АДИАБАТИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ КВАДРУПОЛЬ-ОКТУПОЛЬНОГО РОТАТОРА

М.С. Надирбеков*,[1], О.А. Бозаров[1], М. Туламетов[2]

[1]Институт ядерной физики АН РУз, Улугбек, 100214, Ташкент, Узбекистан
[2]Ташкентский химико-технологический институт, Шайхонтоурский р-н, Навои 32, 100011, Ташкент, Узбекистан

(Получена 15.10.2020)

* Corresponding author: nodirbekov@inp.uz, Phone: +998 97 470 32 60

Изучены возбужденные коллективные состояния деформированных четно-четных ядер с квадрупольной и октупольной деформациями в рамках приближения неаксиального квадруполь-октупольного ротатора. Матричные элементы гамильтониана неаксиального ротатора вычислены численно для заданного значения углового момента четно-четного ядра I. Проведены расчеты энергий уровней возбужденных коллективных состояний yrast- и γ-полос четно-четных ядер ^{152,154}Sm, ^{230}Th и ^{238}U, которые сравниваются с соответствующими экспериментальными данными. При этом рассматриваются энергетические уровни γ-полос с большими спинами.

Ключевые слова: спектр коллективного возбуждения; yrast- и γ-полоса; оператор вращательной энергии; полный угловой момент; высокоспиновые состояния.

The excited collective states of deformed even-even nuclei with quadrupole and octupole deformations have been studied in the framework of the approximation of a nonaxial quadrupole-octupole rotator. The matrix elements of the Hamiltonian of the nonaxial rotator are calculated numerically for a given angular momentum of an even-even nucleus I. The energies of the excited collective states of the yrast and γ-bands of the even-even nuclei ^{152,154}Sm, ^{230}Th and ^{238}U are calculated and they are compared with the corresponding experimental data. In this case, the energy levels of the γ-band with high spin states are considered.

Keywords: spectrum of collective excitation; yarst- and γ-bands; operator of rotational energy; total angular momentum; high-spin states.

I. Введение

Ранее коллективные свойства тяжелых ядер часто рассматривались с учетом квадрупольных деформаций. В этом случае возбужденные колебательно-вращательные состояния [1-3], связанные с небольшими эллипсоидальными колебаниями поверхности ядра, вращающегося вокруг оси, перпендикулярной оси симметрии ядра, образуют энергетические уровни с последовательностью спинов $I^{\pi} = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+, \ldots$.

Появление асимметричных форм отражения в атомных ядрах связано с проявлением октупольных степеней свободы [2, 4]. В этом случае поверхность ядра имеет симметричную грушевидную форму. А возбужденные коллективные состояния имеют последовательность спинов $I^{\pi} = 1^-, 3^-, 5^-, 7^-, 9^-, \ldots$.

Физические характеристики систем с симметрией формы ядер связаны с нарушением R- и P-симметрии [2]. Известно, что эти симметрии нарушаются по отдельности, а система может оставаться инвариантной относительно оператора их произведения $[PR]^{-1}$ [2, 3]. Тогда возбужденные коллективные состояния имеют последовательность спинов переменной четности $I^{\pi} = 0^+, 1^-, 2^+, 3^-, 4^+, 5^-, \ldots$.

В работах [1, 5-14] даются объяснения возбужденным коллективным состояниям аксиально-симметричных и неаксиальных четно-четных ядер. В работе [7] квадрупольные колебания поверхности ядра рассматриваются в адиабатическом приближении, а в модели Давыдова-Чабана [8] в неадиабатическом приближении. В работах [9-12] неаксиальные деформации формы ядра рассматриваются как в модели Давыдова-Чабана, но с квадрупольной и октупольной деформациями. Одним из свойств коллективных возбуждений ядер является появление γ-полос при неаксиальных деформациях формы ядра [7, 8]. В работе [15] развита коллективная модель ядра в адиабатическом приближении неаксиального квадрупольоктупольного ротатора. Дано описание структуры энергий уровней переменной четности yrast-полосы в спектре коллективного возбуждения тяжелых четно-четных ядер. Но в этой работе γ-полоса коллективных возбуждений этих ядер не рассмотрена.

Целью данной работы является количественное объяснение структуры yrast- и γ-полос в рамках приближения неаксиального квадрупольоктупольного ротатора.

II. Адиабатическое приближение квадрупольоктупольного ротатора

В адиабатическом приближении коллективное вращательное движение ядра рассматривается отдельно от других степеней свободы, а соответствующий энергетический спектр описывается гамильтонианом неаксиального ротатора:

$$\hat{H}_{rot} = \sum_{i=1}^{3} \frac{\hbar^2 \hat{I}_i^2}{2J_i}, \qquad (1)$$

где $\hat{I}_i$ (i=1,2,3) – компоненты оператора углового момента, а J_i – соответствующие компоненты момента инерции [12]. В работе [15] параметры деформации рассматривались как константы, значения которых β_{2eff}, γ_{eff} и β_{3eff}, η_{eff} эффективно определяются жестким неаксиальным ротатором и, вводя следующие параметры $\tilde{B}_2 = 8B_2\beta_{2eff}^2$ и $\tilde{B}_3 = 8B_3\beta_{2eff}^2$, получим гамильтониан (1) в виде

$$\hat{H}_{rot} = \sum_{1}^{3} \hbar^2 A_i(\tilde{B}_2, \tilde{B}_3, \gamma_{eff}, \eta_{eff})\hat{I}_i^2 \qquad (2)$$

в зависимости от четырех параметров $\tilde{B}_2$, $\tilde{B}_3$, γ_{eff}, η_{eff}; $A_i(\tilde{B}_2, \tilde{B}_3, \gamma_{eff}, \eta_{eff})$ (i=1,2,3) – коэффициенты момента инерции.

Матричные элементы гамильтониана (1) имеют следующий вид

$$\left\langle IMK'\pi \middle| \hat{H}_{rot} \middle| IMK\pi \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{(1+\delta_{K',0})(1+\delta_{K,0})}} \times \left\{ \left[(A_1 + A_2)I(I+1) - (A_1 + A_2 - 2A_3)K^2 \right] \left[\delta_{K'K} + \delta_{K',-K} \right] + \right.$$
$$\left. +2(A_1 - A_2)\left[f(I,K)\delta_{K',K+2} + f(I,-K)(\delta_{K',K-2} + \delta_{K',-K+2}) \right] \right\}, \qquad (3)$$

где
$$f(I,K) = \frac{1}{4}\sqrt{(I+K+2)(I+K+1)(I-K-1)(I-K)}\,. \qquad (4)$$

III. γ-полоса возбужденных коллективных состояний четно-четных ядер

Матричные элементы гамильтониана (3) вычисляются численно для заданного значения углового момента I. Энергетический спектр $E^n(I)$ в (3), где квантовые числа n=1,2,3,... (ограниченное $K \le I$) соответствуют первому, второму и третьему собственным значениям $\hat{H}_{rot}$. Таким образом, квантовое число n определяет различные полосы возбужденных коллективных состояний, деформированных неаксиальных четно-четных ядер. Например, эти возбуждения сгруппированы в следующие полосы.

1) Состояния с n=1 называются yrast-полосой переменной четности с последовательностью спинов: $I_n^+ = 0_1^+; 1_1^-; 2_1^+; 3_1^-; 4_1^+; 5_1^-; 6_1^+ ...$

2) Состояния с n=2 называются "первая-аномальная-полоса" [1] (γ-полоса) с последовательностью спинов: $I_n^+ = 2_2^+; 3_1^+; 4_2^+; 5_1^+; 6_2^+ ...$

3) Состояния с n=3 называются "вторая-аномальная-полоса" [1] с последовательностью спинов : $I_n^+ = 4_3^+; 5_2^+; 6_3^+; 7_2^+; 8_3^+ ...$

Теоретический спектр, полученный с помощью описанной выше процедуры диагонализации, был применен для описания энергий уровней переменной четности yrast-полосы четно-четных ядер в области актинидов: $^{228\text{-}232}$Th, $^{230\text{-}238}$U и ^{240}Pu [15]. Однако в экспериментах [16], наряду с yrast

© Академия наук Республики Узбекистан, 2020 г.

полосой, наблюдаются другие энергетические полосы коллективных возбуждений. Учет эффективной неаксиальности ротатора приводит к появлению новых аномальных энергетических полос, которые в этой модели рассматриваются как вращательные и, в действительности, являются сложным возбуждением "вращательно-γ-колебательного" типа [1]. Следовательно, одновременное описание энергий уровней yrast- и γ-полос четно-четных ядер является важной задачей.

IV. Численные расчеты и сравнение с экспериментом

Сравнение теоретических и экспериментальных значений энергий уровней yrast- и γ-полос представлено на рис. 1-4 для четно-четных ядер ^{152,154}Sm, ^{230}Th и ^{238}U. Значения теоретических параметров $\tilde{B}_2$ (измеряется в единицах $\hbar^2\cdot$МэВ$^{-1}$), $\tilde{B}_3$ ($\hbar^2\cdot$МэВ$^{-1}$), γ_{eff} (в градусах), η_{eff} (в градусах), а также средне-квадратичные отклонения теоретических и экспериментальных значений энергий уровней (RMS) получены методом наименьших квадратов (приведены в скобках на подрисуночных подписях). Отметим, что значения RMS (при ≤100 кэВ) являются хорошим критерием применимости различных моделей [17]. Значения RMS для ядер ^{154}Sm (129.2 кэВ) и ^{238}U (RMS=144.7 кэВ) превышают указанные выше значения. Это означает, что для этих ядер приближение трехмерного квадруполь-октупольного ротатора является более грубым, поэтому здесь учет динамики аксиальных деформаций является важным.

Для более подробного понимания физического содержания результатов надо проанализировать значения модельных параметров. Отметим, что эффективный массовый параметр $\tilde{B}_2 \approx 100$ $\hbar^2\cdot$МэВ$^{-1}$ квадрупольной деформации на два порядка больше по величине, чем октупольный $\tilde{B}_3 \approx 1$ $\hbar^2\cdot$МэВ$^{-1}$. Это означает, что квадрупольная деформация является доминирующей коллективной формой, тогда как октупольная деформация является малой поправкой. Отметим, что значения $\tilde{B}_2$ и $\tilde{B}_3$, используемые в модели, локализованы приблизительно в пределах 100 $\hbar^2\cdot$МэВ$^{-1}$ и 1 $\hbar^2\cdot$МэВ$^{-1}$ соответственно. Это означает, что полный энергетический масштаб коллективного движения различных ядер, которые рассматриваются в этом подходе, вполне однозначно определен.

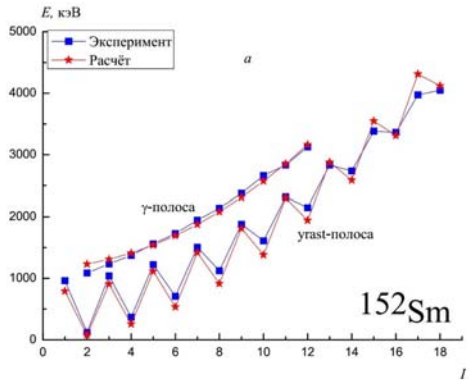


Рисунок 1. Теоретические и экспериментальные значения энергетических уровней yrast- и γ-полос для ядра ^{152}Sm (значения параметров $\tilde{B}_2$ =55.1; $\tilde{B}_3$ =1; γ_{eff}=10, η_{eff} =53.8 и RMS=129.2 кэВ).

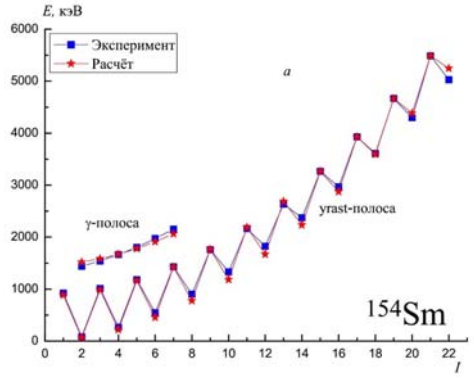


Рисунок 2. То же самое, как на рис. 1, для ядра ^{154}Sm ($\tilde{B}_2$ =64; $\tilde{B}_3$ =1; γ_{eff}=8.3, η_{eff}=54.6 и RMS=81.3 кэВ).

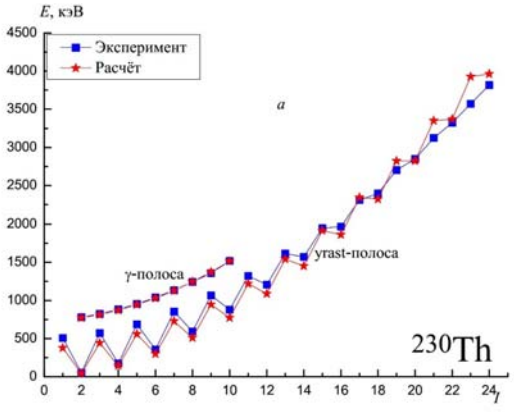


Рисунок 3. То же самое, как в рис. 1, для ядра ^{230}Th ($\tilde{B}_2$ =98.3; $\tilde{B}_3$ =3.8; γ_{eff}=9.4, η_{eff}=53.3 и RMS=107.6 кэВ).

© Академия наук Республики Узбекистан, 2020 г.

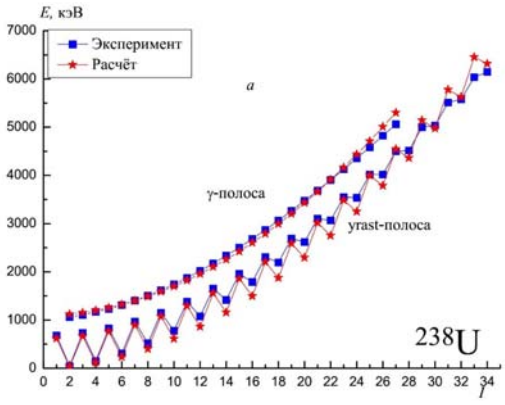


Рисунок 4. То же самое, как в рис. 1, но для ядра ^{238}U ($\tilde{B}_2$ =123; $\tilde{B}_3$ =2; γ_{eff}=6.9; η_{eff} =55.3 и RMS=144.7 кэВ).

Из-за недиагональных матричных элементов в ур-нии (3), которые смешивают базисные состояния с ΔK=2 (K – смешивания), уровни отрицательной четности кажутся перемещенными относительно энергий уровней положительной четности в yrast-полосе. В рассматриваемых ядрах энергетический сдвиг между уровнями с положительной и отрицательной четностью в yrast-полосе можно объяснить одновременным присутствием трехмерных квадрупольных и октупольных деформаций, что может быть связано с эффектом K-смешивания, а не только с эффектом четности. Таким образом, рассмат-риваемый трехмерный подход квадруполь-октупольного ротатора позволяет воспроизвести наблюдаемое поведение энергетических уровней yrast- и γ-полос.

V. Заключение

Изучены возбужденные коллективные состояния деформированных четно-четных ядер с квадрупольной и октупольной деформациями в рамках приближения неаксиального квадруполь-октупольного ротатора. Матричные элементы гамильтониана неаксиального ротатора вычислены численно для заданного значения углового момента четно-четного ядра I. Проведены расчет энергий уровней возбужденных коллективных состояний yrast- и γ-полос четно-четных ядер ^{152,154}Sm, ^{230}Th и ^{238}U, и сравнение их с соответствующими экспериментальными данны-ми. При этом рассматриваются энергетические уровни γ-полос с большими спинами.

Хотя настоящее приближенное описание противоречит пониманию о явном проявлении аксиальных деформаций в тяжелых ядрах, это исследование показывает, что приближение трехмерного квадруполь-октупольного ротатора может служить основанием для расширенного рассмотрения ядерных вращений с квадруполь-октупольными колебаниями с присутствием динамических неаксиальных степеней свободы.

Метаданные

Adiabatic approximation of a quadrupole-octopole rotator

M. S. Nadirbekov[1], O. A. Bozarov[1], M. Tulametov[2]

[1]Institute of Nuclear Physics, Uzbekistan Academy of Sciences, Ulugbek, 100214, Tashkent, Uzbekistan
[2]Tashkent Institute of Chemical Technology, Shaykhontour district. Navoi str., 32, 100011, Tashkent, Uzbekistan

The excited collective states of deformed even-even nuclei with quadrupole and octupole deformations have been studied in the framework of the approximation of a nonaxial quadrupole-octupole rotator. The matrix elements of the Hamiltonian of the nonaxial rotator are calculated numerically for the given angular momentum of an even-even nucleus I. The energies of the excited collective states of the yrast and γ-bands of the even-even nuclei ^{152,154}Sm, ^{230}Th and ^{238}U are calculated and they are compared with the corresponding experimental data. In this case, the energy levels of the γ-band with high spin states are considered.

Keywords: spectrum of collective excitation; yarst- and γ-bands; operator of rotational energy; total angular momentum; high-spin states.

Литература (References)

[1] A.S. Davydov. Vozbuzhdennie sostoyaniya atomnikh yader (Atomizdat, Moskva, 1967).
[2] A.Bohr and B.R. Mottelson. Nuclear Structure, Vol. II (World Scientific, Singapore, 1998).
[3] R.F. Casten. Nucl. Phys. A **443**, 1-188 (1985).
[4] P.A. Butler and W. Nazarewicz. Rev. Mod. Phys. **68**. 349-421 (1996).
[5] A. Bohr. Dan. Mat. Fys. Medd. **26**, No.14, 1-40 (1952).
[6] A. Bohr, B.R. Mottelson. Dan. Mat. Fys. Medd. **27**, 1-176 (1953).
[7] A.S. Davydov and G.F. Filippov. Nucl. Phys. **8**, 237-249 (1958).
[8] A.S. Davydov and A.A. Chaban. Nucl. Phys. **20**, 499-508 (1960).
[9] S.A. Williams and J.P. Davidson. Can. J. Phys. **40**, 1423-1435 (1962).
[10] J.P. Davidson. Nucl. Phys. **33**, 664-679 (1962).
[11] M.G. Davidson. Nucl. Phys. **69**, 455-464 (1965).
[12] M.G. Davidson. Nucl. Phys. A **103**, 153-164 (1967).
[13] J.P. Davidson. Rev. Mod. Phys. **37**, 105-158 (1965).

© Академия наук Республики Узбекистан, 2020 г.

[14] J.P. Davidson. Collective Models of the Nucleus (Academic Press Inc., New York, 1968).
[15] M.S. Nadirbekov, N. Minkov, W. Scheid, M. Strecker. IJMPE **25**, 1650022-1650036 (2016).
[16] M.S, Nadirbekov and G.A. Yuldasheva. IJMPE **23**, 1450034- 1450050 (2014).
[17] http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/, Evaluated and Compiled Nuclear Structure Data:

Адиабатик яқинлашишда квадрупол-октупол ротаторини ўрганиш.

М.С. Надирбеков[1], О.А. Бозаров[1], М. Туламетов[2]

[1]Ядро физикаси институти, Ўзбекистон Республикаси Фанлар академияси, Улуғбек, 100214, Тошкент, Ўзбекистон
[2]Тошкент кимё-технология институти, Шайхонтоур тумани, Навоий кўч., 32, 100011 Тошкент, Ўзбекистон

Деформацияланган жуфт-жуфт ядроларнинг уйғонган коллектив ҳолатлари ноаксиал квадрупол-октупол ротатор яқинлашуви доирасида ўрганилди. Ноаксиал ротатор гамильтониани матрица элементлари жуфт-жуфт ядро айланма моментининг берилган қиймати I учун тақрибий ҳисобланди. ^{152,154}Sm, ^{230}Th ва ^{238}U жуфт-жуфт ядроларининг yrast- ва γ-полосаларининг уйғонган коллектив ҳолатлари энергетик сатҳлари ҳисобланди ва уларни тегишли экспериментал натижалар билан таққосланди. Бунда, γ-полоса энергия сатҳларининг юқори спинли ҳолатлари ҳисобга олинди.

Калит сўзлар: коллектив уйғонган ҳолатлар спектри; yrast- ва γ-полоса; айланма энергия оператори; тўла айланиш моменти; юқори спинли ҳолатлар.

© Академия наук Республики Узбекистан, 2020 г.