho_F m^* = 276$ МэВ рассчитана при $m^* = m$ и $E_F^n = 45$ МэВ, что соответствует энергии Ферми нейтронов для ядер, близких к ^{208}Pb . Функция $f(z)$ в формуле (10), определяемая как

$$f(z) = \pi^{-3/2} z_0^{-3} \exp[-(z/z_0)^2], \quad \text{Фм}^{-3}, \quad (11)$$

имеет единичную трансформанту Фурье при нулевом переданном импульсе и переходит в $\delta(z)/4\pi z^2$ при $z_0 \rightarrow 0$ (δ — силы).

Ниже для величины z_0 используется значение $z_0 = 1,74$ Фм

(f — силы). Последнее значение совпадает со значением z_0 феноменологических потенциалов $V(r)$ типа (II)^{/13/} и близко к величине радиуса ($z_0 = \hbar/m\pi c$), который определяет дальнюю-дальнюю часть нуклон-нуклонных потенциалов^{/22/}. Параметр n в формуле (10) принимается равным $n = 0, 2/3$ и 1. Случай $n = 1$ соответствует традиционно используемому варианту интерполяции в теории конечных ферми-систем^{/5,9,11/}. Вариант $n = 2/3$ следует из квазиклассических расчетов амплитуды $\alpha^2 \Gamma^3$ в конечных ядрах, берущих за основу зависимость амплитуды $\alpha^2 \Gamma^3$ от κ_F в ядерной материи^{/20/}. Как было показано в работе^{/8/}, варианты $n = 1$ и $n = 2/3$ качественно близки, так что ниже во всех расчетах используется интерполяционный вариант с $n = 2/3$.

4. Результаты расчетов констант ЭВ и параметров спаривания для ядер в окрестности ^{208}Pb

В настоящей работе исследуются сферические ядра типа маг ±2 нуклона: ^{210}Pb , ^{210}Po , ^{206}Pb , ^{206}Hg и ядра с развитой сверхтекучестью: ^{244}Th (протонная и нейтронная подсистемы) и ^{216}Po (нейтронная подсистема). Оболочечные волновые функции и значения энергий ϵ_j берутся из работ^{/23,24/}. Используемый базис включает 30 подоболочек для нейтрона и 37 подоболочек для протонов. Существенное расширение оболочечного базиса для протонов достигается за счет включения квазистационарных состояний с малыми ширинами.

Традиционно используемые алгоритмы вычисления парных матричных элементов $g_{jj'}$ ^{/25/}, основанные на разложении функции $f(r)$ в ряд по гармоникам l относительного угла между векторами \vec{r}_1 и \vec{r}_2 , приводят к двумерным интегралам, включающим двойные суммирования по моментам l . В настоящей работе вели-

чины $g_{jj'}$ рассчитывались по формуле (5), что позволило обойти трудности традиционных алгоритмов при включении R -зависимости в ЭВ (10) и получить значительный выигрыш в расчетном времени. Обнаружено, что во всех интерполяционных вариантах матричные элементы $g_{jj'}$ δ -сил превосходят соответствующие матричные элементы f -сил более чем в 3 раза, что хорошо согласуется с результатами расчетов $g_{jj'}$ /26/, где был использован осцилляторный базис. Причиной уменьшения матричных элементов при переходе от δ - к f -силам является расфазировка оболочечных волновых функций, входящих в выражение для $g_{jj'}$, которая связана с близостью значения радиуса f -сил к эффективной длине волны квазичастицы во внутренней области ядра. Уменьшение $g_{jj'}$ при переходе от δ - к f -силам имеет принципиальное значение в интерполяционных вариантах.

В табл. I представлены значения констант g в варианте $g_{jj'} = g = Const$ и параметров ЭВ (10) для всех исследуемых ядер при использовании максимальных оболочечных базисов в различных интерполяционных вариантах. Величины констант g оказываются достаточно близкими к аналогичным значениям g , рассчитанным в работе /27/. В объемном варианте ($n=0$) в случае δ - и f -сил значения $|\chi_{in}|$ для нейтронных подсистем оказываются в 1,6 раза больше аналогичных значений в протонных подсистемах. Этот результат нельзя связать с фактом дополнительного расширения протонного оболочечного базиса по сравнению с нейтронным, поскольку уменьшение числа уровней в протонном базисе от (1+37) до (1+29) приводит к увеличению $|\chi_{in}|$ менее чем на 5%. Основной причиной расхождения констант χ_{in} в этом варианте является тот факт, что матричные элементы $g_{jj'}$ ($n=0$) для нейтронных состоя-

Таблица I.

n/p	Ядро	$g = Const$ МэВ	δ -силы			f -силы		
			$n=0$ χ_{in}	$n=2/3$ $\chi_{ex} = -3,1$ χ_{in}	$n=2/3$ $\chi_{in}=0$ χ_{ex}	$n=0$ χ_{in}	$n=2/3$ $-\chi_{ex} = 3,1$ χ_{in}	$n=2/3$ $\chi_{in}=0$ χ_{ex}
n	^{224}Th	0,0758	-0,74	0,19	-2,63	-3,10	-3,10	-7,47
	^{216}Po	0,0852	-0,83	0,043	-2,96	-3,46	-3,71	-7,50
	^{210}Pb	0,0772	-0,74	0,25	-2,55	-3,07	-3,07	-7,64
	^{206}Pb	0,0894	-0,75	0,008	-3,06	-2,71	-2,55	-8,25
p	^{224}Th	0,0688	-0,46	0,22	-2,28	-1,92	-1,54	-7,63
	^{210}Po	0,0697	-0,48	0,31	-2,18	-2,01	-1,65	-7,61
	^{206}Hg	0,0922	-0,54	-0,077	-3,38	-1,59	-1,42	-10,29

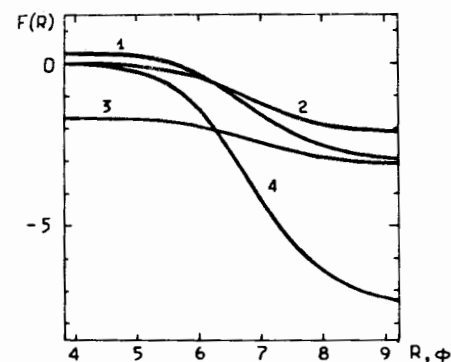


Рис. I. Зависимость $F(R) = \chi_{in} y^{2/3}(R) + \chi_{ex} [1 - y^{2/3}(R)]$ для ^{210}Po в вариантах:

- 1 - δ -силы; $\chi_{in} = 0,31$; $\chi_{ex} = -3,1$;
- 2 - δ -силы; $\chi_{in} = 0$; $\chi_{ex} = -2,18$;
- 3 - f -силы; $\chi_{in} = -1,65$; $\chi_{ex} = -3,1$;
- 4 - f -силы; $\chi_{in} = 0$; $\chi_{ex} = -7,61$.

ний вблизи поверхности Ферми в среднем в 1,5 раза меньше аналогичных матричных элементов для протонных состояний. В интерполяционном варианте ($n = 2/3$) при выборе значения внешней константы $\chi_{ex} = -3,1$, которое соответствует формуле (9) для пустотных потенциалов, величина χ_{in} меняется нерегулярным образом в случае δ -сил, что уже отмечалось ранее в работе [II], и оказывается притягивающей и отличающейся на фактор ≈ 2 для нейтронных и протонных подсистем в случае f -сил. В интерполяционном варианте ($n = 2/3, \chi_{in} = 0$) для δ - и f -сил значения константы χ_{ex} оказываются достаточно универсальными и, самое важное, близкими для нейтронных и протонных подсистем. Конкретные расчеты показывают, что последний вариант устойчив относительно малых вариаций значений константы χ_{in} (при изменении константы χ_{in} в интервале $|\chi_{in}| \leq 0,3$ значения внешней константы χ_{ex} меняются не более чем на 10%). Заметим, что в последнем случае, как и в объемном варианте ($n = 0$), значения констант для δ -сил оказываются по модулю приблизительно в 3 раза меньше, нежели в случае f -сил, что связано с отмечавшейся выше разницей в значениях парных матричных элементов $g_{jj'}$ для этих случаев.

На рис. I представлены функции $F(R)$ из (10) для ядра ^{210}Po во всех рассматриваемых интерполяционных вариантах. Как видно, варианты ($\chi_{ex} = -3,1, \chi_{in} \neq 0$) и ($\chi_{in} = 0, \chi_{ex} \neq 0$) в случае δ -сил очень близки друг к другу. Напротив, для f -сил эти два варианта интерполяции принципиально отличаются друг от друга: в то время как в случае ($\chi_{ex} = -3,1; \chi_{in} \neq 0$) перенормировка эффективно-го взаимодействия во внутренней области ядра по сравнению с взаимодействием в поверхностной области мала, в варианте

($\chi_{in} = 0, \chi_{ex} \neq 0$) перенормировка существенна, причем значения $F(R)$ в поверхностной области соответствуют значительному усилению притяжения в ЭВ по сравнению с пустотным взаимодействием (9).

Следует отметить, что только вариант интерполяции ($\chi_{in} = 0$) удовлетворяет одновременно двум требованиям: условию отсутствия сверхтекучести ядерной материи и универсальности для всех исследуемых ядер. Однако использование f -сил предпочтительнее варианта с δ -силами, поскольку ЭВ должно иметь конечный радиус действия. Обращает на себя внимание тот факт, что значения χ_{ex} в варианте ($\chi_{in} = 0$) с f -силами хорошо согласуются с оценками амплитуды χ_{ex} ($-7,5 + -9,4$), полученными в разделе 3 при использовании приближения эффективного радиуса (8). Как показали расчеты, переход от случая $g = \text{const}$ к вариантам с непостоянным спариванием для всех исследуемых ядер приводит к появлению существенной j -зависимости величин Δ_j . Модуль отношения максимальной разности величин Δ_j к величине Δ_{jF} не превышает $\approx 2,5$ для δ -сил с $n = 2/3$ и составляет $0,8 + 1,0$ для f -сил, а также во всех объемных вариантах. Следует отметить, что для непостоянного спаривания величина Δ_{jF} отличается не более чем на 10% от значения Δ в случае $g_{jj'} = \text{const}$.

Для проверки разумности рассмотренных выше схем интерполяции можно привлечь экспериментальную информацию о положении возбужденных 0^+ -состояний ядер маг ± 2 нуклона. Расчетная схема, используемая для описания этих ядер, позволяет определить энергии E_i i -х возбужденных 0^+ -состояний при тех же значениях параметров ЭВ, с которыми рассчитываются энергии основных

Таблица 2

состояний данных ядер. В табл. 2 представлены величины энергий первого (E_1) и второго (E_2) возбужденных 0^+ -состояний, рассчитанные для рассматриваемых околomagических ядер на максимальных оболочечных базисах. Следует отметить, что во всех вариантах выбора параметров ЭВ значения энергий E_1 и E_2 мало чувствительны к обрезанию оболочечного базиса. Как видно из таблицы, варианты $g_{jj'} = \text{const}$ и $\gamma_{in} = 0$ с f -силами достаточно хорошо описывают экспериментальные значения ^{28,29/} E_1, E_2 в ^{206}Pb и E_2 в ^{210}Po . Что же касается вариантов ($n = 2/3$) с δ -силами, то в случае ^{210}Po они приводят к энергии E_2 , на 450 кэВ превышающей экспериментальную энергию. Данная разница существенно больше неопределенности в определении E_2 (≈ 200 кэВ), которая связана с вариациями оболочечных параметров расчетной схемы. Представляется интересным экспериментальное исследование значений E_1 и E_2 для остальных ядер, что может дать дополнительные аргументы в пользу того или иного интерполяционного варианта.

5. Коэффициенты усиления при α -распаде околomagических и сверхтекучих ядер

В рамках не R -матричного варианта теории α -распада абсолютная α -ширина для перехода из основного состояния четного родительского ядра в основное состояние дочернего ядра в рамках оболочечной модели со спариванием имеет вид ^{14/}:

$$\Gamma_{\alpha} = \frac{N_{\alpha}^2}{128\pi^2} \left| \sum_{j_n j_p} (-1)^{l_n + l_p} B_{l_n} B_{l_p} G_{j_n} G_{j_p} \sqrt{(2j_n + 1)(2j_p + 1)} \times \int_0^{\infty} V_{\alpha A}(R) F_0(R) \chi_{j_n}^2(R) \chi_{j_p}^2(R) R^2 dR \right|^2, \quad (12)$$

где $V_{\alpha A}(R)$ — потенциал взаимодействия α -частицы с дочерним ядром, в первом приближении определяемый суммой четырех обо-

Ядро	^{210}Pb		^{206}Pb		^{210}Po		^{206}Hg		
	E_1	E_2	E_1	E_2	E_1	E_2	E_1	E_2	
энергия МэВ									
вариант									
$g_{jj'} = \text{const}$	2,24	4,00	1,32	2,57	1,79	2,39	1,05	3,69	
δ	$n = 0$	1,71	3,96	1,28	2,30	1,76	2,14	0,95	3,82
	$n = 2/3$ $\gamma_{ex} = 3,1$ $\gamma_{in} \neq 0$	1,59	3,05	1,15	2,56	1,39	2,98	0,98	3,25
	$n = 2/3$ $\gamma_{ex} \neq 0$ $\gamma_{in} = 0$	1,64	3,16	1,15	2,56	1,45	2,67	1,01	3,23
f	$n = 0$	1,65	3,91	1,36	2,28	1,64	2,12	1,03	4,13
	$n = 2/3$ $\gamma_{ex} = 3,1$ $\gamma_{in} \neq 0$	1,65	3,91	1,35	2,29	1,63	2,13	1,01	3,96
	$n = 2/3$ $\gamma_{ex} \neq 0$ $\gamma_{in} = 0$	2,04	3,87	1,31	2,55	1,55	2,24	1,03	3,37
эксперимент	-	-	1,15	2,32	-	2,22	-	-	

чечных потенциалов; $F_0(R)$ - регулярная радиальная кулоновская функция с $L=0$, нормированная на δ^l -функцию по энергии; $N_\alpha = 5,5 \cdot 10^3 \text{ фм}^{9/2}$. В формуле (12) факторы B_ℓ учитывают поправку на неточность α -частицы^{/30/}, а G_{jn} , G_{jp} - генеалогические коэффициенты отделения двух нейтронов и двух протонов соответственно. В случае простой оболочечной модели генеалогические коэффициенты G_{jn} , G_{jp} принимают вид^{/31/}:

$$G_j = \sqrt{s(s_2j - s + 1)/s_2j} \delta_{j j_0}, \quad (13)$$

где s - число пар нуклонов в подоболочке j в родительском ядре; j_0 - оболочечное состояние, в котором находится пара нуклонов, участвующая в формировании α -частицы. Для околомагических ядер ^{210}Po и ^{210}Pb , распадающихся в ^{206}Pb и ^{206}Hg соответственно, генеалогические коэффициенты G_{jn} , G_{jp} можно выразить через коэффициенты X_j ^{/7,8/}, связанные с величинами Δ_j следующим соотношением:

$$X_j = (-1)^{\ell} \sqrt{s_2j} \Delta_j / |E_0 - 2\varepsilon_j|. \quad (14)$$

Тогда для ^{210}Po ^{/7/}:

$$G_{jn} = X_{jn} (^{206}\text{Pb}) n_{jn} \quad G_{jp} = X_{jp} (^{210}\text{Po}) (1 - n_{jp}), \quad (15)$$

а для ^{210}Pb ^{/7/}:

$$G_{jn} = X_{jn} (^{210}\text{Pb}) (1 - n_{jn}) \quad G_{jp} = X_{jp} (^{206}\text{Hg}) n_{jp}. \quad (16)$$

Для ядер с развитой сверхтекучестью теоретическое значение α -ширины можно получить из формулы (12) при использовании сверхтекучих генеалогических коэффициентов^{/31/}:

$$G^{cb} = \sqrt{s_2j} u_j^f v_j^i (-1)^{\ell} \prod_{j \neq j'} (u_j^i u_j^f + v_j^i v_j^f) s_2j', \quad (17)$$

Следуя работе^{/3/}, введем теоретический коэффициент усиления K_{np} , определяемый как отношение α -ширины (12), рассчитанной с генеалогическими коэффициентами (15), (16), (17), к α -ширине (12), рассчитанной при использовании генеалогических коэффициентов (13). Аналогичным образом определены также нейтронный K_n и протонный K_p теоретические коэффициенты усиления.

В табл. 3 приведены значения K_{np} , K_n , K_p для α -распада ядер ^{224}Th , ^{210}Pb и ^{210}Po , рассчитанные при использовании максимальных оболочечных базисов для $g_{jj'} = \text{Const}$ и интерполяционных вариантов с δ - и f -силами. Как следует из таблицы, КУ имеют близкие значения во всех случаях (отличие на фактор ≈ 2). Максимальных значений КУ достигают в интерполяционных вариантах с δ -силами, минимальные же значения КУ связаны с объемными вариантами ($n=0$) с δ - и f -силами. Для случая ($\chi_{in}=0$) с f -силами значения КУ оказываются несколько меньшими, чем для варианта $g_{jj'} = \text{Const}$. На рис.2 представлены зависимости коэффициента K_p для α -распада ^{224}Th от числа учитываемых в оболочечном базисе протонных уровней. Видно, что интерполяционный вариант (f , $\chi_{in}=0$) имеет тенденцию к насыщению для коэффициентов K_p в отличие от вариантов $g = \text{Const}$ и (δ , $\chi_{in}=0$). Тем не менее, решение проблемы насыщения КУ требует более корректного учета вклада состояний непрерывного спектра.

Полезно отметить, что при ограничении 15%-й точностью в определении величины K_p в варианте $\chi_{in}=0$ с f -силами можно провести обрезание оболочечного базиса, оставляя в нем состояния, отстоящие не более, чем на 13 МэВ от поверхности Ферми.

Таблица 3.

вариант	^{224}Th			^{210}Po			^{210}Pb			
	K_n	K_p	K_{np}	K_n	K_p	K_{np}	K_n	K_p	K_{np}	
$g = \text{Const}$	11,26	64,51	524,8	14,57	20,68	216,9	3,28	7,27	24,84	
δ	$n=0$	11,79	43,29	364,1	10,24	13,25	106,7	3,10	3,16	10,11
	$n=2/3$ $\gamma_{ex} = -3,1$ $\gamma_{in} \neq 0$	13,26	72,55	661,1	17,37	24,48	300,6	3,51	7,93	29,63
	$n=2/3$ $\gamma_{ex} \neq 0$ $\gamma_{in} = 0$	13,03	62,92	569,3	17,35	20,88	260,9	3,48	8,58	31,64
f	$n=0$	11,55	40,68	339,9	8,23	11,54	78,2	2,99	2,51	7,65
	$n=2/3$ $\gamma_{ex} = -3,1$ $\gamma_{in} \neq 0$	11,46	43,99	362,7	8,52	12,82	89,0	2,99	3,02	9,24
	$n=2/3$ $\gamma_{ex} \neq 0$ $\gamma_{in} = 0$	10,09	59,56	440,4	12,1	19,10	177,5	3,06	7,37	23,3

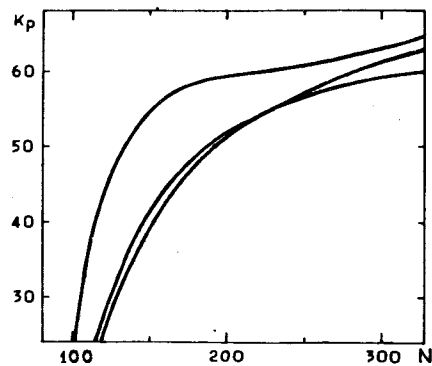


Рис. 2. Зависимость протонного коэффициента усиления K_p от числа учитываемых одночастичных состояний $N = \sum(2j+1)$ для α -распада ^{224}Th в вариантах: 1 - $g = \text{Const}$; 2 - δ -силы, $\gamma_{in} = 0$; 3 - f -силы, $\gamma_{in} = 0$.

6. Заключение

Основной результат настоящей работы состоит в том, что найден интерполяционный вариант для эффективного взаимодействия в канале частица-частица с силами конечного радиуса, который удовлетворяет условию отсутствия сверхтекучести ядерной материи, имеет тенденцию к насыщению в коэффициентах усиления α -распада, дает хорошее описание энергий возбужденных 0^+ -состояний в околomagических ядрах и имеет достаточно универсальные значения констант для нейтронных и протонных подсистем ядер в окрестности ^{208}Pb . Обнаружена принципиальная асимметрия вариантов с δ - и f -силами.

Представляется интересным дальнейшее развитие исследований как в направлении увеличения числа изучаемых ядер, так и в направлении учета состояний непрерывного спектра в оболочечном базисе.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность В.А.Ходлею, Г.Г.Бунатиану и И.Н.Михайлову за стимулирующие дискуссии.

Л и т е р а т у р а

1. В.Г.Соловьев. ДАН СССР, 114, 1281, 1962; Phys.Lett. I, 202, 1962.
2. В.Г.Соловьев. Теория сложных ядер. "Наука", 1971.
3. С.Г.Кадменский, В.Е.Калечиц, А.А.Мартынов. ЯФ, 16, 717, 1972.
4. С.Г.Кадменский, В.И.Фурман. ЭЧАЯ, 6, 469, 1975.
5. А.Б.Мигдал. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер "Наука", 1965.
6. С.Г.Кадменский, Ю.Л.Ратис, К.С.Рыбак, В.И.Фурман.

Труды Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра, Д9682, т.1, стр. 48, ОИЯИ, Дубна, 1976.

7. С.Г.Кадменский, К.С.Рыбак. ЯФ, 19, 971, 1974.
8. С.Г.Кадменский, К.С.Рыбак, В.И.Фурман. ЯФ, 24, 501, 1976.
9. Э.Е.Саперштейн, М.А.Троицкий. ЯФ, 1, 400, 1965.
10. W.I.Furman, S.Holan, S.G.Kadmensky, G.Stratan. Nucl.Phys. A240, 170, 1975.
11. В.П.Крайнов, ЯФ, 3, 804, 1966.
12. В.А.Кравцов. Массы атомов и энергии связи ядер. Атомиздат, 1974 г.
13. Строение атомного ядра, ИИЛ, 1959.
14. K.A.Brueckner, J.L.Gammel, J.T.Kubis.Phys.Rev., 118,1442, 1960.
15. V.J.Emery. Nucl.Phys., 19, 154, 1960.
16. V.J.Emery, A.M.Sessler, Phys.Rev., 119, 248, 1960.
17. I.M.Green, S.A.Moszkowsky, Phys.Rev., 139, 790, 1965.
18. R.C.Kennedy, J.Wilets, E.M.Henley.Phys.Rev.Lett., 12, 36, 1964.
19. E.Jakeman, S.A.Moszkowsky. Phys.Rev., 141, 933, 1966.
20. Z.Bochnacki, I.M.Holban, I.N.Mikhailov. Nucl.Phys., A97, 33, 1967.
21. К.Бракнер, Теория ядерной материи, "Мир", 1964.
22. О.Бор, Б.Моттelson. Структура атомного ядра, "Мир", 1971.
23. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Б.Н.Калинкин. Изв. АН СССР, серия физ., 32, 1690, 1968.
24. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Н.Д.Ширикова. ОИЯИ, Р4-5457, Дубна, 1970.
25. С.А.Артамонов, Ю.И.Харитонов. Препринт ЛИЯФ, № 69, Ленинград, 1973.
26. В.Г.Гуман, С.Г.Оглобин, Ю.И.Харитонов. Сообщение ЛФТИ, 384, Ленинград, 1972.
27. А.И.Вдовин, А.Л.Комов, Л.А.Малов, ОИЯИ, Р4-5125, Дубна, 1970.
28. W.True, S.Ma. Phys.Rev., C9, 2275, 1974.

29. G.Vallois, J.Saudinos, O.Beer.Phys.Lett. 24B, 512, 1967.
30. W.I.Furman, S.Holan, S.G.Kadmensky, G.Stratan. Nucl.Phys., A226, 131, 1974.
31. A.D.Zeh. Zs.für Physik, 1975, 490, 1963.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 февраля 1977 года.