

УДК 539.14

*М. А. Мардыбан, Д. А. Сазонов, Е. А. Колганова, Р. В. Джолос***Исследование изменения формы ядер ^{96}Zn и ^{96}Mo с ростом энергии возбуждения**

Наблюдаемые свойства низколежащих коллективных возбуждений ^{96}Zn и ^{96}Mo исследованы в рамках коллективной квадрупольной модели ядра с гамильтонианом Бора, потенциальная энергия которого имеет два минимума – сферический и деформированный. Получено удовлетворительное описание энергий возбуждения и вероятностей $E2$ переходов. Показано, что в случае ^{96}Zn оба минимума имеют достаточно большую глубину, тогда как в случае ^{96}Mo деформированный минимум лишь намечен.

Ключевые слова: структура ядра, коллективный гамильтониан, квадрупольная деформация

Об авторах

Мардыбан Мария Александровна – студент-магистр кафедры фундаментальных проблем физики макромира государственного университета «Дубна». *E-mail:* makhnovetsm@mail.ru. 141981, Московская область, г. Дубна, ул. Университетская, д. 19.

Сазонов Дмитрий Андреевич – аспирант кафедры системного анализа и управления государственно-го университета «Дубна».

Колганова Елена Александровна – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры фундаментальных проблем физики макромира государственного университета «Дубна».

Джолос Ростислав Владимирович – доктор физико-математических наук, профессор кафедры ядерной физики государственного университета «Дубна».

При исследовании ядер, сосредоточенных в областях между магическими числами, может наблюдаться значительное изменение формы ядра при увеличении энергии возбуждения. Это обусловлено тем, что с увеличением энергии возбуждения увеличивается количество валентных нуклонов или «дырок» в недозаполненных оболочках [20; 3; 6]. Такие ядра стали предметом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований в обширной области карты нуклидов.

Описание процессов деформации ядер удобно производить в рамках коллективной модели ядра. Основная идея коллективной модели заключается в том, что огромное количество степеней свободы ядра как многочастичной квантовой системы объединяется в коллективные моды, играющие основную роль в описании свойств ядра при низких энергиях. После определения коллективных мод возбуждения в геометрической коллективной модели строится коллективный гамильтониан (гамильтониан Бора), который в свою очередь состоит из потенциала ядра, зависящего от коллективных переменных, энергии вращения и кинетической энергии

коллективного движения.

Как правило, изменения форм ядер с ростом энергии возбуждения во многих цепочках изотопов и изотонов происходят достаточно плавно, однако экспериментально обнаружено резкое изменение формы некоторых изотопов. Нетипичное изменение формы отображает специфику ядер с числом нуклонов $A \approx 100$.

Структура изотопов Zr исследовалась во многих работах [1; 4; 5; 10–14; 16–20]. Существование сильно деформированных возбужденных состояний со сферическими основными состояниями были обнаружены в изотопах Sr, Zr и Mo [2; 8; 9]. В таких ядрах наряду с резким становлением деформации можно наблюдать сильное или слабое смешивание конфигураций различных форм ядра. Информация об этом может быть получена из экспериментальных данных о вероятностях электромагнитных переходов. Например, измерение характеристик распада 2_2^+ состояния ^{96}Zr и ^{96}Mo позволило установить резкое изменение формы с ростом энергии возбуждения в этих ядрах [7; 15]. Интерпретация наблюдаемых свойств ^{96}Zn и ^{96}Mo в рамках коллективной модели ядра является задачей данной работы.

Для исследования наблюдаемого явления сосуществования деформированных и сферических состояний при низких энергиях в ^{96}Zn и ^{96}Mo рассматриваются свойства этих ядер в рамках коллективной модели с гамильтонианом, потенциальная энергия которого имеет два минимума: сферический и деформированный. В данной работе экспериментальные данные анализируются, основываясь на потенциале, зависящем от деформации β . Все другие характеристики потенциала: относительная глубина обоих минимумов, ширина и высота барьера, разделяющего эти минимумы, жесткости потенциала вблизи минимумов, варьируются без дополнительных ограничений, но так, чтобы достичь удовлетвори-

тельного описания свойств низколежащих коллективных состояний. Таким образом, основная цель данной работы – найти потенциал, позволяющий описать характеристики 0_1^+ , 0_2^+ , и 2_1^+ , 2_2^+ состояний ^{96}Zn и ^{96}Mo .

В общем случае коллективный гамильтониан является суммой кинетической энергии β -колебаний, кинетической энергии γ -колебаний, их перекрестного члена, а также энергии вращения и потенциальной энергии. Предположим, что переменные γ и β могут быть отделены друг от друга, а волновые функции сконцентрированы при $\gamma = 0$. В результате гамильтониан принимает следующий вид:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2B_0} \frac{1}{b_{rot}^{\frac{3}{2}}} \frac{1}{\beta^4} \frac{\partial}{\partial \beta} \beta^4 b_{rot}^{\frac{3}{2}} \frac{\partial}{\partial \beta} + \frac{\hbar^2}{2B_0} \frac{\hat{I}^2 - \hat{I}_3^2}{3b_{rot}\beta^2} + V(\beta),$$

$$I_k = 4b_{rot}\beta^2 \sin^2 \left(\gamma - \frac{2k\pi}{3} \right). \quad (1)$$

Здесь параметр B_0 является общим размерным масштабным коэффициентом, а b_{rot} – безразмерный вращательный коэффициент инерции.

Для последующих вычислений удобно исключить из гамильтониана (1) слагаемые с оператором дифференцирования по β в пер-

вой степени. С этой целью представим коллективную волновую функцию $\psi(\beta)$ в виде $\psi(\beta) = g(\beta)\Phi(\beta)$ и определим $g(\beta)$ так, чтобы исключить из соответствующего уравнения Шредингера первую производную Φ . Тогда уравнение Шредингера для Φ принимает вид:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2B_0} \frac{d^2}{d\beta^2} + \frac{\hbar^2}{2B_0} \frac{\hat{I}^2 - \hat{I}_3^2}{3b_{rot}\beta^2} + V(\beta) + \frac{\hbar^2}{B_0} \frac{1}{\beta^2} \right\} \Phi = E\Phi. \quad (2)$$

Чтобы описать форму потенциала, мы фиксируем несколько точек, характеризующих положения сферического и деформированного минимумов, жесткости потенциалов вблизи минимумов, высоту и ширину барьера, разделяющего оба минимума. Потенциальная энергия как функция β определяется с помощью кубической сплайн-интерполяции между выбранными точками. После этого уравнение Шредингера (2) решается численно с нулевыми граничными условиями, варьируя положения отобранных точек так, чтобы достичь удовлетворительного описания энергий возбуждения 2_1^+ и 2_2^+ состояний и следующих

вероятностей E2-переходов: $V(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_2^+)$, $V(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ и $V(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$. Число выбранных точек изменялось в пределах от 10 до 13. Параметр B_0 определялся так, чтобы фиксировать энергию 0_2^+ состояния. В соответствии с результатами, полученными ранее при анализе свойств сильно деформированных ядер, мы фиксировали $b_{rot} = 0.2$.

Результаты расчета для ядра ^{96}Zr представлены на рис. 1. Как видно из рис. 1, согласие между результатами расчетов и экспериментальными данными вполне удовлетворительное.

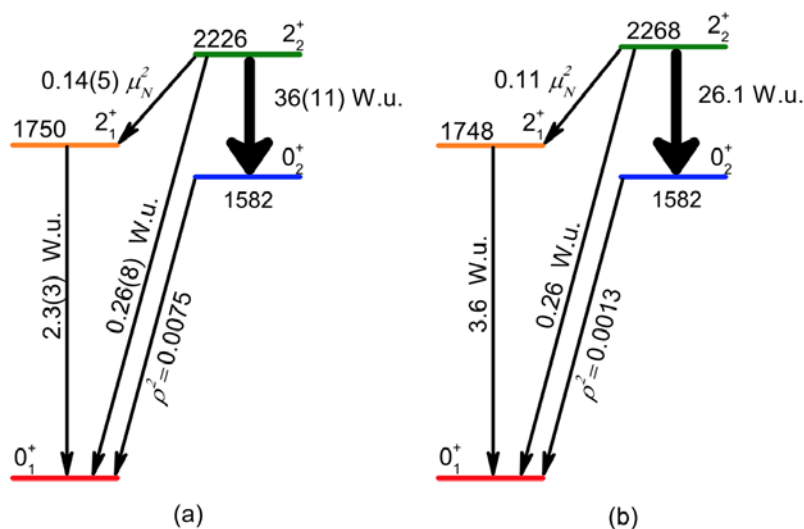


Рис. 1. Экспериментальные (а) и расчетные (б) низколежащие состояния ^{96}Zr . Энергии возбуждения приведены в кэВ. Значения вероятностей электрических переходов в одночастичных единицах, значения вероятностей магнитных переходов приведены в магнетонах Бора

Коллективный потенциал, определенный на основе коллективной модели с помощью описанной выше процедуры, показан на рис. 2. Высота барьера, разделяющего два

минимума, отсчитанная от энергии основного состояния, составляет 2.45 МэВ. Волновые функции основного и возбужденных состояний приведены на рис. 3.

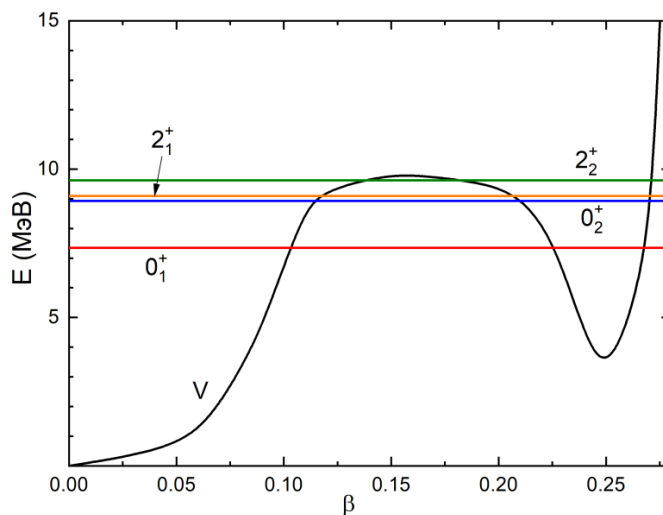


Рис. 2. Потенциальная энергия $V(\beta)$ и рассчитанные уровни энергии ядра ^{96}Zr

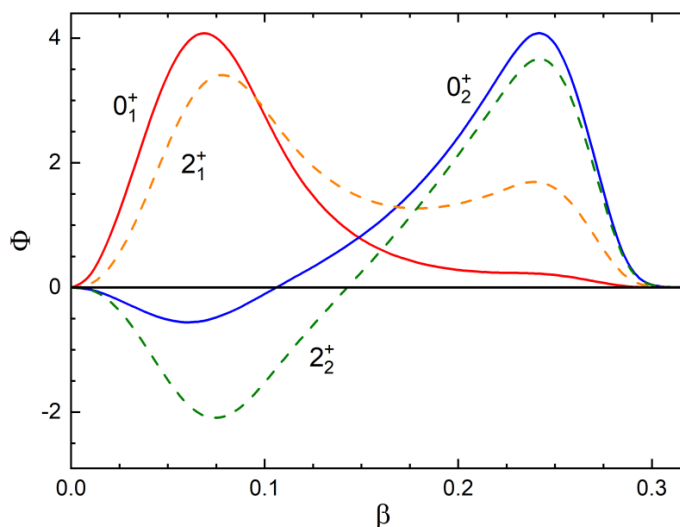


Рис. 3. Волновые функции Φ основного и возбужденных состояний ^{96}Zr

Как видно из рис. 3, волновые функции 0_1^+ и 2_1^+ состояний сконцентрированы в основном в сферической яме, а волновые функции 0_2^+ и 2_2^+ состояний – в деформированной

яме. Результаты расчета энергий возбужденных состояний и вероятностей электромагнитных переходов в ^{96}Mo приведены на рис. 4.

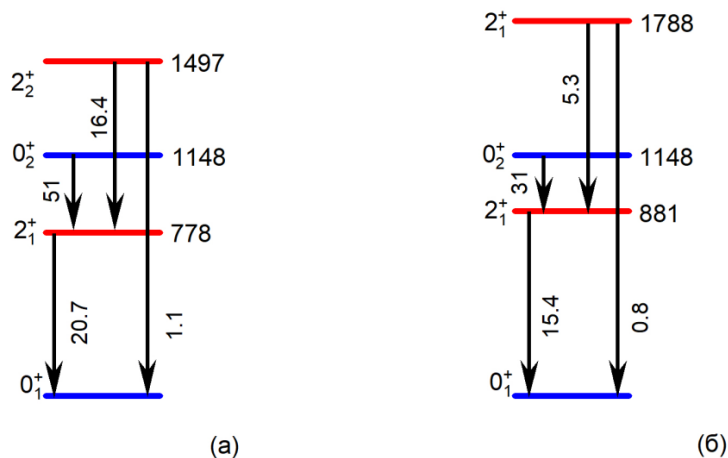


Рис. 4. Экспериментальные (а) и расчетные (б) низколежащие состояния ^{96}Mo . Энергии возбуждения приведены в кэВ. Значения вероятностей электрических переходов в одночастичных единицах, значения вероятностей магнитных переходов приведены в магнетонах Бора

Таким образом, в данной работе исследована возможность описания свойств низколежащих коллективных состояний ^{96}Zr и ^{96}Mo на основе коллективного квадрупольного гамильтониана Бора с потенциалом, имеющим два минимума: сферический и деформированный. В случае ^{96}Zr оба минимума имеют достаточно большую глубину. В случае ^{96}Mo деформированный минимум лишь намечен. Получено хорошее согласие рассчитанных

характеристик обоих ядер с экспериментальными данными.

Библиографический список

1. Böyükata M., Van Isacker P., Uluer I. // J. Phys. G. 2010. V. 37. P. 105102.
2. Büscher M., Casten R.F., Gill R.L., Schuhmann R., Winger J.A., Mach H., Moszyński M., Sistemich K. // Phys. Rev. C. 1990. V. 41. P. 1115.

3. Cejnar P., Jolie J., Casten R.F. // *Rev. Mod. Phys.* 2010. V. 82. P. 2155.
4. Fortune H.T. // *Phys. Rev. C* 95. 2017. P. 054313.
5. Garcia-Ramos J.E., Heyde K., Fossion R., Hellemans V., De Baerdemacker S. // *Eur. Phys. J. A* 2005. V. 26. P. 221.
6. Heyde K., Wood J.L. // *Rev. Mod. Phys.* 2011. V. 83. P. 1467; Erratum // *Rev. Mod. Phys.* 2011. V. 83. P. 1655.
7. Kremer C., Aslanidou S., Bassauer S., Hilcker M., Krugmann A., von Neumann-Cosel P., Otsuka T., Pietralla N., Ponomarev V. Yu., Shimizu N., Singer M., Steinhilber G., Togashi T., Tsunoda Y., Werner V., Zweidinger M. // *Phys. Rev. Lett.* 2016. V. 117. P. 172503.
8. Lhersonneau G., Dendooven P., Honkanen A., Huhta M., Jones P.M., Julin R., Juutinen S., Oinonen M., Penttilä H., Persson J.R., Peräjärvi K., Savelius A., Wang J.C., Äystö J. // *Phys. Rev. C* 1997. V. 56. P. 2445.
9. Lhersonneau G., Pfeiffer B., Kratz K.-L., Enqvist T., Jauho P.P., Jokinen A., Kantele J., Leino M., Parmonen J.M., Penttilä H., Äystö J. // *Phys. Rev. C* 49. 1994. P. 1379.
10. Liu Y.-X., Sun Y., Zhou X.-H., Zhang Y.-H., Yu S.-Y., Yang Y.-C., Jin H. // *Nucl. Phys. A* 858. 2011. P. 11.
11. Mei H., Xiang J., Yao J.M., Li Z.P., Meng J. // *Phys. Rev. C* 85. 2012. P. 034321.
12. Ozen C., Dean D.J. // *Phys. Rev. C* 73. 2006. P. 014302.
13. Petrovici A., Schmid K.W., Faessler A. // *J. Phys. Conf. Ser.* 2011. V. 312. P. 092051.
14. Petrovici A. // *Phys. Rev. C* 2012. V. 85. P. 034337.
15. Pietralla N. et al. // *Eur. Phys. J.: Web of Conf.* 2018. V. 178. P. 02007.
16. Rodríguez-Guzmán R., Sarriguren P., Robledo L.M., Perez-Martin S. // *Phys. Lett. B* 2010. V. 691. 2010. P. 202.
17. Skalski J., Heenen P.-H., Bonche P. // *Nucl. Phys. A* 1993. V. 559. P. 221.
18. Skalski J., Mizutori S., Nazarewicz W. // *Nucl. Phys.* 1997. V. 617. P. 282.
19. Sieja K., Nowacki F., Langanke K., Martínez Pinedo G. // *Phys. Rev. C* 2009. V. 79. P. 064310; Erratum // *Phys. Rev. C* 2009. V. 80. P. 019905.
20. Xiang J., Li Z.P., Li Z.X., Yao J.M., Meng J. // *Nucl. Phys. A* 2012. V. 873. P. 1.

*Поступила в редакцию
16.12.2019*