

СВОЙСТВА СОСТОЯНИЙ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ЧЕТНОСТИ ЯДРА ^{156}Gd

П. Н. Усманов^{1,*}, А. И. Вдовин², А. Н. Нишонов¹

¹ Наманганский инженерно-технологический институт, Наманган, Узбекистан

² Лаборатория теоретической физики Объединенного института ядерных исследований, Дубна, Россия *E-mail: usmanov1956.56@mail.ru

Анотация. В рамках феноменологической модели, учитывающей кориолисово взаимодействие состояний ротационных полос, исследуются свойства состояний отрицательной четности ядра ^{156}Gd . Рассматривается смешивание состояний октупольных полос на основаниях с $K^\pi=0^-$, 1^- . Для вычисления энергий, волновых функций и вероятностей $E1$ -переходов получены аналитические выражения. Вычисленные значения энергий и отношений вероятностей $E1$ -переходов хорошо согласуются с экспериментом.

Ключевые слова: энергия, ядро, спин, отрицательная чётность, кориолисово смешивание, ротационная полоса.

PROPERTIES OF NEGATIVE PARITY STATES OF THE ^{156}Gd NUCLEUS

P.N. Usmanov^{1,*}, A. I. Vdovin², A. N. Nishonov¹

¹ Namangan Institute of Engineering and Technology, Uzbekistan

² Laboratory of Theoretical Physics, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

*E-mail: usmanov1956.56@mail.ru

Abstract. The negative parity states of the ^{156}Gd nucleus are studied using a phenomenological model that allows for Coriolis interaction between the states of rotational bands. The mixing of octupole band states based on $K^\pi=0^-$, 1^- is considered. Analytical expressions for calculating the energies, wavefunctions, and probabilities of $E1$ transitions are obtained. Calculated values of the energies and ratios of the probability of $E1$ transitions are in good agreement with experimental findings.

Key words: energy, nucleus, spin, negative parity, Coriolis mixing, rotational band.

^{156}Gd YADROSINING MANFIY JUFTLIK XOLATLARINING XUSUSIYATLARI..

P.N. Usmanov^{1,*}, A. I. Vdovin², A. N. Nishonov¹

¹ Namangan muhandislik-texnologiya instituti, O'zbekiston

² Nazariy fizika laboratoriyasi, Birlashgan yadroviy tadqiqotlar instituti, Dubna, Rossiya

*E-mail: usmanov1956.56@mail.ru

Annotatsiya. Rotatsion bandlar koriolis aralashuvini hisobga oluvchi fenomenologik model doirasida ^{156}Gd yadrosining manfiy juftlikli xolatlarining xususiyatlari tadqiq qilingan. $K^\pi=0^-$, 1^- oktopol xolatlarini aralashuvi o'rganilgan. Energiya, to'lqin funktsiyalari va $E1$ o'tish ehtimolini hisoblash uchun analitik ifodalar olingan. Energiya va $E1$ -o'tish ehtimolliklar nisbatlarining hisoblangan qiymatlari eksperiment bilan yaxshi mos keladi.

Kalit so'zlar: energiya, yadro, spin, manfiy juftlik, koriolis aralashuvi, aylanma band.

ВВЕДЕНИЕ

По совокупности экспериментальных данных можно предположить, что в ядре ^{156}Gd обнаружены все или почти все уровни до энергии возбуждения 2 МэВ. Соответствующие экспериментальные данные оценены и систематизированы в работе [1]. Экспериментально известны развитые ротационные полосы с положительной чётностью. В работах [2-5] нами проведены теоретические исследования состояний положительной чётности этого ядра и обсуждены эффекты неадиабатичности, проявляющиеся в энергиях и электромагнитных характеристиках состояний полос. В спектре ^{156}Gd выделены четыре ротационные полосы отрицательной четности с квантовыми числами оснований $K^\pi=0^-$, 1^- и 2^- . Нижайшая из указанных четырёх полос - полоса с основанием $K^\pi=1^-$ и энергией $E_x=1.2425$ МэВ. Эта полоса прослежена до спина $I^\pi=25^-$, в ней нарушена последовательность уровней с четными и нечетными спинами. Неадиабатичность видна также и в отношениях вероятностей E1-переходов с уровнями этой полосы на уровни основной полосы. В полосе с $K^\pi=0^-$ и энергией основания 1.3665 МэВ известны три уровня с $I^\pi=1^-, 3^-, 5^-$. Две другие полосы построены на основаниях с $K^\pi=2^-$ и энергиями 1.7805 МэВ и 1.9342 МэВ, в них известны по три уровня: $I^\pi=2^-, 3^-, 4^-$.

В работе [6] рассматривалось смешивание полос с $K^\pi=0^-$, 1^- , 2^- , 3^- и численным методом определены энергии, волновые функции состояний. Описаны энергии полосы $K^\pi=1^-$ до спина $I^\pi=13^-$ и изучение отношения вероятностей дипольных переходов. Экспериментально не были известны приведённые вероятности E1-переходов из октупольных состояний на уровни основной полосы. Головная энергия $K^\pi=1^-$ полосы более близка расположена к $K^\pi=0^-$ полосе, чем $K^\pi=2^-$. Поэтому в неадиабатичностях проявляющихся в состояниях $K^\pi=1^-$ полосе, основную роль играет $K^\pi=0^-$ полоса.

В настоящей работе для изучения свойств состояний отрицательной четности ядра ^{156}Gd предложена простая феноменологическая модель, которая учитывает смешивание состояний полос с $K^\pi=0^-$ и 1^- . Получены аналитические выражения для расчета энергий и волновых функций ротационных уровней. Исследуются неадиабатические эффекты, проявляющиеся в энергиях и вероятностях $E1$ -переходов из октупольно-колебательных полос. Модель хорошо описывает экспериментальные значения энергий. Нарушение четно-нечетной последовательности уровней в ротационной полосе с $K^\pi=1^-$ и неадиабатичность в вероятностях $E1$ -переходов объясняются смешиванием состояний октупольных полос $K^\pi=0^-$ и 1^- .

МОДЕЛЬ ЯДРА

Для изучения свойств низколежащих коллективных состояний в деформированных ядрах, гамильтониан ядра выбираем в следующем виде [7]

$$H = H_{rot}(I^2) + H_{KK'}(I), \quad (1)$$

где

$$H_{KK'}(I) = \omega_K \delta_{KK'} - \omega_{rot}(I)(j_x)_{KK'} \chi(I, K) \delta_{KK' \pm 1} \quad (2)$$

$$\chi(I, 0) = \frac{1}{2} \left[1 - (-1)^I \right]^{1/2}$$

Для $K=1$ и 2

$$\chi(I, K) = \left[1 - \frac{K(K+1)}{I(I+1)} \right]^{1/2}$$

Здесь ω_K - энергия оснований ротационных полос, $\omega_{rot}(I)$ - угловая частота вращения остова, j_x - проекция внутреннего углового момента на ось x .

Волновую функцию ищем в виде:

$$|IMK\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2(1+\delta_{K',0})}} \left\{ D_{M,K'}^I(\theta)b_{K'}^+ + (-1)^{I+K'} D_{M,-K'}^I(\theta)b_{-K'}^+ \right\} |0\rangle, \quad (3)$$

где $\psi_{KK'}^I$ - коэффициент смешивания ротационных полос; $D_{MK'}^I$ - функция Вигнера; $b_{K'}^+$ - однофононные состояния, служащие основаниями полос отрицательной чётности: $b_{\lambda=3K}^+|0\rangle = b_{K'}^+|0\rangle$ с $K^\pi=0^-, 1^-, 2^-$ и 3^- .

Решая уравнение Шредингера

$$(H_{Kv}(I) - \varepsilon_v(I))\psi_K^{IM} = 0 \quad (4)$$

Где

$$\psi_K^{IM} = \sum_{K'} \psi_{KK'}^I |IMK'\rangle \quad (5)$$

определяем собственные значения энергии и волновые функции состояний отрицательной четности. Полная энергия состояния определяется формулой

$$E_v(I) = E_{rot}(I) + \varepsilon_v(I) \quad (6)$$

Энергию вращающегося остова $E_{rot}(I)$ определяем, используя параметризацию Харриса

$$E_{rot}(I) = \frac{1}{2} \mathfrak{I}_0 \omega_{rot}^2(I) + \frac{3}{4} \mathfrak{I}_1 \omega_{rot}^4(I) \quad (7)$$

$$\sqrt{I(I+1)} = \mathfrak{I}_0 \omega_{rot}^2(I) + \mathfrak{I}_1 \omega_{rot}^3(I), \quad (8)$$

где $\mathfrak{I}_0$ и $\mathfrak{I}_1$ - инерционные параметры вращающегося остова, которые определяются по наилучшему согласию энергий уровней основной полосы с экспериментом. Далее, используя найденные значения параметров $\mathfrak{I}_0$ и $\mathfrak{I}_1$, находим частоту вращения остова $\omega_{rot}(I)$, решив кубическое уравнение (8). Действительное решение этого уравнения имеет вид:

$$\begin{aligned}
\omega_{rot}(I) = & \left\{ \frac{\sqrt{I(I+1)}}{2\mathfrak{T}_1} + \left[\left(\frac{\mathfrak{T}_0}{3\mathfrak{T}_1} \right)^3 + \frac{I(I+1)}{4\mathfrak{T}_1^2} \right]^{1/2} \right\}^{1/3} + \\
& + \left\{ \frac{\sqrt{I(I+1)}}{2\mathfrak{T}_1} - \left[\left(\frac{\mathfrak{T}_0}{3\mathfrak{T}_1} \right)^3 + \frac{I(I+1)}{4\mathfrak{T}_1^2} \right]^{1/2} \right\}^{1/3}
\end{aligned} \tag{9}$$

ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЁТЫ

Расчеты проводились для изотопа ^{156}Gd . Спектр возбужденных уровней этого ядра получен в реакции $(n, n'\gamma)$ [8]. Из двух полос с отрицательной чётностью основание нижней полосы с $K^\pi=1^-$ и энергией 1.2425 МэВ хорошо совпадает с рассчитанным в [9] коллективным октупольным состоянием. Будем рассматривать кориолисово смешивание состояний только известных из эксперимента полос с $K^\pi=0^-$ и 1^- , что значительно упрощает теоретические расчеты. В этом случае для собственных значений энергии $\varepsilon(I)$ в уравнении (6) имеем следующую формулу:

$$\varepsilon(I)_{0,1} = \frac{\omega_0 + \omega_1}{2} \pm \sqrt{\frac{(\omega_0 - \omega_1)^2 + 4\omega_{rot}^2(I)(j_x)_{0,1}^2}{4}} \quad (10)$$

При вычислении $E_{rot}(I)$ для инерционных параметров использовались значения $\mathfrak{I}_0 = 42.739 \hbar^2/\text{МэВ}$ и $\mathfrak{I}_1 = 131.59 \hbar^4/\text{МэВ}^3$, отличающиеся от значений, найденных по энергиям уровней основной полосы [2]. Наилучшее согласие вычисленных значений энергий с экспериментом получено при значениях $\omega_0 = 1.33 \text{ МэВ}$, $\omega_1 = 1.235 \text{ МэВ}$ и $(j_x)_{0,1} = 2,142$.

Рассчитанные энергии уровней представлены на рис.1, где также приведены данные экспериментов. Кроме того, на рис.1 показаны состояния основной полосы ($K^\pi=0_1^+$). Отметим, что в вычислениях энергий уровней основной полосы не учитывалось смешивание уровней основной полосы с другими полосами, т.е. на рисунке приведены адиабатические значения энергий состояний основной полосы. Как видно из рисунка, предложенная нами модель хорошо описывает экспериментальные энергии.

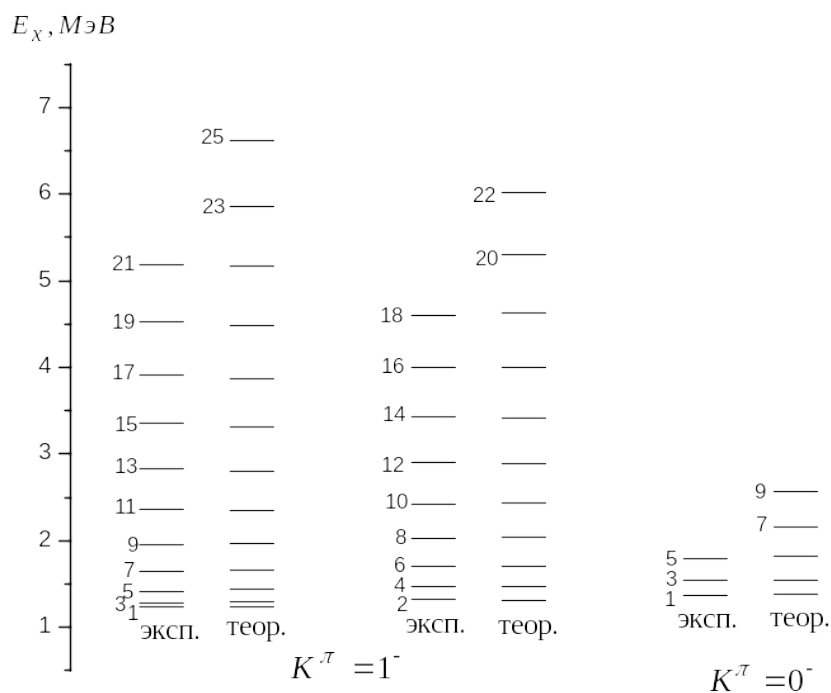


Рис. 1. Сравнение теоретических и экспериментальных энергий состояний полос отрицательной чётности с $K^\pi=0^-$, 1^- .

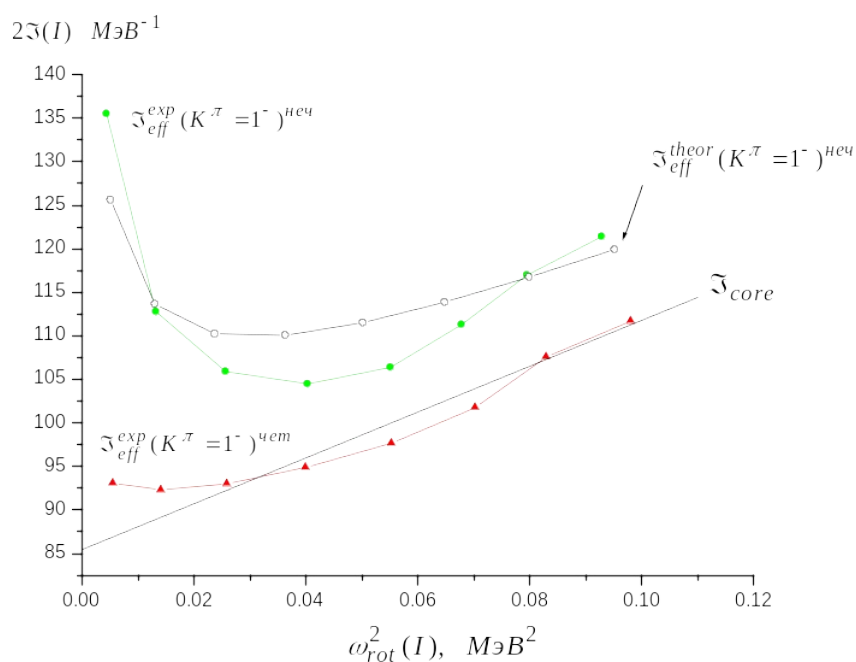


Рис. 2. Зависимость момента инерции от квадрата частоты вращения для октупольных полос ^{238}U : и $J_{\text{eff}}^{\text{theor}}(K)$ -эффективные значения экспериментальных и теоретических моментов инерции 1^- полосы; J_{core} - момент инерции вращающегося остова.

На рис. 2 приведены зависимости экспериментальных и теоретических эффективных моментов инерции $2\mathfrak{I}(I)$ полосы $K^\pi=1^-$ от квадрата частоты вращения остова $\omega_{rot}^2(I)$, также представлен момент инерции остова $\mathfrak{I}_{core}$. Как видно из рисунка эффективные значения момента инерции для нечётных спинов являются большими чем для чётных спинов. Это связано именно смешиваниям нечётных уровней $K^\pi=1^-$ полосы с состояниями $K^\pi=0^-$. Тогда как экспериментальные моменты инерции чётных состояний совпадают с $\mathfrak{I}_{core}$. Потому, что в $K^\pi=0^-$ полосе имеются только нечётные спины, т.е. чётные состояния $K^\pi=1^-$ полосы в данной схеме являются чистыми.

В адиабатическом приближении приведённые вероятности $E2$ переходов внутри ротационной полосы имеют следующий вид:

$$B(E2; IK \rightarrow (I - 2)K) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 \left[C_{IK;20}^{I-2,K} \right]^2 \quad (11)$$

В рис. 3 представлены сравнения экспериментальных [10,11] и вычисленных значений приведённых вероятностей $B(E2; Igr \rightarrow (I - 2)gr)$ внутриволосных переходов в основной полосе, которые дают хорошие согласия. Отметим, что в вычислениях $B(E2)$ внутренний квадрупольный момент был взят равным $Q_0 = 6.87$ барн [12].

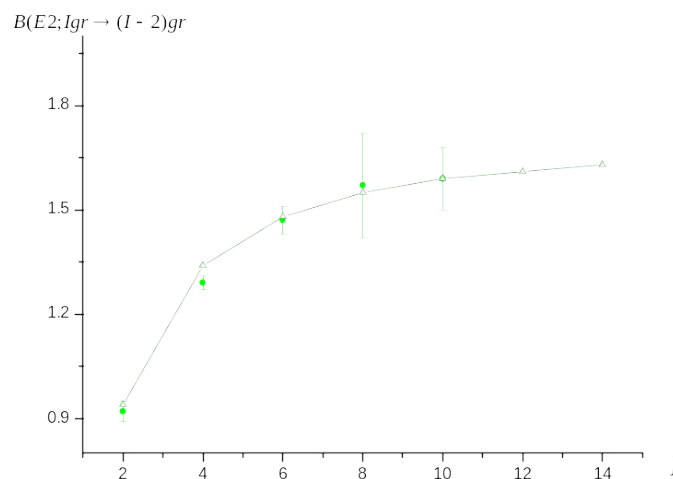


Рис. 3. Приведённые вероятности $B(E2; Igr \rightarrow (I - 2)gr)$ переходов в основной полосе ^{156}Gd ($e^2\text{б}^2$)

В данной схеме для собственных функций состояний отрицательной

четности с учетом взаимодействия Кориолиса имеем следующую формулу:

$$\psi_{K,K'}^I(I) = \frac{\Phi_{K,K'}^I}{\sqrt{\sum_{v=0}^1 [\Phi_{K,v}^I]^2}}, \quad (12)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi_{00} &= \omega_0 - \varepsilon_1(I) \\ \Phi_{11} &= -(\omega_1 - \varepsilon_0(I)) \\ \Phi_{01} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \omega_{\text{rot}}(I) (j_x)_{01} \\ \Phi_{10} &= -\frac{1}{\sqrt{2}} \omega_{\text{rot}}(I) (j_x)_{01} \end{aligned} \quad (13)$$

В (11) K и K' принимают значения 0 и 1.

На рис. 4 представлена структура состояний октупольной $K^\pi = 1^-$ полосы. Из рисунка видно, что даже при низких значениях спина кориолисово смешивание является заметным и больших значениях спина компоненты $\psi_{11}(I)$ и $\psi_{01}(I)$ имеют веса 60 % и 40 %, соответственно. Этот эффект должен проявляться в $E2$ - переходах внутри октупольных полос и $E1$ переходах из них на состояния основной полосы.

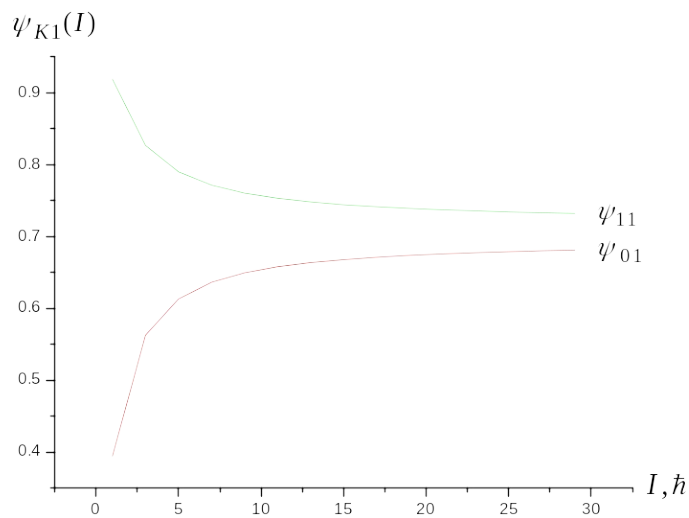


Рис.4. Структура состояний $K^\pi = 1^-$ полосы.

В рамках данной модели для вероятностей $E1$ -переходов из октупольных состояний на уровне основной полосы имеем:

$$B(E1; IK^\pi; (I \pm 1)gr) = \left[m_0 \psi_{0K}^I C_{I0;10}^{(I \pm 1)0} - \sqrt{2} m_1 \psi_{1K}^I C_{I1;1-1}^{(I \pm 1)0} \right]^2, \quad (14)$$

где коэффициенты m_0 и m_1 -это матричные элементы перехода между внутренними волновыми функциями оснований основной и октупольных полос (в данном случае полос в $K^\pi = 0^-, 1^-$), т.е. $m_K = \langle gr | M(E1) | K^- \rangle$.

Вычисленные значения вероятностей $E1$ -переходов из состояний октупольных полос с $K^\pi = 1^-$ представлены в таблице 1 вместе с имеющимися экспериментальными данными [1]. Отметим, что вероятности $E1$ -переходов и их отношения вычислены при значениях $m_0 = 0.15 \sqrt{W.u.}$ и $m_1 = 0.0056 \sqrt{W.u.}$

Таблица 1. Приведённые вероятности $E1$ -переходов из состояний $K^\pi = 1^-$ полосы на состояния основной полосы (в ед. Вайскопфа $W.u.$).

$I_i^\pi K_i$	$I_f K_f$	$B(E1; I_i 1^- \rightarrow I_f gr) (W.u.)$	
		Эксп. [1]	$m_0 = 0,15$ $m_1 = 0,0056$
$1^- 1$	$0^+ gr$	0.0018(7)	0.0015
$1^- 1$	$2^+ gr$	0.0025^{+8}_{-18}	0.0020
$3^- 1$	$2^+ gr$	0.00098(21)	0.0034
$3^- 1$	$4^+ gr$	0.000777(16)	0.0037
$2^- 1$	$2^+ gr$	$< 3.2 \cdot 10^{-5}$	$3.1 \cdot 10^{-5}$
$5^- 1$	$4^+ gr$	0.00085^{+15}_{-69}	0.0042
$4^- 1$	$4^+ gr$	$< 4.0 \cdot 10^{-5}$	$3.1 \cdot 10^{-5}$
$5^- 1$	$6^+ gr$	0.00064^{+10}_{-52}	0.0042
$7^- 1$	$6^+ gr$	-	0.0047
$7^- 1$	$8^+ gr$	-	0.0045

Как видно из таблицы 1 предложенная простая феноменологическая модель, учитывающая смешивание низких двух $K^\pi = 0^-$ и 1^- полос хорошо воспроизводит экспериментальные данные для $E1$ -переходов из состояний $K^\pi = 1^-$ полосы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для изучения свойств октупольных состояний ядра ^{156}Gd предложена простая феноменологическая модель, которая учитывает смешивание состояний полос с $K^\pi=0^-$ и 1^- . Получены аналитические выражения для расчета энергий и волновых функций ротационных уровней.

Проведённые расчёты качественно воспроизводят экспериментальные данные. Используемая модель качественно описывает нарушение четно-нечетной последовательности уровней в ротационной полосе $K^\pi=1^-$ и хорошо воспроизводит экспериментальные данные для E1-переходов из состояний $K^\pi=1^-$ полосы.

Проведённый расчёт и анализ известных экспериментальных данных указывает: чтобы улучшить теоретическое описание эксперимента, необходимо учитывать смешивание состояний полос с $K^\pi \geq 2^-$. В ядре ^{156}Gd экспериментально известны две полосы с $K^\pi=2^-$, но не обнаружены состояния с квантовой характеристикой $K^\pi=3^-$ и не изучены внутриполосные переходы в октупольных полосах. Поэтому были бы интересны дополнительные экспериментальные и теоретические исследования для классификации высоко лежащих уровней по K , где плотность состояний существенно высока.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Reich C. W. // Nucl. Data Sheets. 2012. V. 113. P. 2537.
2. Usmanov P. N., Yusupov E. K. // ИУМ ENG. J. 2021. V. 22. № 1. P. 167.
3. Усманов П. Н., Вдовин А. И., Юсупов Э. К. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 10. С. 1423. Usmanov P. N., Vdovin A. I., Yusupov E. K. // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2021. V. 85. No 10. P. 1102.
4. Усманов П. Н., Вдовин А. И., Юсупов Э. К. // III Международный научный форум «ЯДЕРНАЯ НАУКА И ТЕХНОЛОГИИ», 20-24 сентября 2021 года Алматы, Республика Казахстан.
5. Михайлов И. Н., Усманов П. Н., Бриансон Ш. // Ядерная физика. 1991. Т. 54, С.1239.
6. К.Я.Громов, П.Н.Усманов, А.Х.Холматов, Ю.С.Бутабаев, Р.А.Ниязов. // Изв.РАН.Сер.физ. 1993.Т.57, С.91.

7. Михайлов И. Н., Усманов П. Н., Бриансон Ш. // Ядерная физика. 1995. Т. 58. С. 1371.
8. Бондаренко В. А., Григорьев Е. П., Прокофьев П. Т. // Изв. АН СССР. Сер. Физ. 1981. С. 2141.
9. Григорьев Е. П., Соловьев В. Г. // Структура четных деформированных ядер, М. Наука. 1974 г.
10. Sie S.H., Ward D., Geiger J.S. et al. // Nucl. Phys. 1977. V. A 291. P. 443.
11. Kearns F., Varley G., Dracoulis G.D. et al. // Nucl. Phys. 1977. V. A 278. P. 109.
12. Бегжанов Р.Б., Беленький В.М., Залюбовский И.И. // Справочник по ядерной физике. Ташкент: Фан, 1989.