КОЛЛЕКТИВНЫЕ СОСТОЯНИЯ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР В ПРИБЛИЖЕНИИ ПРОИЗВОЛЬНОЙ НЕАКСИАЛЬНОСТИ

М.С. Надирбеков*[,1], С.Н. Кудиратов[1], М. Туламетов[2]

[1]Институт ядерной физики АН РУз, Улугбек, 100214 Ташкент, Узбекистан
[2]Ташкентский химико-технологический институт, ул. Навои, № 32, 100011 Ташкент, Узбекистан

Получена 15.07.2019

* Corresponding author: e-mail: nodirbekov@inp.uz

Изучены возбужденные коллективные состояния тяжелых четно-четных ядер квадрупольного типа в рамках приближения произвольной неаксиальности. Спектр энергий возбужденных уровней основной, β- и γ-полос ядер ^{152}Sm, ^{156}Dy, ^{164,166}Er и ^{230}Th описаны в рамках приближения произвольной неаксиальности неадиабатической коллективной модели. Энергетическому спектру γ-полосы с большими спинами уделено особое внимание. Для описания спектра коллективных состояний рассматриваемых ядер учтены члены первого и второго порядка в разложении оператора вращательной энергии по переменной γ.

Ключевые слова: основная, β- и γ-полосы; произвольная неаксиальность; оператор вращательной энергии; полный угловой момент; спектр коллективного возбуждения; высокоспиновые состояния.

The excited collective states of heavy even-even nuclei of the quadrupole type are studied in the framework of an arbitrary nonaxiality approximation of the nonadiabatic collective model. The energy spectrum of the excited levels of the ground, β- and γ-bands of ^{152}Sm, ^{156}Dy, ^{164,166}Er and ^{230}Th nuclei are described. The energy spectrum of the gamma-band with high spins has received the special attention. In the description of the energy levels of these nuclei, the first and second order terms in the expansion of the rotational energy operator with respect to the variable γ are taken into account.

Key words: ground, β- and γ-band; free triaxiality; operator of rotational energy; total angular momentum; spectrum of collective excitation; high-spin states.

I. Введение

Неадиабатическая коллективная модель, учитывающая связь вращательного движения с продольными и поперечными колебаниями поверхности ядра, позволяет объяснить ряд закономерностей, наблюдаемых в спектрах возбуждения деформируемых неаксиальных четно-четных ядер [1-10].

В работе [5] в рамках различных приближений неадиабатической коллек тивной модели рас смотрены характеристики возбужденных уровней тяжелых ядер основной, β- и γ-полос положительной четности, а также изменения спектра энергетических уровней от ядра к ядру в четно-четных ядрах [1, 2, 5, 11, 12].

В работе [13] в рамках модели произвольной неаксиальности дано количественное описание низколежащих коллективных состояний основной, γ-вращательной и β-вращательно-вибрационной полос положительной четности.

Выявлено вырождение низкоспиновых уровней β- и γ-полос [14] в спектрах тяжелых четно-четных ядер. Оценен вклад членов первого и второго порядка в разложении оператора вращательной энергии по переменной γ в энергетические уровни коллективных состояний тяжелых ядер. Однако в работах [11-14] ΔI=1 "staggering" эффект (I – спин четно-четного ядра), наблюдаемый в γ-полосе коллективного спектра четно-четных ядер не рассматривался [15]. Для описания этого эффекта значения углового момента коллективного спектра γ-полосы должны принимать большие значения ($I \geq 8$). Поэтому описание спектра коллективных состояний с большими спинами γ-полосы является актуальным.

II. Приближение произвольной неаксиальности

Энергетические уровни основной, γ-вращательной и вращательно-β-вибрационной полос четно-четных ядер описываются оператором Гамильтона, содержащим пять динамических переменных β, γ, θ_1, θ_2, θ_3. Этот оператор определяется выражением [2]:

$$\hat{H} = \frac{\hbar^2}{2B}\left[\frac{1}{4}\frac{\partial}{\beta^4\partial\beta}\left(\beta^4\frac{\partial}{\partial\beta}\right) + \frac{1}{\beta^2\sin 3\gamma}\frac{\partial}{\partial\gamma}\left(\sin 3\gamma\frac{\partial}{\partial\gamma}\right)\right] + \hat{H}_{rot} + V(\beta,\gamma), \quad (1)$$

где B – массовый параметр,

$$\hat{H}_{rot} = \frac{1}{4\beta^2}\sum_{\lambda=1}^{3}\frac{\hat{I}_\lambda^2}{\sin^2(\gamma-(2\pi/3))} \quad (2)$$

– оператор вращательной энергии, I_λ – проекции полного углового момента I на ось симметрии ядра, $V(\beta, \gamma)$ – потенциальная энергия β-γ-деформаций. В настоящем приближении $V(\beta, \gamma)$ можно разделить на две части в следующей форме:

$$V(\beta,\gamma) = V(\beta) + V(\gamma)/\beta^2$$

При этом $V(\beta)$ и $V(\gamma)$ выбираются в виде потенциала Дэвидсона [5].

Общее решение уравнения Шредингера с гамильтонианом (1) очень сложное. Поэтому мы будем рассматривать его приближенное решение. В настоящей работе рассматриваем приближение произвольной неаксиальности, где оператор вращательной энергии (2) разлагается в ряд по степеням $(\gamma-\gamma_0)$:

$$\hat{H}_{rot} = \hat{H}_{rot}(\gamma_0) + \left.\frac{\partial\hat{H}_{rot}}{\partial\gamma}\right|_{\gamma=\gamma_0}(\gamma-\gamma_0) + \frac{1}{2}\left.\frac{\partial^2\hat{H}_{rot}}{\partial\gamma^2}\right|_{\gamma=\gamma_0}(\gamma-\gamma_0)^2 + \ldots, \quad (3)$$

где γ_0 – параметр поперечных деформаций поверхности ядра в основном состоянии. Такой подход позволяет учитывать полный диапазон изменений γ переменной ($0 \leq \gamma \leq 60°$).

III. Энергия уровней возбужденных коллективных состояний

Энергетический спектр уравнения Шредингера с гамильтонианом (1) в нулевом приближении разложения (3) имеет следующий вид:

$$E_{n_\gamma n_\beta I\tau} = \hbar\omega\left[2n_\beta + \sqrt{4n_\gamma\frac{\mu_{\gamma_0}^{-4}}{\gamma_0^2} + \varepsilon_{I\tau} + \mu_{\beta_0}^{-4}} + \frac{1}{4}\right], \quad (4)$$

где $\hbar\omega$ – энергетический множитель; n_β и n_γ – квантовые числа β- и γ-колебаний, $\varepsilon_{I\tau}$ – собственные значения уравнения жесткого асимметричного ротатора [2]; индекс τ нумерует собственные значения, относящиеся к одинаковым значениям I; $\mu_\beta^4 = \hbar^2/BC_\beta\beta_0^4$ и $\mu_\gamma^4 = \hbar^2/BC_\gamma\gamma_0^4$ – безразмерные параметры теории; β_0 и γ_0 – параметры продольных и поперечных деформаций в основном состоянии ядра; C_β и C_γ – жесткость поверхности ядра относительно β- и γ-колебаний. В этом приближении используются следующие параметры: $\hbar\omega$, γ_0, μ_β, μ_γ.

В приближении произвольной неаксиальности энергия уровней возбужденных состояний

© Академия наук Республики Узбекистан, Ташкент, 2020 г.

основной, γ-вращательной и γ- и β-вращательно-вибрационных полос четно-четных ядер описывается квантовыми числами n_γ, n_β, I, τ.

IV. Численные расчеты и сравнение с экспериментом

В последние годы основным источником получения информации о высокоспиновых состояниях являются реакции с тяжелыми ионами. В этих экспериментах [16] также наблюдались отклонения в энергиях уровней вращательных полос деформированных ядер. Колебания около равновесной формы ядра соответствуют возбужденным состояниям более высокой энергии. Это β-колебания около значения равновесной деформации при сохранении аксиально-симметричной формы ядра. Они не изменяют момента количества движения ядра относительно оси симметрии с K=0, поэтому вращательные полосы таких состояний (n_β=1, n_γ=0, τ=1) должны быть похожи на полосы основных состояний (n_β=n_γ=0, τ=1) [17]. γ-колебания формы ядра относительно аксиально-симметричной формы создают в направлении оси симметрии момент количества движения, равный 2. Поэтому вращательные полосы, построенные в γ-колебательном состоянии, это полосы с K=2 [17], которые соответствуют состояниям γ-полосы с квантовыми числами n_β=n_γ=0, τ=1 для нечетных I, τ=2 для четных I.

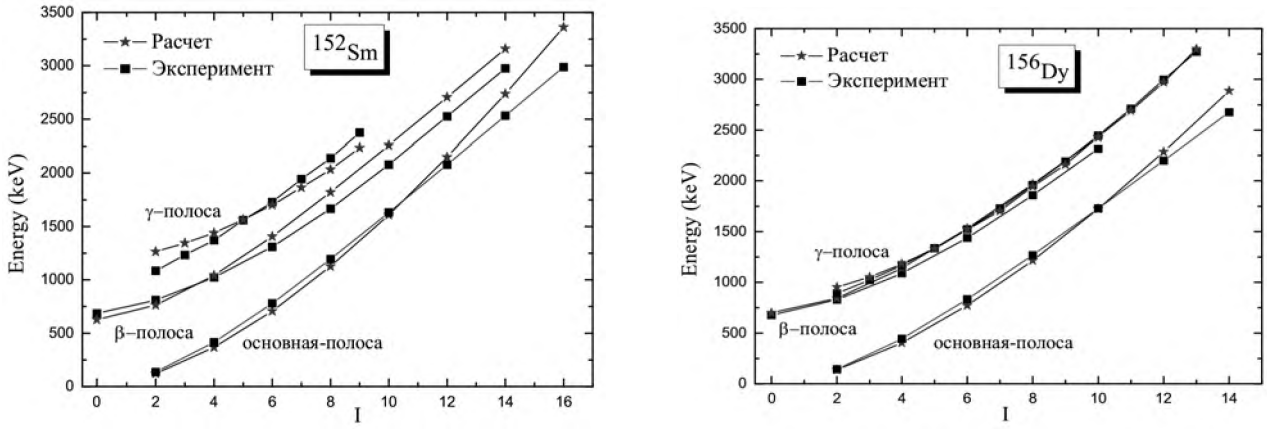


Рисунок 1. Теоретические и экспериментальные значения энергии уровней возбужденных состояний ядер ^{152}Sm ($\hbar\omega$=313.6 keV, γ_0=11.14°, μ_β=0.4593, μ_γ=0.6194, RMS = 132.7 keV) и ^{156}Dy ($\hbar\omega$=349.37 keV, γ_0=13.9°^{0}, μ_β=0.4383, μ_γ=0.8928, RMS=64.94 keV).

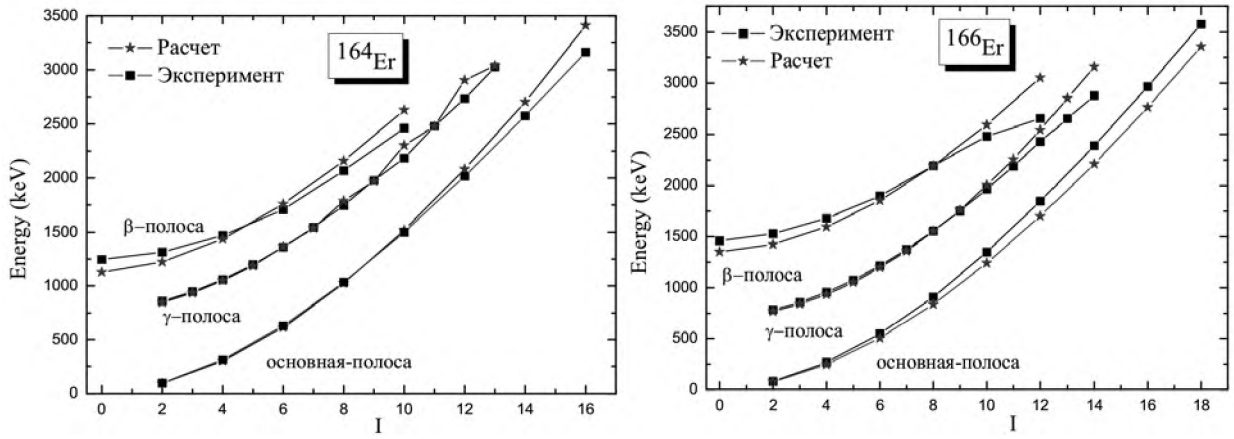


Рисунок 2. Теоретические и экспериментальные значения энергии уровней возбужденных состояний ядер ^{164}Er ($\hbar\omega$=349.37 keV, γ_0=13.9°, μ_β=0.4383, μ_γ=0.8928, RMS=64.94 keV) и ^{166}Er ($\hbar\omega$=349.37 keV, γ_0=13.9°, μ_β=0.4383, μ_γ=0.8928, RMS=64.94 keV).

© Академия наук Республики Узбекистан, Ташкент, 2020 г.

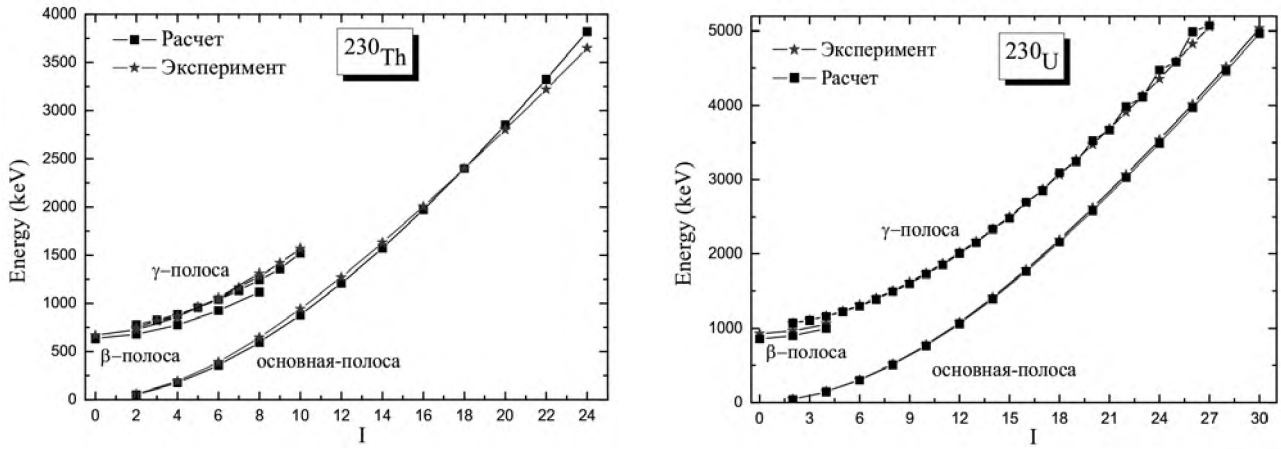


Рисунок 3. Теоретические и экспериментальные значения энергии уровней возбужденных состояний ядер ^{230}Th ($\hbar\omega$=349.37 keV, γ_0=13.9°, μ_β=0.4383, μ_γ=0.8928, RMS=64.94 keV) и ^{230}U ($\hbar\omega$=349.37 keV, γ_0=13.9°, μ_β=0.4383, μ_γ=0.8928, RMS=64.94 keV).

В настоящей работе рассчитаны энергии уровней четно-четных ядер с учетом членов первого и второго порядков в разложении оператора вращательной энергии по переменной γ (3) [13]. Формулы первого и второго порядков ук азанного разложения подробно описаны в работах [13, 15], поэтому мы их здесь не приводим.

На рисунках 1-3 сравниваются теоретические и экспериментальные [16] значения спектров энергии возбужденных уровней основной, β- и γ-полос ядер ^{152}Sm, ^{156}Dy, ^{164,166}Er, ^{230}Th и ^{230}U.

Из этих рисунков видно, что модель произвольной неаксиальности хорошо воспроизводит экспериментальные энергии уровней рассматриваемых ядер. В подписях к рисункам приведены значения теоретических параметров $\hbar\omega$, γ_0, μ_β, μ_γ и RMS. Значения параметров получены методом наименьших квадратов. Именно этим методом были получены значения RMS (Root mean square). Отметим, что RMS является хорошим критерием применимости предлагаемых моделей для описания спектра коллективных состояний тяжелых ядер.

V. Обсуждение и заключение

В настоящей работе описаны спектры энергий возбужденных уровней основной, β- и γ-полос ядер ^{152}Sm, ^{156}Dy, ^{164,166}Er, ^{230}Th и ^{230}U в рамках неадиабатической коллективной модели произвольной неаксиальности. Известно, что спектр коллективных состояний тяжелых ядер имеет сложный вид. Одной из сложных проблем, связанных со спектрами энергетических уровней является описание высокоспиновых состояний. Эти состояния возникают либо за счет коллективного вращения, либо за счет выстраивания угловых моментов отдельных нуклонов вдоль оси симметрии ядра [18]. Наличие высокоспиновых состояний, обусловленных вращением, можно объяснить связью мультипольных деформаций поверхности ядра с его вращением [19, 20]. Такая связь и осуществляется в представленной модели.

В экспериментах часто наблюдаются состояния с большими спинами в основной полосе коллективного возбуждения тяжелых ядер. Такие состояния можно встретить и в спектре γ-полосы некоторых тяжелых четно-четных ядер. В последнее время в спектрах переменной четности интенсивно изучаются эффекты высокого порядка. К таким эффектам можно отнести ΔI=1 "staggering" эффект. Этот эффект наблюдается в спектре γ-полосы. Поэтому, чтобы воспроизвести ΔI=1 "staggering" эффекты в этом спектре, угловые моменты в нем должны быть в пределах I=10–12. Именно такой спектр γ-полосы рассмотрен в данной работе.

Метаданные

Collective states of even-even nuclei in the approximation of free triaxiality

M.S. Nadirbekov[1], S.N. Kudiratov[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, No.32, 100011 Tashkent, Uzbekistan

© Академия наук Республики Узбекистан, Ташкент, 2020 г.

The excited collective states of heavy even-even nuclei of the quadrupole type are studied in the framework of an arbitrary nonaxiality approximation of the nonadiabatic collective model. The energy spectrum of the excited levels of the ground, β- and γ-bands of ^{152}Sm, ^{156}Dy, ^{164,166}Er and ^{230}Th nuclei are described. The energy spectrum of the gamma-band with high spins has received the special attention. In the description of the energy levels of these nuclei, the first and second order terms in the expansion of the rotational energy operator with respect to the variable γ are taken into account.

Keywords: ground, β- and γ-band; free triaxiality; operator of rotational energy; total angular momentum; spectrum of collective excitation; high-spin states

References

[1] A.S. Davydov and A.A. Chaban, Nucl. Phys. **20**, 499-508 (1960).
[2] A.S. Davydov. Vozbuzhdennye sostoyaniya atomnykh yader (Atomizdat, Moskva, 1967).
[3] A.S. Davydov, Uspekhi fizicheskikh nauk **87**, 599-614 (1965)..
[4] A. Bohr and B.R. Mottelson. Nuclear Stucture, Vol. II. (Benjamin, New York, 1975).
[5] M.S. Nadirbekov and G.A. Yuldasheva, Int. J. Mod. Phys. E **23**, 1450034-1450050 (2014).
[6] Fernandez-Niello J., H. Puchta, F. Riess, W. Trautmann, Nucl. Phys. A **391**, 221-236 (1982).
[7] D. Bucurescu, Ch. Cata-Danil, M. Ivascu, and C.A. Ur, Phys. Rev. C **48**, R21-R24 (1993).
[8] F. Iachello, Phys. Rev. Lett. **85**, 3580-3583 (2000).
[9] F. Iachello, Phys. Rev. Lett. **87**, 052502-052055 (2001).
[10] A.A. Raduta, P. Buganu, and A. Faessler, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **39**, 025103-025124 (2012).
[11] M.S. Nadirbekov, O.A. Bozarov, Yadernaya Fizika **79**, 1-8 (2016).
[12] M.S. Nadirbekov, O.A. Bozarov, Yadernaya Fizika **80**, 48-62 (2017).
[13] N. Minkov, S.B. Drenska, P.P. Raychev, R.P. Roussev, and Dennis Bonatsos, Phys. Rev. C **61**, 064301-064310 (2000).
[14] A.I. Levin. Preprint IYaI AN USSR, Kiev, 1978.
[15] Yu.V. Porodzinski, E.Sh. Sukhovitski, Yadernaya Fizika **53**, 64-70 (1991).
[16] http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/
[17] M.S. Nadirbekov, N. Minkov, W. Scheid, and M. Strecker, Int. J. Mod. Phys. E **25**, 1650022-1650035 (2016).
[18] P.N. Usmanov, A.A. Okhunov, U.S. Salikhbayev, A.I. Vdovin, Pis'ma v EChAYa **3**, 306-316 (2010).
[19] I. Yigitoglu and D. Bonatsos, Phys. Rev. C **83**, 014303-014311 (2011).
[20] L. Fortunato, EPJ A **26**, 1-30 (2005).

Жуфт-жуфт ядроларнинг уйғойган коллектив ҳолатлари иҳтиёрий ноаксиаллик яқинлашувида

М.С. Надирбеков[1], С.Н. Қудиратов[1], М. Туламетов[2]

[1]Ўзбекистон Республикаси ФА Ядро физикаси институти, Улугбек, 100214 Тошкент, Ўзбекистон
[2]Тошкент кимё-технология институти, Шайхонтоур тумани, Навоий № 32 100011 Тошкент, Ўзбекистон

Иҳтиерий ноаксиаллик яқинлашувида оғир жуфт-жуфт ядроларнинг квадрупол типдаги коллектив уйғонган ҳолатлари ўрганилди. ^{152}Sm, ^{156}Dy, $^{164\,166}$Er ва ^{230}Th ядроларнинг асосий, β- ва γ-полосаларининг уйғонган ҳолатлари энергетик сатҳлари ноадиабатик коллектив моделнинг иҳтиерий ноаксиаллик яқинлашуви доирасида тавсифланди. γ-полосанинг юқори спинли уйғонган ҳолатларининг энергетик спектрида алоҳида этибор қаратилди. Қаралаётган ядроларнинг энергетик сатҳларини тавсифлашда айланиш энергия операторининг γ ўзгарувчи бўйича биринчи ва иккинчи тартибдаги ёйилмасининг ҳадлари ҳисобга олинди.

Калит сўзлар: β- ва γ-полосала; иҳтиерий ноаксиаллик; айланма энергия оператори; тола айланма момент; коллектив уйғониш спектри; юқори спинли ҳолатлар.

© Академия наук Республики Узбекистан, Ташкент, 2020 г.