

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



19/III-79  
P4 - 11982

Б - 373

Р.Б.Бегжанов, И.Н.Михайлов, Р.Х.Сафаров, Б.Чориев

916 / 2-79

АНОМАЛИЯ МОМЕНТОВ ИНЕРЦИИ  
И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КОРИОЛИСА В АКТИНИДАХ

**1978**

P4 - 11982

Р.Б.Бегжанов,<sup>1</sup> И.Н.Михайлов, Р.Х.Сафаров,<sup>2</sup> Б.Чориев<sup>1</sup>

АНОМАЛИЯ МОМЕНТОВ ИНЕРЦИИ  
И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КОРИОЛИСА В АКТИНИДАХ

*Направлено в "Известия АН СССР, сер. физ." и на  
XXIX Совещание по ядерной спектроскопии и структуре  
атомного ядра /Рига, 1979/*



<sup>1</sup> ИЯФ АН УзССР, Ташкент.

<sup>2</sup> Самаркандский государственный университет.

Бегжанов Р.Б. и др.

P4 - 11982

Аномалия моментов инерции и взаимодействие Кориолиса  
в актинидах

Показано, что взаимодействие Кориолиса искажает спектры ротационных полос так, что моменты инерции, определенные по формуле  $J_I = [\Delta E / \Delta(I(I+1))]^{-1}$ , могут иметь аномальную зависимость от  $I$  в области малых спинов. Вычисляются спектры вращательных полос с учетом смешивания состояний в актинидах. Матричные элементы оператора  $j_+$ , определяющие взаимодействие Кориолиса, вычисляются в рамках полумикроскопической теории и сравниваются с их эмпирическими значениями.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1978

Begzhanov R.B. et al.

P4 - 11982

Anomaly of the Moments of Inertia and the Coriolis  
Interaction in Actinides

It is shown that the Coriolis interaction distorts the spectra of rotational bands so that the moments of inertia defined by the formula  $J_I = [\Delta E / \Delta(I(I+1))]^{-1}$  can possess the anomalous dependence on  $I$  for small spins. The spectra of rotational bands are calculated with taking into account of the state mixture in actinides. Matrix elements of the operator  $j_+$  defining the Coriolis interaction are calculated within the semi-microscopic theory and are compared with the experimental data.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research.

Dubna 1978

## §1. ВВЕДЕНИЕ

Последние экспериментальные факты о моментах инерции /м.и./ октупольных полос четно-четных ядер и м.и. нечетных ядер показали, что имеется аномальная зависимость м.и. от частоты вращения при низких спинах /1/.

В данной работе покажем, что аномальная зависимость м.и. от углового момента /частоты вращения/ связана с принятым при анализе эксперимента определением м.и. и что такая зависимость обусловлена взаимодействием Кориолиса /ВК/ рассматриваемых полос. Численные расчеты спектров октупольных полос показывают необходимость перенормировки ВК. Однако в отличие от большинства известных случаев в октупольных полосах  $^{236,238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  приходится вводить фактор усиления взаимодействия Кориолиса, если пользоваться результатами полумикроскопической теории для оценки матричного элемента от операторов внутреннего углового момента.

## §2. МОМЕНТЫ ИНЕРЦИИ СИЛЬНО СВЯЗАННЫХ ПОЛОС

Обычно м.и. определяются как

$$J_I = \sqrt{I(I+1)} / \Omega_I \quad /1/$$

где  $\Omega_I$  - частота вращения ядра, определяемая из экспериментальных значений энергии состояний следующим образом:

$$\Omega_I = dE_I / d(\sqrt{I(I+1)}) \quad /2/$$

Для вычисления производной от дискретной величины  $E_I$  используются различные приближения, которые обсуждались в работах <sup>/2,3/</sup>.

Покажем, как возникает аномальное поведение м.и., определенного формулами <sup>/1/</sup>, <sup>/2/</sup>, на простой модели, допускающей аналитическое решение. Пусть имеется ядро, гамильтониан которого можно записать в виде

$$H = H_{intr} + H_{rot}(\hat{R}^2), \quad /3/$$

где второй член описывает вращательное движение системы, а  $\hat{R}$  - вращательный угловой момент, равный разности полного и внутреннего угловых моментов:

$$\hat{R}^2 = (\hat{I} - \hat{j})^2, \quad /4/$$

Функция  $H_{rot}(r)$  определяет зависимость энергии остова от коллективного углового момента. Считая эффекты

ВК доминирующими, будем считать спектр  $H_{intr}$  вырожденным. Волновую функцию такого гамильтониана <sup>/3/</sup> можно найти аналитически <sup>/9/</sup>.

Собственные значения энергии ирраст-состояний равны

$$E_R = h(R(R+1)) + E_{intr}, \quad /5/$$

где  $R = \min R_i$ ,  $I - j \leq R_i \leq I + j$  и принимает лишь четные значения. Пользуясь соотношением <sup>/4/</sup>, получим для  $E_I^{\min}$  приближенное выражение

$$E_I^{\min} = h((I-j)^2 + |I-j|) + E_{intr}. \quad /6/$$

Вычисляя производную от <sup>/6/</sup> по  $\sqrt{I(I+1)}$ , получим выражение для м.и.:

$$J_I = J_{OCT} \cdot \left[ 1 - \frac{j}{\sqrt{I(I+1)}} \right]^{-1}, \quad /7/$$

где  $J_{OCT} = dh/dr$ .

Считая, что функция  $J_{OCT}$  возрастает с ростом своего аргумента  $I$ , нетрудно убедиться в том, что функциональная зависимость <sup>/7/</sup> имеет минимум при спинах порядка  $\sqrt{I(I+1)} \approx |j|$ . Наблюдающаяся аномалия м.и. <sup>/1/</sup>, очевидно, также связана с определением м.и. в формулах <sup>/1/</sup> и <sup>/2/</sup>, и этот факт указывает на важность ВК в данных полосах. Эти утверждения подтверждаются самой зависимостью м.и. от углового момента <sup>/1/</sup>, график которой имеет минимум при  $I = 3\hbar$  для октупольно-вращательной полосы  $K^\pi = 0^-$  и при  $I \approx 15/2\hbar$  для нечетных ядер с заполненным состоянием из подоболочки  $1j_{15/2}^{(235U)}$ .

Для определения роли ВК в рассмотренных полосах были проведены расчеты спектров октупольно-вращательных полос в четно-четных ядрах и спектров нечетного ядра.

### §3. ОКТУПОЛЬНО-ВРАЩАТЕЛЬНЫЕ ПОЛОСЫ ЯДЕР <sup>232Th</sup>, <sup>236</sup>, <sup>238U</sup>

Взаимодействия Кориолиса октупольно-вращательных полос в рамках модели Кермана были исследованы в работах <sup>/11/</sup>, в которых рассматривалась только низкоспиновая часть спектров.

Диагонализация гамильтониана <sup>/3/</sup> проводится с так определенными  $H_{intr}$  и  $H_{rot}$ :

$$H_{intr} = H_{av} + H_{pair} + H_{QQ}, \quad /8/$$

$$H_{rot} + 2 \cdot B \cdot H_{rot}^2 = \hat{A} \hat{R}^2, \quad /9/$$

Решая уравнения Шредингера для <sup>/8/</sup>, мы получим энергии  $E_{intr}$  и волновые функции фоновых ( $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-, 3^-$ ) состояний <sup>/4/</sup>. Параметры среднего поля приведены в работе <sup>/5/</sup>.

Диагонализация полного гамильтониана проводится методом двойной диагонализации <sup>/6/</sup>, что позволяет параметризовать м.и. для различных состояний и учесть

влияние неадиабатических эффектов остова. Волновую функцию ищем в виде

$$\Psi_{IM}^{\nu} = \sum_K \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2(1+\delta_{K0})}} b_{\nu K}^I \{ \mathcal{D}_{MK}^I \Phi_K + (-1)^{I+K} \mathcal{D}_{M-K}^I \Phi_{\bar{K}} \}, \quad /10/$$

где  $\nu$  соответствует номеру вращательных полос;  $\Phi_K$  - собственные функции внутреннего гамильтониана /фононные состояния/;  $\mathcal{D}_{MK}^I$  - функции Вигнера;  $b_{\nu K}^I$  - амплитуды смешивания состояний.

Матричные элементы оператора  $\hat{j}_+$  можно вычислить, используя фононные волновые функции /4/  $\Phi_K = \hat{Q}_K^+ |-\rangle$ :

$$\langle - | \hat{Q}_1, \hat{j}_+ \hat{Q}_1^+ | - \rangle = \langle - | [ [\hat{Q}_1, \hat{j}_+ ], \hat{Q}_1^+ ] | - \rangle, \quad /11a/$$

где  $|-\rangle$  - фононный вакуум. Записывая оператор  $\hat{j}_+$  в виде

$$\hat{j}_+ = \sum_{s\sigma, s'\sigma'} \langle s' \sigma' | \hat{j}_+ | s \sigma \rangle V_{ss'}^{(+)} a_{s'\sigma'}^+ a_{s\sigma} \quad /12/$$

и используя выражение для фононных волновых функций /глава 8 книги /4/ /, можно вычислить коммутационные соотношения /11a/. Заменяя фононный вакуум на квазичастичный /вообще говоря, они не эквивалентны/, можно оценить м.э. от оператора /12/ /отметим, что члены в /12/, содержащие комбинации  $a^+ a^+$  и  $aa$ , не дают вклада в /11a//:

$$\langle - | \hat{Q}_1, \hat{j}_+ \hat{Q}_1^+ | - \rangle = \frac{1}{4} \sum_{q_1 q_2 q_3} (\psi_{q_1 q_2}^{i'} \psi_{q_1 q_2}^i + \phi_{q_1 q_2}^{i'} \phi_{q_1 q_2}^i) \cdot (\hat{j}_{q_3 q_1}^+ + \quad /11/$$

$$+ \hat{j}_{q_1 q_3}^{(+)} ) V_{q_1 q_3}^{(+)},$$

где  $\psi_{q_1 q_2}^i$  и  $\phi_{q_1 q_2}^i$  - амплитуды квазичастичных примесей в волновой функции фонона  $i$ ;  $\hat{j}_{q_1 q_2}^+$  - одночастичные м.э.;  $V_{q_1 q_2} = u_{q_1} u_{q_2} + v_{q_1} v_{q_2}$ ,  $u_q, v_q$  - амплитуды преобразования Боголюбова /4/.

Если бы фононные состояния соответствовали колебаниям сферической поверхности, то для м.э. оператора  $\hat{j}_+$  мы имели бы

$$\langle \lambda \mu' | \hat{j}_+ | \lambda \mu \rangle = \delta_{\lambda \lambda'} \delta_{\mu', \mu \pm 1} \cdot \sqrt{(\lambda \mp \mu)(\lambda \pm \mu + 1)}. \quad /13/$$

Численные расчеты показали, что при описании экспериментальных спектров значения м.э.  $\langle \hat{j}_+ \rangle$ , вычисленные

Таблица 1

Матричные элементы углового момента: а - по внутренним фононным состояниям; б - эмпирические значения; с - сферический лимит /15/ / $K^\pi = 3^- - 2^-$  - квазичастичное состояние/

Состояния $\langle f_1, l_1 \rangle$	A = 232		A = 236		A = 238		C
	a	б	a	б	a	б	
$1^-, 0^-$	.673	1.26	1.989	1.794	1.42	1.8	3.46
$2^-, 1^-$	1.255	1.6	1.185	1.6	1.237	2.26	3.16
$3^-, 2^-$	-	.187	-	.187	-	.187	2.45

Таблица 2

Параметры -  $a_k$  /в кэВ/ расчета /16/ и собственные значения внутреннего гамильтониана -  $E_{intr}^k$  /в МэВ/. Константа QQ-сил определена по  $E_{intr}$

Состояние $K^\pi$	Th (232)		U(236)		U(238)	
	$E_{intr}^k$	$a_k$	$E_{intr}^k$	$a_k$	$E_{intr}^k$	$a_k$
$0^-$	.7023	6.616	.679	6.806	.6702	6.416
$1^-$	1.070	7.397	.9576	7.397	.924	6.777
$2^-$	1.052	5.997	1.092	5.417	1.1110	5.676
$3^-$	1.090	5.223	1.171	5.223	1.285	5.223

по формуле /13/, завышают роль ВК, а вычисленные по формуле /11/ при определенных выше приближениях, наоборот, занижают роль ВК, что заставило ввести эмпирические м.э. углового момента. Эти м.э. приведены в табл. 1 и сравниваются с м.э., вычисленными по /11/ и /13/. Следует заметить, что м.э. /11/ ближе к эмпирическим м.э., чем м.э. /13/.

Параметры модели, которые были введены для описания спектров ядер, даны в табл. 2. Значения инерционных параметров  $a_\nu$  приведены в представлении оператора  $R^2$ , т.е.

$$\hat{A}\Phi_\nu = [a_\nu] \Phi_\nu, \quad /14/$$

где  $\Phi_\nu$  определяется из  $\hat{R}^2\Phi_\nu = [r_\nu]\Phi_\nu$ .

Спектры октупольно-вращательных полос показаны на рис. 1 для ядер  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236,238}\text{U}$ . Расчеты для  $^{236}\text{U}$  проведены при  $V=0$  (II), поскольку нет необхо-

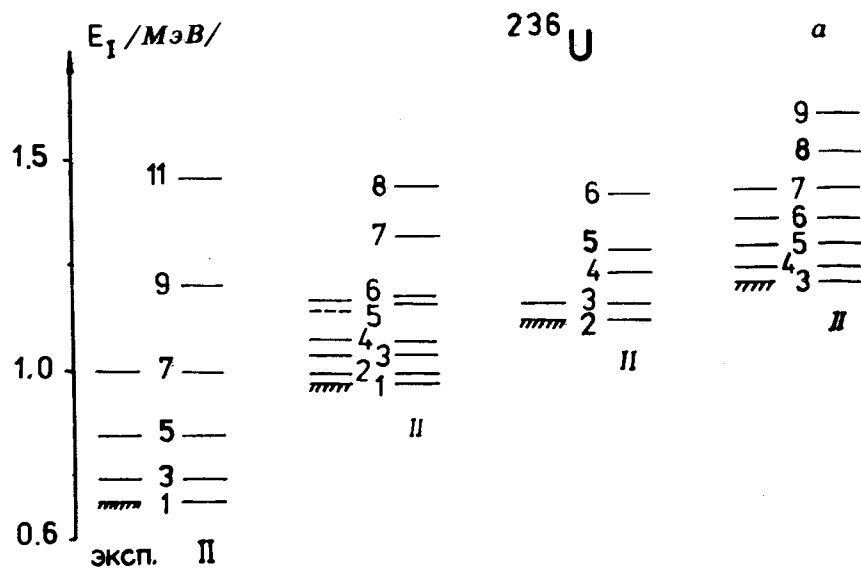


Рис. 1. Октупольно-вращательные полосы: а -  $^{236}\text{U}$ ; б -  $^{232}\text{Th}$ ; в -  $^{238}\text{U}$ . Римскими цифрами отмечены варианты расчета /см. текст/.

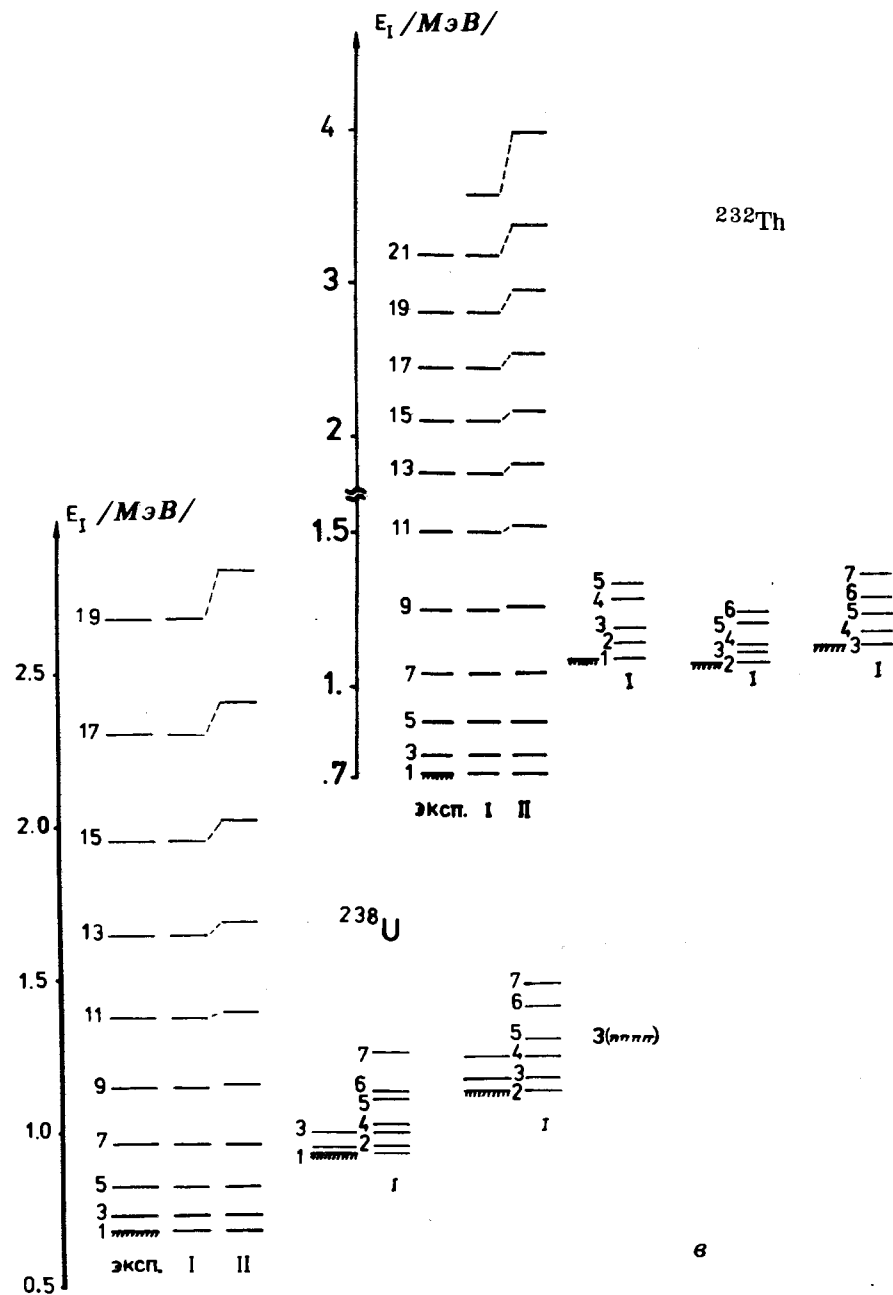


Таблица 3а

Структура и энергии октупольно-вращательных полос ядра  $^{238}\text{U}$  / I вариант/

Спин	Энергия (МэВ)		Амплитуды смешивания			
	эксп.	теор.	$K^{\pi} = 0^{-}$	$K^{\pi} = 1^{-}$	$K^{\pi} = 2^{-}$	$K^{\pi} = 3^{-}$
I	.680	.6804	.996	-.094		
	.93I	.9322	.094	.996		
2	.950	.953I	-	.985	-.I7I	
	I.I29	I.I306	-	.I7I	.985	
3	.73I	.73I3	.976	-.2I6	.0I5	.0
	.998	.9942	.2I2	.94I	-.262	.002
	I.I69	I.I702	.042	.259	.265	-.020
4	-	I.300	.00I	.003	.02	I.
	-	I.0234	-	.940	-.340	.0
	I.243	I.2385	-	.340	.940	-.04
	-	I.343	-	.0I3	.038	.999
5	.827	.825	.952	-.304	.027	.002
	-	I.I046	.288	.866	-.4I0	.005
	-	I.299	.I0I	.398	.9I0	-.058
7	.966	.9642	.93I	-.362	.034	.005
9	I.I50	I.I490	.9I6	-.400	.032	.0I0
II	I.378	I.3783	.907	-.420	.022	.0I8
I3	I.649	I.650	.903	-.428	.002	.029
I5	I.959	I.9609	.904	-.424	.029	.046
I7	2.306	2.3075	.907	-.4I0	-.070	.068
I9	2.687	2.6855	.9086	-.387	-.I22	.I00
2I	-	3.0907	.9063	-.354	-.I83	.I4I
23	-	3.5I86	.896	-.3I4	-.247	.I92

Таблица 3б

Структура и энергии  $K^{\pi} = 0^{-}$  -полосы  $^{232}\text{Th}$ /I вариант/

Спин	Энергия (МэВ)		Амплитуды смешивания			
	эксп.	теор.	$K^{\pi} = 0^{-}$	$K^{\pi} = 1^{-}$	$K^{\pi} = 2^{-}$	$K^{\pi} = 3^{-}$
I	.7I4	.7I44	.999	-.047	-	-
3	.774	.7744	.994	-.II2	.002	.003
5	.884	.8839	.987	-.I58	-.0I0	.009
7	I.043	I.0423	.98I	-.I90	-.033	.022
9	I.249	I.2477	.975	-.206	-.068	.047
II	I.498	I.4966	.966	-.209	-.II7	.092
I3	I.784	I.7839	.948	-.I99	-.I79	.I70
I5	2.I0I	2.I027	.906	-.I78	-.246	.295
I7	2.442	2.4447	.825	-.I50	-.30I	.453
I9	2.806	2.8048	.724	-.I22	-.332	.592
2I	3.I84	3.I827	.636	-.I02	-.345	.682
23	-	3.5803	.574	-.087	-.35I	.734
23	-	3.8356	.680	-.052	-.284	-.674
25	-	3.998	.533	-.078	-.356	.763
25	-	4.306	.689	-.039	-.334	-.642

димости включения членов с  $B \neq 0$  (I). Для  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$  расчеты выполнены при  $B = 0,0838 \text{ МэВ}^{-1}$  (I) и при  $B = 0$  (II).

Структуры волновых функций октупольно-вращательных полос для ядер  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$  приведены в табл. 3а и 3б соответственно. Нетрудно заметить, что к такой сложной структуре состояний приводит ВК, смешивание состояний с  $|\Delta K| \geq 2$ , при этом существ-

венно важна также перенормировка инерционных параметров. Последняя важна при расчете спектров различных  $K^\pi$  - полос /рис. 1а, табл. 3б/.

#### §4. ВРАЩАТЕЛЬНЫЕ ПОЛОСЫ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ЧЕТНОСТИ В ЯДРЕ $^{235}\text{U}$

Диагонализация гамильтониана /8/ для нечетного ядра проводится так же, как и в /7/. Вращательный гамильтониан выбирается в виде /9/ с  $B=0$ . Волновые функции имеют аналогичный вид /10/, но внутренние волновые функции  $\Phi_K$  определены с учетом квазичастицы + фононных компонент /4/:

$$\Phi_K^n = \left\{ C_{KK}^n a^+ + \sum_{\lambda\mu S} D_{KS}^{\lambda\mu n} a^+ Q^+ \right\} |0\rangle. \quad /15/$$

В табл. 4 показана структура внутренних функций  $\Phi_K$  /коэффициенты  $C_{KK}^n$ ,  $D_{KS}^{\lambda\mu n}$  и квантовые характеристики  $K$ ,  $S, \lambda, \mu$ /. Там же приведены инерционные параметры состояний и решение секулярного уравнения для нечетного ядра /4/  $\eta_K - \eta_{KF}$ , последнее сравнивается с экспериментальными энергиями состояний и параметрами, которые были использованы в расчетах в качестве собственных значений /6/ внутреннего гамильтониана. Используя стандартные значения /8/ для корреляционных функций и химических потенциалов, можем вычислить м.э. различных операторов по функциям /15/. Чтобы получить более хорошее согласие в энергиях состояний, некоторые м.э. углового момента были перенормированы.

Сравнение рассчитанных и экспериментальных спектров в  $^{235}\text{U}$  приводится на рис. 2. Видно, что согласие теории с экспериментом очень хорошее. При расчете этих спектров инерционные параметры для некоторых состояний /табл. 4/ брались равными 6,0 кэВ, что близко к величине инерционного параметра остова.

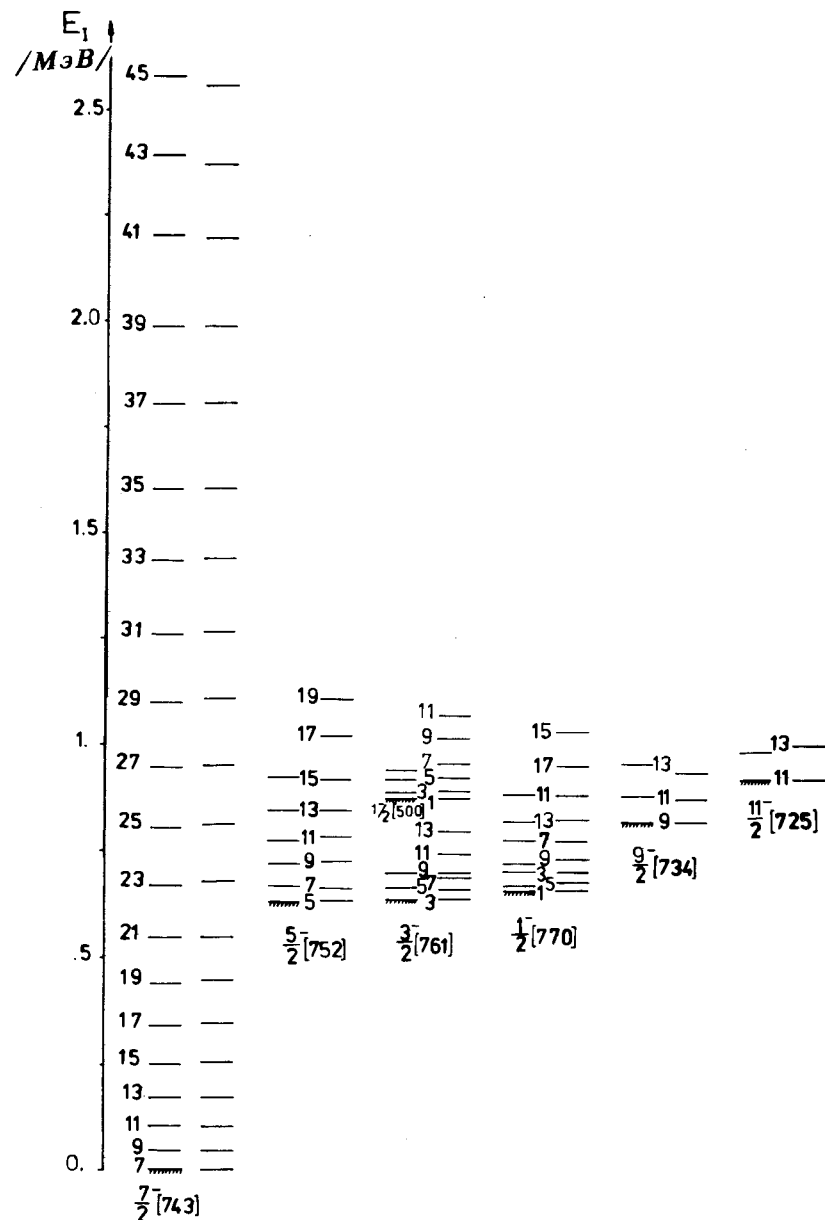


Рис. 2. Вращательные полосы отрицательной четности  $^{235}\text{U}$  /эксперимент и теория/.



Таблица 4

Структура внутренних состояний  $^{235}\text{U}$  и инерционные параметры  $a_K$  (16) расчета спектра  $^{235}\text{U}$ .

Номер корня $\pi$	K	$C_K^M$	Фононные компоненты						$\eta_K$	$\eta_K \omega_K$	$E_{\text{эксп.}}^K$ (МэВ)	$F_{\text{intr}}^K$	$a_K$ (ф.е.в.)
			$S_{\lambda\mu}$	$D_{\lambda\mu}^{KS}$	$S_{\lambda\mu}$	$D_{\lambda\mu}^{KS}$	$S_{\lambda\mu}$	$D_{\lambda\mu}^{KS}$					
I	725	.214	74322	-.970	62332	.088	61332	.054	1.377	.921	.868	6.00	
I	734	.759	62232	.428	63232	.331	75222	-.220	.952	.822	.795	6.00	
I	743	.901	74320	.362	62231	.136	62330	.123	0.0	0.0	-.017	5.741	
3	743	.270	74320	-.876	62231	.358	62330	.146	1.218	1.053	1.034	6.00	
I	752	.809	75220	-.515	63230	-.151	63131	-.116	.316	.633	.625	5.206	
I	502	.644	77022	-.454	50220	.424	63230	.390	.838	-	.830	6.00	
I	761	.741	76120	-.559	63130	-.250	50022	-.133	.504	.638	.6353	4.567	
I	500	.701	50020	-.522	75222	.332	76122	.190	.713	.878	.8748	4.542	
I	770	.765	77020	.510	50222	-.295	50122	.234	.584	.659	.6656	4.575	

## §5. ВЫВОДЫ

Сопоставление результатов проведенного анализа и экспериментальных фактов позволяет сделать следующие выводы:

1. Аномальное поведение м.и. является свидетельством важности ВК в данных полосах.

2. При описании спектров октупольно-вращательных полос наряду с ВК важное место занимает прямое смешивание состояний с  $|\Delta K| \geq 2$  и перенормировка моментов инерции для различных состояний  $K^\pi$ . Некорректное определение /или учет/ одного из этих фактов приводит к ошибкам в определении других. В связи с этим очень большой интерес представляет теоретический расчет м.и. колебательных состояний и расчет прямого смешивания состояний с  $|\Delta K| \geq 2$ .

3. Анализ м.э. оператора  $\langle j_+ \rangle$  и инерционных параметров для октупольных состояний показывает, что свойства колебательных состояний с одинаковыми  $K^\pi$  для таких ядер, как  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236,238}\text{U}$ , очень схожи, что объясняется коллективной природой этих состояний.

4. Структура вращательных полос с  $K^\pi = 0^-$  для ядер  $^{232}\text{Th}$  и  $^{238}\text{U}$  /при  $I \gg 1\hbar$ / подтверждает предположение, сделанное в /1/, о том, что в полосе  $K^\pi = 0^-$   $^{232}\text{Th}$  более важно смешивание состояний с  $|\Delta K| \geq 2$ , чем в полосе  $K^\pi = 0^-$   $^{238}\text{U}$ , что в данной схеме расчета обусловлено ВК смешиванием состояний с  $|\Delta K| \geq 2$  и перенормировкой м.и.

5. Полосы, построенные на низколежащих состояниях  $^{235}\text{U}$ , очень хорошо описываются в рамках модели из работы /6/, и здесь оказался важным учет остаточных мультиполь-мультипольных сил /4/.

6. Влияние неадиабатических эффектов остова, которое может проявиться с увеличением углового момента, довольно слабое в  $^{235}\text{U}$  ( $I = 49/2\hbar$ ). Эти эффекты ока-

зывают существенное влияние на свойства высокоспиновых октупольно-вращательных полос.

В заключение нам приятно поблагодарить Ш.Бриансон /Орсэ, Франция/ за интересные дискуссии, во многом способствовавшие появлению данной работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бриансон Ш. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1977, 41, с.1986 и частное сообщение этой группы.
2. Sorenson R.A. Rev.Mod.Phys., 1973, 45, p.353.
3. Бегжанов Р.Б., Сафаров Р.Х., Чориев Б. Изв. АН УзССР, 1977, 4, с.65.
4. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
5. Комов А.Л., Малов Л.А., Соловьев В.Г. ОИЯИ, Р4-5126, Дубна, 1970.
6. Михайлов И.Н., Сафаров Р.Х., Чориев Б. ОИЯИ, Р4-11247, Дубна, 1978.
7. Gareev F.A., e.a. Nucl.Phys., 1971, A171, p.134.
8. Вдовин А.И., Комов А.Л., Малов Л.А. ОИЯИ, Р4-5125, Дубна, 1970.
9. Vogel P. Phys.Lett., 1970, 33B, p.400.
10. Neergard K., Vogel P. Nucl.Phys., 1970, A145, p.33; Nucl. Phys., 1970, A149, p.217.

Рукопись поступила в издательский отдел  
26 октября 1978 года.