Энергия и структура октупольных состояний ядра ^{238}U

П.Н. Усманов[*1], **А.И. Вдовин**[2], **А.Н. Нишонов**[1], **С.Б. Бокиев**[3]

[1] Наманганский инженерно-технологический институт, ул. Касансай 7, 160115, Наманган, Узбекистан
[2] Международная межправительственная организация Объединённый институт ядерных исследований, Лаборатория теоретической физики имени Н.Н. Боголюбова ул Жолио-Кюри 6, 141980, Дубна, Россия
[3] Наманганский государственный университет, Уйчинская 316, Наманган, 716019 Узбекистан

Получена 21.05.2022, revised 06.06.2022

* Corresponding author: e-mail usmanov1956.56@mail.ru, Phone: +998 90 599 22 99

Изучены энергетические характеристики октупольных состояний ядра ^{238}U в рамках феноменологической модели, учитывающей кориолисово смешивание состояний ротационных полос. Рассмотрено смешивание состояний низколежащих полос отрицательной чётности. Вычислены энергии и структура состояний ротационных полос с $K^\pi = 0^-$ и 1^-. Теоретические значения энергии сравниваются с экспериментальными данными, которые дают хорошее согласие.

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

The energy characteristics of the octupole states of the ^{238}U nucleus are studied within the framework of a phenomenological model that takes into account the Coriolis mixing of the states of rotational bands. The mixing of states of low-lying bands of negative parity is considered. The energies and structure of states of rotational bands with $K^\pi = 0^-$ and 1^- are calculated. Theoretical energy values are compared with experimental data, which gives good agreement.

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

DOI: https//doi.org/10.52304/.v24i2 325

I. Введение

В настоящее время в физике структуры атомного ядра весьма актуальными являются экспериментальные и теоретические исследования состояний отрицательной чётности ядер актинидной области [1]. Коллективная природа низколежащих состояний отрицательной чётности в актинидах была выяснена в вычислениях, сделанных в рамках метода случайной фазы [2-4]. Эти предсказания согласуются с данными по кулоновскому возбуждению. В ядре ^{238}U известны вращательные полосы, построенные в основном и октупольно-колебательном состояниях. Основным экспериментом для изучения свойств возбуждённых состояний является исследование кулоновского возбуждения и реакций с тяжёлыми ионами [5-8]. Вероятности переходов из возбуждённых уровней на состояния основной полосы связаны со значительными нарушениями правил Алаги.

Экспериментальные данные анализированы в рамках микроскопических [8] и феноменологических моделей [9, 10]. Анализированные данные в рамках микроскопической модели [8] имеют расхождение в сравнении с экспериментом. В работе [9] в рамках кластерной модели проведены расчёты и предсказан новый энергетический спектр уровней с нечётными спинами в $K^\pi = 1^-$ полосе, что подтверждается экспериментом.

Нижайшая полоса с головной энергией E_0=680 кэВ с основанием $K^\pi = 0^-$ прослежена до спина $I = 33\hbar$. В полосе с $K^\pi = 1^-$ с головной энергией E_1=931 кэВ известны уровни с чётными

спинами до $I = 28\hbar$ и с нечётными до $I = 3\hbar$ [1]. Приведённые вероятности дипольных электрических переходов известны только из головных уровней $K^\pi = 0^-$ и $K^\pi = 1^-$ полос. Отношения E_1-переходов из $K^\pi = 0^-$ полосы известны до спина $I = 15\hbar$ [5].

В данной работе для изучения свойств состояний отрицательной чётности в ^{238}U используется феноменологическая модель [11, 12], в которой рассматривается кориолисово смешивание состояний полос с $K^\pi = 0^-$ и $K^\pi = 1^-$. Описывается спектр энергии, структура состояний низколежащих октупольных полос.

II. Модель

В рамках модели [11, 12] гамильтониан ядра имеет следующий вид:

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

где

$$H_{KK'}(I) = \omega_K \delta_{KK'} - \frac{1}{2}\sqrt{1-(-1)^I}\,\omega_{rot}(I)(j_x)_{01}\delta_{KK'\pm 1}. \tag{2}$$

Здесь ω_0 и ω_1 – головные энергии оснований ротационных полос с $K^\pi = 0^-$ и $K^\pi = 1^-$ соответственно; $\omega_{rot}(I)$ – угловая частота вращения остова; $(j_x)_{01} = \left\langle 0^- \middle| \hat{j}_x \middle| 1^- \right\rangle$ – матричный элемент между внутренними волновыми функциями.

Волновую функцию ищем в виде:

$$\left|IMK\right\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \times \sum_{K'} \frac{\psi^I_{K'K}}{\sqrt{1+\delta_{K',0}}} \times \left\{ D^I_{M,K'}(\theta) b^+_{K'} + (-1)^{I+K'} D^I_{M,-K'}(\theta) b^+_{-K'} \right\} \left|0\right\rangle, \tag{3}$$

где $\psi^I_{K'K}$ – коэффициент смешивания состояний ротационных полос; $D^I_{M,K'}$ – функция Вигнера; $b^+_{K'}$ – однофононные состояния, служащие основаниями полос отрицательной чётности: $b^+_{\lambda=3K}\left|0\right\rangle = b^+_K\left|0\right\rangle$ с $K^\pi = 0^-$ и $K^\pi = 1^-$.

Решая уравнение Шредингера

$$(H_{Kv}(I) - \varepsilon_v(I))\psi^I_{Kv} = 0, \tag{4}$$

определяем собственные значения энергии состояний $K^\pi = 0^-$ и $K^\pi = 1^-$ полос:

$$\varepsilon(I)_{0,1} = \frac{\omega_0 + \omega_1}{2} \pm \sqrt{\frac{(\omega_0 - \omega_1)^2 + 4\omega^2_{rot}(I)(j_x)^2_{0,1}}{4}}. \tag{5}$$

Полная энергия состояния определяется формулой

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

Энергию вращающегося остова $E_{rot}(I)$ определяем, используя параметризацию Харриса [13]:

$$E_{rot}(I) = \frac{1}{2}\Im_0\omega^2_{rot}(I) + \frac{3}{4}\Im_1\omega^4_{rot}(I), \tag{7}$$

$$\sqrt{I(I+1)} = \Im_0\omega^2_{rot}(I) + \Im_1\omega^3_{rot}(I), \tag{8}$$

где $\Im_0$ и $\Im_1$ – инерционные параметры вращающегося остова.

Решив кубическое уравнение (8), определяем частоту вращения остова $\omega_{rot}(I)$. Уравнение (8) имеет одно действительное и два комплексных решения. Действительное решение уравнения (8) является значением частоты вращения $\omega_{rot}(I)$, которая определяется следующей аналитической формулой:

$$\omega_{rot}(I) = \left\{ \frac{\sqrt{I(I+1)}}{2\Im_1} + \left[\left(\frac{\Im_0}{3\Im_1} \right)^3 + \frac{I(I+1)}{4\Im_1^2} \right]^{1/2} \right\}^{1/3} + \left\{ \frac{\sqrt{I(I+1)}}{2\Im_1} - \left[\left(\frac{\Im_0}{3\Im_1} \right)^3 + \frac{I(I+1)}{4\Im_1^2} \right]^{1/2} \right\}^{1/3}. \tag{9}$$

Для собственных волновых функций состояний отрицательной чётности с учётом взаимодействия Кориолиса состояний $K^\pi = 0^-$ и $K^\pi = 1^-$ полос, имеем следующую формулу:

$$\psi^I_{K,K'} = \Phi^I_{K,K'} \Big/ \sqrt{\sum_{v=0}^{1} \left[\Phi^I_{K,v} \right]^2}, \tag{10}$$

где

$$\Phi^I_{00} = -(\omega_0 - \varepsilon_1(I)), \quad \Phi^I_{10} = \frac{1}{\sqrt{2}}\omega_{rot}(I)(j_x)_{01}, \quad \Phi^I_{11} = \omega_1 - \varepsilon_0(I), \quad \Phi^I_{01} = -\frac{1}{\sqrt{2}}\omega_{rot}(I)(j_x)_{01}, \tag{11}$$

здесь K и K' принимают значения 0 и 1.

III. Численные расчёты

Расчёты проводили для ядра ^{238}U. Рассматри-

©Академия наук Республики Узбекистан, 2022 г.

вали смешивание состояний $K^\pi = 0^-$ и $K^\pi = 1^-$ ротационных полос. В описании энергии состояний модельными параметрами являются головные энергии ω_0, ω_1 и матричный элемент $(j_x)_{01}$, описывающий кориолисово смешивание ротационных полос, значения которых определяли по методу наименьших квадратов из условия наилучшего согласия вычисленных и экспериментальных энергий. В работах [14-17] в рамках данной модели нами исследованы свойства ротационных состояний положительной чётности ядер редкоземельной области, где инерционные параметры вращающегося остова $\Im_0$ и $\Im_1$ определяли по двупараметрической формуле Харриса [13], используя экспериментальные энергии основной полосы до спина $I \le 8\hbar$.

В данном случае для получения хорошего согласия энергий состояний октупольных полос, нам пришлось варьировать параметры $\Im_0$ и $\Im_1$, определенные описанным выше методом. Использованные в расчетах значения параметров модели приведены в табл. 1.

Таблица 1. Использованные значения параметров модели.

ω_0, МэВ	ω_1, МэВ	$(j_x)_{01}$	$\Im_0$ $\hbar^2 / МэВ$	$\Im_1$ $\hbar^4 / МэВ^3$
0.6699	0.910	1.9644	78.088	312.43

Примечание: ω_K – головные энергии полос с $K^\pi = 0^-$ и $K^\pi = 1^-$; $(j_x)_{01}$ – матричный элемент кориолисова смешивания; $\Im_0$ и $\Im_1$ – инерционные параметры вращающегося остова.

В табл. 2 представлены вычисленные значения угловой частоты $\omega_{rot}(I)$, вращательной $E_{rot}(I)$ и внутренней $\varepsilon_K(I)$ энергий, а также теоретические и экспериментальные энергии ротационных состояний полос с $K^\pi = 0^-$ и $K^\pi = 1^-$.

Таблица 2. Энергетические характеристики возбуждённых состояний полос с $K^\pi = 0^-$ и $K^\pi = 1^-$.

I^π	$\omega_{rot}(I)$	$E_{rot}(I)$	$\varepsilon_0(I)$	$E_0(I)$		$\varepsilon_1(I)$	$E_1(I)$	
				Exp. [1]	Настоящая работа		Exp. [1]	Настоящая работа
1^-	0.018	0.012	0.667	0.680	0.680	0.913	0.931	0.925
2^-	0.031	0.038					0.950	0.948
3^-	0.044	0.077	0.655	0.732	0.732	0.925	0.998	1.001
4^-	0.057	0.127					1.028	1.037
5^-	0.069	0.190	0.637	0.826	0.827	0.943		1.134
6^-	0.081	0.265					1.151	1.175
7^-	0.093	0.352	0.614	0.966	0.966	0.966		1.318
8^-	0.104	0.451					1.318	1.361
9^-	0.115	0.561	0.590	1.151	1.151	0.990		1.551
10^-	0.126	0.682					1.528	1.592
11^-	0.137	0.813	0.565	1.379	1.379	1.015		1.829
12^-	0.147	0.956					1.778	1.866
13^-	0.157	1.108	0.541	1.649	1.649	1.039		2.147
14^-	0.167	1.270					2.066	2.180
15^-	0.176	1.442	0.517	1.959	1.959	1.063		2.505
16^-	0.186	1.623					2.389	2.533
17^-	0.195	1.813	0.494	2.307	2.308	1.086		2.899
18^-	0.203	2.012					2.744	2.923
19^-	0.212	2.220	0.472	2.689	2.692	1.108		3.328
20^-	0.220	2.436					3.128	3.346
21^-	0.228	2.660	0.451	3.104	3.111	1.129		3.788

©Академия наук Республики Узбекистан, 2022 г.

Продолжение таблицы 2.

22^-	0.236	2.892					3.538	3.802
23^-	0.243	3.131	0.431	3.548	3.562	1.149		4.280
24^-	0.251	3.378					3.971	4.288
25^-	0.258	3.633	0.412	4.017	4.045	1.168		4.801
26^-	0.265	3.894					4.424	4.804
27^-	0.272	4.163	0.394	4.504	4.556	1.186		5.349
28^-	0.279	4.438					4.895	5.348
29^-	0.285	4.720	0.376	5.003	5.096	1.204		5.923
30^-	0.292	5.008						5.918
31^-	0.298	5.303	0.359	5.513	5.662	1.221		6.523

На рис. 1 сравниваются теоретические и экспериментальные энергии состояний полос отрицательной чётности с $K^\pi = 0^-$ и $K^\pi = 1^-$.Как видно, используемая модель [11, 12] неплохо воспроизводит экспериментальные данные энергии полосы с $K^\pi = 0^-$. В энергиях состояний полосы $K^\pi = 1^-$ наблюдается расхождение между экспериментальными и теоретическими значениями.

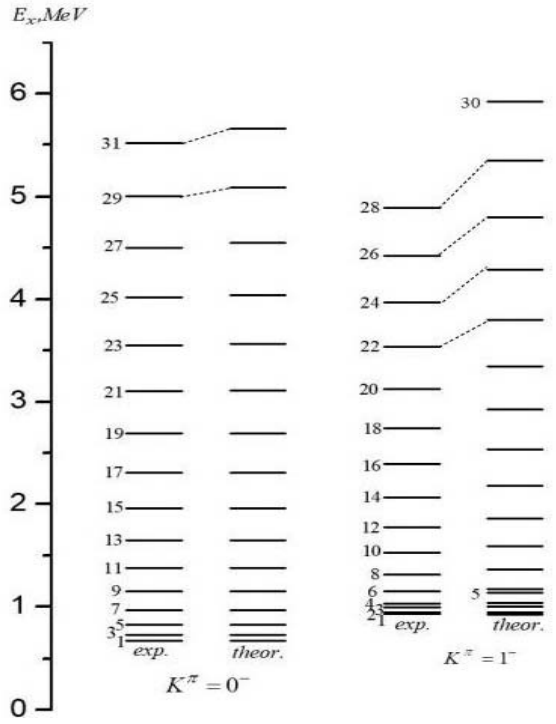


Рисунок 1. Сравнение теоретических и экспериментальных энергий состояний полос отрицательной чётности с $K^\pi = 0^-$ и $K^\pi = 1^-$.

На рис. 2 представлены эффективные значения экспериментальных и теоретических моментов инерции $K^\pi = 0^-$ и $K^\pi = 1^-$ полос, также момент инерции вращающегося остова $\Im_{core}$. Экспериментальные значения эффективных моментов инерции $K^\pi = 0^-$ и $K^\pi = 1^-$ полос всегда больше, чем $\Im_{core}$. Учёт смешивания состояний полос $K^\pi = 0^-$ и $K^\pi = 1^-$ увеличивает эффективные значения моментов инерции для полосы $K^\pi = 0^-$ и уменьшает для полосы $K^\pi = 1^-$ относительно момента инерции остова $\Im_{core}$.

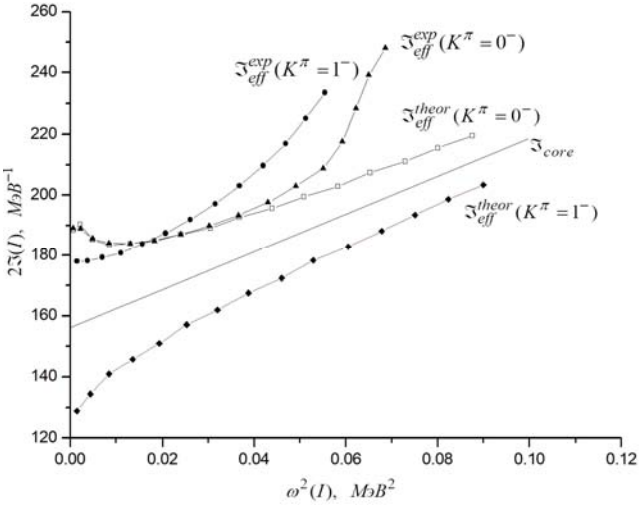


Рисунок 2. Зависимость момента инерции от квадрата частоты вращения для октупольных полос ^{238}U: $\Im_{eff}^{\exp}(K)$ и $\Im_{eff}^{theor}(K)$ – эффективные значения экспериментальных и теоретических моментов инерции $K^\pi = 0^-$ и $K^\pi = 1^-$ полос; $\Im_{core}$ – момент инерции вращающегося остова.

©Академия наук Республики Узбекистан, 2022 г.

Надо отметить, что в используемой схеме состояния с чётными спинами не участвуют в кориолисовом смешивании, энергии уровней с чётными спинами определяются следующей формулой:

$$E_{1^-}(I) = \omega_1 + E_{rot}(I) .$$

Следовательно, эффективные значения моментов инерции состояний с чётными спинами $K^\pi = 1^-$ полосы совпадают с моментом инерции $\Im_{core}$. Поэтому для качественного описания энергии и моментов инерции уровней $K^\pi = 1^-$ полосы необходимо учитывать также смешивание состояний $K^\pi = 2^-$ и $K^\pi = 3^-$ полос.

В работе [9] в рамках кластерной модели проведены расчёты и нескольким экспериментально известным состояниям приписаны нечётные спины и квантовая характеристика $K^\pi = 1^-$. Однако в обзоре [1] в спектре энергий ротационной $K^\pi = 1^-$ полосы они отсутствуют. Наверно, это связано со следующим: чтобы экспериментально известным уровням приписать квантовую характеристику $K^\pi = 1^-$ между состояниями ротационной полосы должны быть сильные переходы. Такие переходы в экспериментальных результатах между нечётными спинами в $K^\pi = 1^-$ полосе отсутствуют [1].

На рис. 3 приведена спиновая зависимость внутренней энергии состояний $K^\pi = 0^-$, $K^\pi = 1^-$ полос. С ростом углового момента I увеличивается угловая частота $\omega_{rot}(I)$, следовательно,

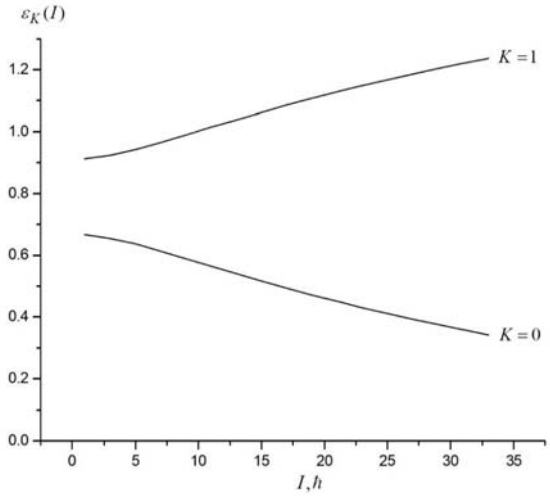


Рисунок 3. Спиновая зависимость внутренней энергии $\varepsilon_K(I)$ (для состояний с нечётными значениями I).

кориолисово взаимодействие между полосами. Поэтому с ростом I внутренние энергии состояний $K^\pi = 0^-$ и $K^\pi = 1^-$ полос отталкиваются сильнее.

На рис. 4 представлены коэффициенты амплитуды смешивания $K^\pi = 0^-$ ψ^I_{K0} для состояний полосы $K^\pi = 0^-$ в зависимости от спина. С ростом I компонент ψ^I_{00} уменьшается, а ψ^I_{01} увеличивается. При больших значениях спина этот эффект должен проявляться в неадиабатичностях E_1-переходов.

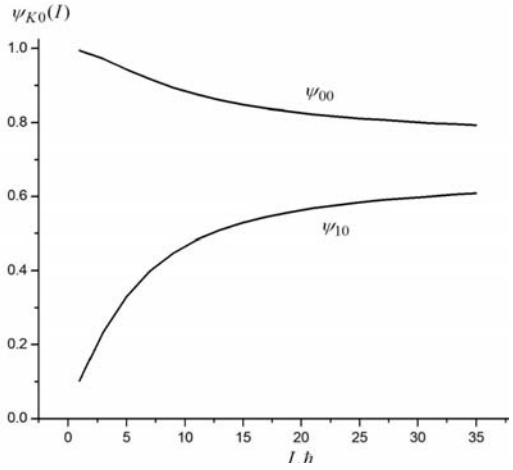


Рисунок 4. Структура состояний $K^\pi = 0^-$ полосы.

IV. Заключение

Исследованы энергетические свойства состояний отрицательной чётности ядра ^{238}U в рамках феноменологические модели, в которой рассматривается кориолисово смешивание состояний низколежащих ротационных полос с $K^\pi = 0^-$ и $K^\pi = 1^-$. Вычислены энергии и структура состояний октупольных ротационных полос. Расчётные значения энергий сравниваются с имеющимися экспериментальными данными. Используемая модель неплохо воспроизводит экспериментальные данные энергии $K^\pi = 0^-$ полосы. Но в энергиях состояний с чётными спинами $K^\pi = 1^-$ полосы наблюдается расхождение между экспериментальными и теоретическими значениями, которое увеличивается с ростом углового момента I. Показано, что для улучшения описания энергии состояний $K^\pi = 1^-$ полосы необходимо учитывать также смешивание состояний $K^\pi = 2^-$ и $K^\pi = 3^-$ полос.

©Академия наук Республики Узбекистан, 2022 г.

Метаданные

Energy and structure of octupole states of ^{238}U nucleus

P.N. Usmanov[1], A.I. Vdovin[2], A.N. Nishonov[1], S.B. Boqiyev[3]

[1]Namangan Institute of Engineering and Technology, Kasansay str. 7, 160115, Namangan, Uzbekistan
[2]Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Joint Institute for Nuclear Research, Jolio-Kyuri str. 6, 141980, Dubna, Russia
[3]Namangan State University, Uychi str. 316, 716019, Namangan, Uzbekistan

The energy characteristics of the octupole states of the ^{238}U nucleus are studied within the framework of a phenomenological model that takes into account the Coriolis mixing of the states of rotational bands. The mixing of states of low-lying bands of negative parity is considered. The energies and structure of states of rotational bands with $K^{\pi}=0^{-}$ and $K^{\pi}=1^{-}$ are calculated. Theoretical energy values are compared with experimental data, which gives good agreement.

Keywords: energy, nucleus, spin, negative parity, Coriolis mixing, rotations, band

Литература (References)

[1] E. Browne, J. Tuli. Nucl. Data Sheets **127**, 191-255 (2015). https://doi.org/10.1016/j.nds.2015.07.003
[2] V.G. Soloviev, P. Vogel. Phys. Lett. **6**, 126-128 (1963). https://doi.org/10.1016/0031-9163(63)90248-8
[3] V.G. Soloviev, P. Fogel, A.A. Korneychuk. Izvestiya AN SSSR, seriya fizicheskaya **28**, 1599-1616 (1964).
[4] A. Faessler, A. Plastino. Zeitschrift für Physik **203**, 333-345 (1967). https://doi.org/10.1007/BF01331060.
[5] D. Ward, H.R. Andrews, G.C. Ball, , A. Galindo-Uribarri, V.P. Janzen, T. Nakatsukasa, D.C. Radfort, T.E Drake, J. DeGraaf, S.Pilotte, Y.R. Shimizu. Nucl. Phys. A **600**, 88-110 (1996). https://doi.org/10.1016/0375-9474(95)00490-4.
[6] K. Abu Saleem, R.V. Janssens, M.P. Carpenter, F.G. Kondev, I. Weidenhover, I. Ahmad, J. Caggiano, P. Chowdhury, J.A. Cizewski, D. Cline, V. Devlin, N. Fotiades, J.P. Greene, G. Hackman, A. Heinz, T.L. Khoo, T. Lauritsen, C.J. Lister, A.O. Macchiavelli, E.H. Seabury, D. Seweryniak, A. Sonzogni, C.Y. Wu. Phys. Rev, C **70**, 024310 (2004). https://doi.org/10.1103/PhysRevC.70.024310.
[7] S. Zhu, R.V. Janssens, G.J. Lane, I. Wiedenhower, M.P. Carpenter, I. Ahmad, A.P. Byrne, P. Chowdhury, D. Cline, A.N. Deacon, G.D. Dracoulis, S.J. Freeman, N.J. Hammond, G.D. Jones, T.L. Khoo, F.G. Kondev, T. Lauretsin, C.J. Lister, A.O. Macchiavelli, E.F. Moore, D. Seweryniak, J.F. Smith, C.Y. Wu. Phys. Lett. B **618**, 51-59 (2005). doi:10.1016/j.physletb.2005.05.039.
[8] M. Bender, P.H. Heenen and P. Bonche. Phys. Rev. C **70**, 054304 (2004). https://doi.org/10.1103/PhysRevC.70.054304.
[9] B. Buck, A.C. Merchant and S.M. Perez. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **34**, 1985-1991 (2007). 10.1088/0954-3899/34/9/010.
[10] I.N. Mikhaylov, R.Kh. Safarov, P.N. Usmanov, Sh. Brianson. Yadernaya Fizika **38**, No.2(8), 297-307 (1983).
[11] P.N. Usmanov, A.A. Solnyshkin, A.I. Vdovin, U.S. Salikhbaev, Phys. of Atomic Nuclei **77**, No.11, 1343-1349 (2014). https://doi.org/10.1134/S1063778814100135; 1408-1414 (2014). https://doi.org/10.7868/S0044002714100146.
[12] K.Ya. Gromov, P.N. Usmanov, A.Kh. Kholmatov, T.A. Islamov, Yu.S. Butabaev, R.A. Niyazov. Izvestiya RAN, seriya fizicheskaya **56**, No.11, 36-42 (1992).
[13] S.M. Harries. Phys. Rev. **138**, 509-513 (1965). https://doi.org/10.1103/PhysRev.138.B509.
[14] P.N. Usmanov, A.A. Okhunov, U.S. Salikhbaev, A.I. Vdovin. Physics of Particles and Nuclei Letters **7**, No.3, 185-191 (2010). https://doi.org/10.1134/S1547477110030040.
[15] A.A. Okhunov, P.N. Usmanov, Torla Hj. Hassan, M. Abu El Sheikh. Materials Today: Proceedings **17**, 424-429 (2019). https://doi.org/10.1016/J.MATPR.2019.06.468
[16] P.N. Usmanov, E.K. Yusupov. IIUM Engineering Journal **21**, No.1, 167-174 (2021). https://doi.org/10.31436/iiumej.v22i1.1497.
[17] P.N. Usmanov, A.I. Vdovin, E.K. Yusupov, U.S. Salikhbaev. Phys. Part. Nucl. Letters **16**, No.6, 706-712 (2019). DOI:10.1134/S1547477119060530

^{238}U ядроси октуполь ҳолатларининг энергия ва структураси

П.Н. Усманов[1], А.И. Вдовин[2], А.Н. Нишонов[1], С.Б. Бокиев[3]

[1]Наманган муҳандислик-технология институти, Косонсой кўч. 7, 160115, Наманган, Ўзбекистон
[2]Халқаро давлатларо ташкилот Бирлашган Ядро Тадқиқотлар Институти, Н.Н. Боголюбов номидаги назарий физика лабораторияси, Жолио-Кюри кўч. 6, Дубна, Россия
[3]Наманган давлат университети, Уйчи кўча, 316, 716019, Наманган Ўзбекистон

^{238}U ядроси октуполь ҳолатларининг энергетик характеристикалари, ротацион бандлар ҳолатлари кориолис аралашувини ҳисобга олувчи феноменологик модель доирасида тадқиқ қилинган. Қуйи жойлашган манфий жуфтликли бандлар ҳолатларини аралашуви ўрганилган. $K^{\pi}=0^{-}$ ва $K^{\pi}=1^{-}$ бўлган айланма бандларнинг ҳолатларининг энергия ва структуралари хисобланган. Энергиянинг назарий қийматлари эксперимент натижалар билан таққосланган ва ўзаро яхши мос келишлиги кўрсатилган.

Калит сўзлар: энергия, ядро, спин, манфий жуфтлик, кориолис аралашуви, айланиш,

©Академия наук Республики Узбекистан, 2022 г.