

РАСЩЕПЛЕНИЕ ДВУХЧАСТИЧНЫХ МУЛЬТИПЛЕТОВ КАК КРИТЕРИЙ ОЦЕНКИ ЭНЕРГИИ СПАРИВАНИЯ НУКЛОНОВ

*Л. Т. Имашева*¹, *Б. С. Ишханов*^{1,2}, *С. В. Сидоров*¹,
*М. Е. Степанов*¹, *Т. Ю. Третьякова*^{2,*}

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва

² Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва

В приближении δ -потенциала рассчитаны структуры мультиплетов основного состояния для ядер в широком диапазоне массового числа A и проведен анализ различных массовых соотношений для расчета энергии спаривания. Соответствие между рассчитанной структурой мультиплета и экспериментальными данными может служить критерием выбора соотношения для оценки энергии спаривания.

The ground state multiplet structure for nuclei over a wide range of mass number A was calculated in δ approximation, and different mass relations for pairing energy were analyzed in this work. Correlation between the calculated multiplet structure and experimental data offer a guideline in deciding between mass relations for nucleon pairing.

PACS: 21.10.Dr; 21.30.Fe; 29.87.+g

ВВЕДЕНИЕ

Одним из проявлений спаривания нуклонов в атомном ядре является расщепление массовой поверхности: ядра с четными значениями N и Z сильнее связаны, чем соседние четно-нечетные ядра. Традиционно величина четно-нечетного эффекта (EOS) является оценкой сил спаривания тождественных нуклонов, для ее расчета используются формулы с учетом масс четырех [1] или пяти [2] соседних изотопов:

$$\Delta_n^{(4)}(N) = \frac{(-1)^N}{4} [-S_n(N+1) + 2S_n(N) - S_n(N-1)], \quad (1)$$

*E-mail: tretyakova@sinp.msu.ru

$$\begin{aligned} \Delta_n^{(5)}(N) &= 1/2[\Delta_n^{(4)}(N) + \Delta_n^{(4)}(N + 1)] = \\ &= (-1)^N/8[-S_n(N + 2) + 3S_n(N + 1) - 3S_n(N) + S_n(N + 2)], \end{aligned} \quad (2)$$

где $S_n(N) = B(N) - B(N - 1)$ — энергия отделения нейтрона от ядра (N, Z) ; $B(N)$ — энергия связи ядра. В формулах (1) и (2) для нейтронного EOS число протонов Z фиксировано. Аналогичные формулы (здесь и далее) для протонов могут быть получены путем фиксирования числа нейтронов N и заменой в формулах N на Z .

Значительное число исследований посвящено оценке как вклада в EOS непосредственно спаривания нуклонов, так и вкладов других многочастичных эффектов. В работе [3] в качестве оценки спаривания предлагается использовать наиболее простой вариант оценки EOS по энергиям связи трех соседних ядер:

$$\Delta_n^{(3)}(N) = \frac{(-1)^N}{2}[S_n(N) - S_n(N + 1)], \quad (3)$$

причем показано, что наилучшей оценкой спаривания нуклонов является формула (3) для нечетного числа нейтронов $\Delta_n^{(3)}(N + 1)$. Этот вывод согласуется с прямым определением величины спаривания двух нейтронов Δ_{nn} как разности между энергией отделения пары нейтронов S_{nn} от ядра (Z, N) и удвоенной энергией отделения нейтрона S_n от ядра $(Z, N - 1)$ [4]:

$$\Delta_{nn}(N) = S_{nn}(N) - 2S_n(N - 1) = S_n(N) - S_n(N - 1) = 2\Delta_n^{(3)}(N - 1). \quad (4)$$

В настоящей работе данные варианты расчета EOS проанализированы с использованием еще одного проявления спаривания нуклонов — формирования в спектре низколежащих возбужденных состояний атомного ядра характерных наборов уровней с $J^P = 0^+, 2^+, \dots, J_{\max}^+$ — так называемого мультиплетта основного состояния.

1. МОДЕЛЬ СЕНЬОРИТИ

Анализу эффекта EOS в различных теоретических подходах посвящено много исследований. Вслед за работой [3] рассмотрим соотношения (1)–(4) в модели сеньорити, описывающей движение N нуклонов в 2Ω -кратно вырожденной оболочке. Собственные значения энергии в данной модели могут быть записаны в терминах числа частиц N и сеньорити v — числа неспаренных нуклонов:

$$E(N, v) = -\frac{1}{4}G(N - v)(2\Omega - v - N + 2), \quad (5)$$

где G — параметр спаривания; $2\Omega = 2j + 1$. Для четного числа нуклонов $N = 2n$ для основного состояния сеньорити $v = 0$, для нечетного числа

$N = 2n + 1$ $v = 1$. В [3] получено выражение для EOS-эффекта, определенного выражением (3):

$$\Delta_n^{(3)}(N) = \begin{cases} \frac{1}{2}G\Omega + \frac{1}{2}G & \text{при } N = 2n, \\ \frac{1}{2}G\Omega & \text{при } N = 2n + 1. \end{cases} \quad (6)$$

Поскольку данный результат не зависит от N , то усреднения (1) и (2) для большего числа ядер в модели сеньорити совпадают:

$$\Delta_n^5(N) = \Delta_n^4(N) = \frac{1}{2}G\Omega + \frac{1}{4}G \quad \text{при } N = 2n \text{ и } N = 2n + 1. \quad (7)$$

Выражения для прямого определения энергии спаривания Δ_{nn} в соответствии с (4) дают для четного числа нуклонов меньшее значение, чем $2\Delta_n^{(3)}$:

$$\Delta_{nn}(N) = \begin{cases} G\Omega & \text{при } N = 2n, \\ G\Omega + G & \text{при } N = 2n + 1. \end{cases} \quad (8)$$

В данном предельном случае величина спаривания $\Delta_{nn}(N) = 2\Delta_n^3(N + 1)$ и явным образом не зависит от N .

2. МУЛЬТИПЛЕТ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ

Спаривание тождественных нуклонов приводит к формированию в экспериментальных спектрах характерного набора низколежащих возбужденных состояний с четными значениями полного момента, которые образуют мультиплет основного состояния ядра. Снять вырождение для уровней с $J \neq 0$ в случае пары тождественных нуклонов сверх дважды магического остова можно с использованием в качестве сил спаривания локального δ -потенциала [5]. Уровни мультиплета для $v = 2$ могут быть найдены через относительный сдвиг энергии состояний:

$$\frac{\Delta E_J}{\Delta E_0} = (2j + 1) \begin{pmatrix} j & j & J \\ 1/2 & -1/2 & 0 \end{pmatrix}^2, \quad (9)$$

при этом сдвиг энергии основного состояния ΔE_0 относительно положения вырожденных уровней определяется энергией спаривания Δ_{NN} [6]. Строго говоря, данный подход применим только к ядрам с одной парой тождественных нуклонов (дырок) сверхмагического остова, т. е. вблизи магических чисел [7]. Однако согласно модели сеньорити мультиплет состояний с $v = 2$ совпадает для любого количества пар нуклонов на оболочке. И действительно, как было показано в расчетах последовательностей изотопов и изотонов

в области магических чисел 20, 50, 82, 126 [8], при заполнении подболочек с высокими значениями j от $7/2$ до $11/2$ положение уровней с $J \geq 4$ может быть получено в приближении δ -потенциала с учетом $\Delta E_0 = \Delta_{nn} = 2\Delta_n$. Таким образом, степень соответствия рассчитанных уровней GSM экспериментальным значениям может служить критерием достоверности оценки сил спаривания в данном ядре.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 показаны примеры расчета GSM для ядер ^{210}Po и ^{210}Pb в предположении, что основной конфигурацией является наличие пары протонов (нейтронов) в состоянии $j = 9/2$ сверх дважды магического ^{208}Pb . Видно, что использование энергии спаривания Δ_{nn} (4) приводит к систематическому занижению положения уровней мультиплета, а использование EOS $2\Delta_n^{(3)}$ (3) — к завышению. Данный результат соответствует соотношениям модели сеньорити (8) и (6). Использование усредненных значений $2\Delta_n^{(4)}$ (1) и $2\Delta_n^{(5)}$ (2) улучшает соответствие между теорией и экспериментом. Подобным образом были рассмотрены около 50 четно-четных изотопов, относительно которых можно предположить, что их основная конфигурация формируется одной или несколькими парами тождественных нуклонов в состоянии с $j \geq 7/2$. В качестве критерия оценки расчета использовалась линейная аппроксимация распределения соответствия экспериментальных и рассчитанных значений энергии состояний GSM: $E_{\text{exp}} = AE_{\text{calc}}$. Пример подобной аппроксимации для $2\Delta_n^{(5)}$ приведен на рис. 2, а. Поскольку низколежащие уровни, и в первую очередь состояния $J^P = 2_1^+$, в средних и тяжелых ядрах являются проявлениями коллективных степеней свободы, то был рассмотрен вариант аппроксимаций

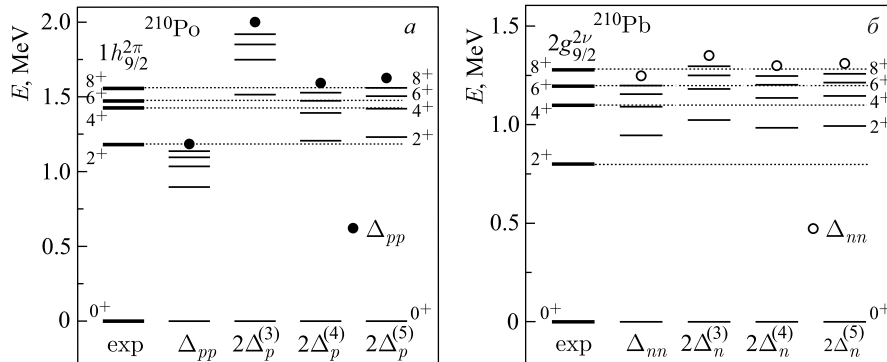


Рис. 1. Экспериментальные спектры [10] и результаты расчета GSM для ядер ^{210}Po (а) и ^{210}Pb (б). Данные для расчета Δ_n и Δ_p взяты из [9]

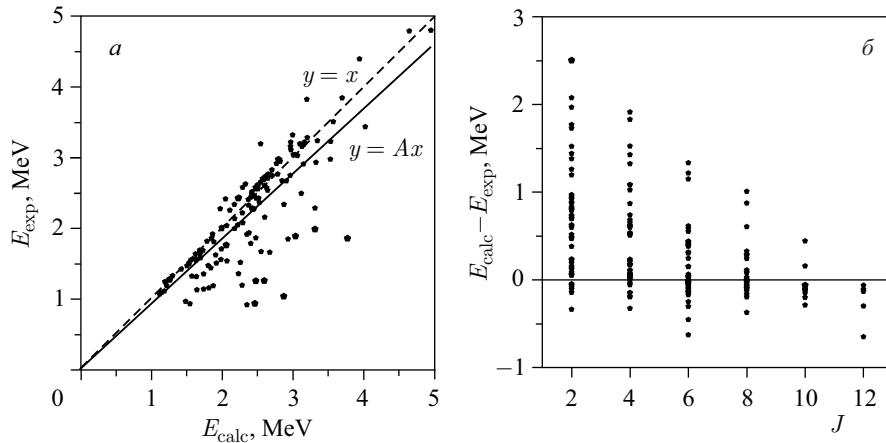


Рис. 2. Результаты для $\Delta E_0 = 2\Delta^{(5)}$. а) Линейная аппроксимация соответствия экспериментальных и расчетных значений энергии состояний GSM без учета уровней 2^+ (справа). б) Отклонение рассчитанных значений от экспериментальных в зависимости от J . Экспериментальные данные взяты из [10]

без учета состояний 2^+ . На рис. 2, б приведено отклонение рассчитанных значений энергии от экспериментальных ($E_{\text{calc}} - E_{\text{exp}}$) в зависимости от J . Видно уменьшение отклонения с ростом J . В качестве предельного варианта были также рассмотрены аппроксимации с учетом только состояний с $J = J_{\text{max}}$.

Результаты приведены в таблице. При учете всех уровней мультиплета наиболее близкое к единице значение коэффициента A соответствует Δ_{nn} при достаточно высоком значении стандартного отклонения σ . Без учета 2^+ , а также с учетом только уровней энергии с J_{max} наилучшую оценку расщепления мультиплета основного состояния с $v = 2$ дает удвоенное значение EOS-эффекта, рассчитанное на основе масс пяти соседних ядер $2\Delta_n^{(5)}$.

Результаты аппроксимации для различных методов оценки энергии спаривания с учетом различных наборов уровней мультиплета

Энергия спаривания	$J > 0$		$J > 2$		$J = J_{\text{max}}$	
	A	σ	A	σ	A	σ
Δ_{NN}	0,991	0,621	1,045	0,550	1,163	0,560
$2\Delta_N^{(3)}$	0,751	0,902	0,799	0,749	0,849	0,608
$2\Delta_N^{(4)}$	0,863	0,647	0,914	0,498	0,991	0,278
$2\Delta_N^{(5)}$	0,871	0,634	0,923	0,488	1,004	0,246

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bohr A., Mottelson B.* Nuclear Structure. V. 1. New York: W. A. Benjamin, 1969.
2. *Madland D. G., Nix J. R.* // Nucl. Phys. A. 1988. V. 476. P. 1.
3. *Dobaczewski J. et al.* // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. P. 024308.
4. *Preston M. A.* Physics of the Nucleus. Reading, MA: Addison-Wesley, 1962.
5. *De-Shalit A.* // Phys. Rev. 1953. V. 91. P. 6;
Talmi I. Simple Models of Complex Nuclei. Chur: Harwood Acad. Publ., 1993.
6. *Ishkhanov B. S., Stepanov M. E., Tretyakova T. Yu.* // Moscow Univ. Phys. Bull. 2014. V. 69. P. 1.
7. *Heyde K. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2002. V. 13. P. 401.
8. *Imasheva L. T. et al.* // Phys. At. Nucl. 2015. V. 78. P. 1463;
Imasheva L. T. et al. // Eur. Phys. J. Web Conf. 2016. V. 107. P. 04005;
Imasheva L. T. et al. // Bull. RAS: Phys. 2016. V. 80. P. 313.
9. *Audi G. et al.* // Chin. Phys. C. 2012. V. 36, No. 12. P. 1287;
Wang M. et al. // Ibid. P. 1603.
10. Database "Centre for Photonuclear Experiments Data SINP MSU".
<http://cdfc.sinp.msu.ru/>; National Nuclear Data Center, Brookhaven, Evaluated Nuclear Structure Data File. <http://ie.lbl.gov/ensdf/>.