

УДК 539.14+539.16

## СВОЙСТВА ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР С ЧИСЛОМ ПРОТОНОВ от 40 до 50

*Е. П. Григорьев*

Физический институт Ленинградского  
университета

Рассматриваются экспериментально наблюдаемые свойства четно-четных ядер от циркония ( $Z = 40$ ) до олова ( $Z = 50$ ). Производится сопоставление энергий нижних уровней с одинаковыми спинами и четностями в различных ядрах и делается сравнение с предсказаниями некоторых моделей. Приводятся данные об абсолютных и относительных вероятностях  $\gamma$ - и  $\beta$ -переходов. Указываются рамки применимости вибрационной модели к рассмотренным ядрам. Обращается внимание на существование области деформации, куда попадают нейтроноизбыточные изотопы циркония, молибдена и рутения.

The experimentally observed properties of even-even nuclei from zirconium ( $Z = 40$ ) to tin ( $Z = 50$ ) are considered. The energies of low-lying levels with identical spins and parities for different nuclei are compared between them and with the predictions of certain models. The data on the absolute and relative  $\gamma$ - and  $\beta$ - transition probabilities are given. The range of application of the vibrational model to the nuclei mentioned are indicated. Attention is paid to the existence of a deformation region which includes the neutron-rich isotopes of zirconium, molybdenum and ruthenium.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Область ядер, рассмотренных в работе, характеризуется двумя особенностями: 1) число протонов составляет от 40 до 50, и протоны на основных и низких возбужденных уровнях в этих ядрах имеют, как правило, характеристики  $p_{1/2}$  или  $g_{9/2}$  в соответствии с одночастичной моделью; 2) число нейтронов в этих ядрах меняется от магического числа 50 до середины оболочки  $N = (50 - 82)$ . Эти причины позволяют рассмотреть двухчастичные возбуждения в ядре  $^{92}_{42}\text{Mo}_{50}$ , систему нижних состояний вибрационного характера в  $^{104}_{46}\text{Pd}_{58}$ ,  $^{106}_{46}\text{Pd}_{60}$  и близких к ним ядрах, систему нижних состояний ротационного типа в  $^{106}_{44}\text{Ru}_{62}$  и других ядрах с избытком нейтронов. Сюда попадают ядра из области деформации с  $Z =$

= 42 — 44 и  $N = 60 — 70$ . Часть таблицы изотопов, в которой заштрихованные клетки соответствуют стабильным ядрам, показана на рис. 1.

Свойства возбужденных состояний устанавливаются с помощью различных методов изучения структуры ядер. В первую очередь следует отметить методы ядерной спектроскопии и методы ядерных реакций. За последние несколько лет достигнут большой прогресс, связанный с усовершенствованием техники эксперимента, особенно с использованием полупроводниковых детекторов  $\gamma$ -излучения. В изучении радиоактивного распада ядер установлены особенности, которые позволяют обнаружить недоступные ранее закономерности в ядерных свойствах. Стало возможным изучение распада такого ядра, как  $^{100}\text{Tc}$ , который имеет период полураспада 16 сек и образуется в результате облучения нейтронами в ядерном реакторе мишени из радиоактивного  $^{99}\text{Tc}$ . В распаде  $^{100}\text{Tc}$  измерен не только спектр  $\gamma$ -квантов, но также и  $\gamma$ - $\gamma$ -совпадения.

Изучение свойств далеких от дорожки стабильности ядер, которые отличаются от устойчивых ядер большим числом протонов или нейтронов, стало возможным в результате применения новой техники. В связи с появлением работы о сильной деформации

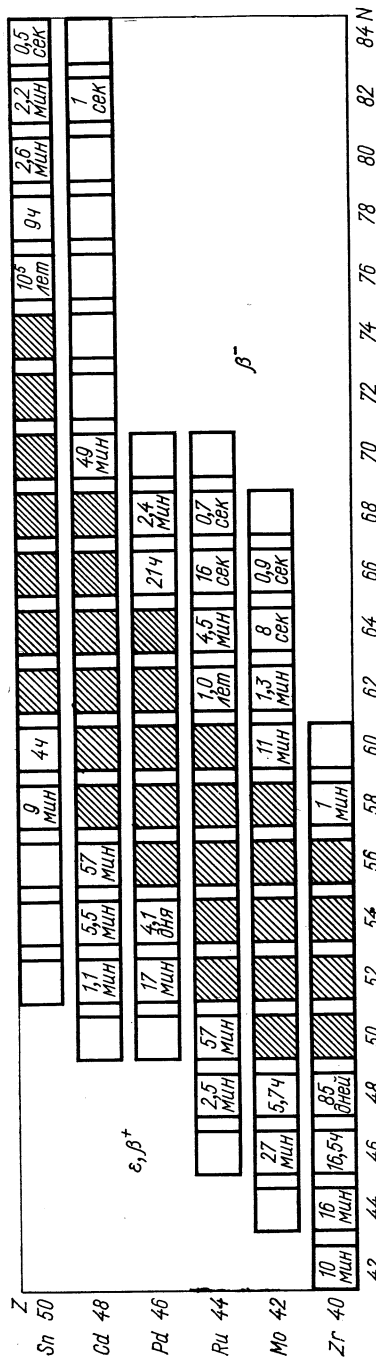


Рис. 1. Таблица изотопов от циркония до олова. Заштрихованные клетки соответствуют стабильным ядрам.

ядра  $^{106}\text{Ru}$  (результаты оказались впоследствии ошибочными) в 1970 г. было выполнено сразу три исследования свойств этого ядра. Данные всех трех работ хорошо согласуются между собой.

Ядра  $^{106}\text{Ru}$  и другие нейтроноизбыточные ядра были изучены в продуктах деления. Установки для таких исследований включают сразу несколько детекторов рентгеновского и  $\gamma$ -излучения и детекторов осколков деления, включенных в схему совпадений. Высокое разрешение детекторов позволяет определить атомный номер ядра по рентгеновскому спектру, массовое число — по свойствам осколков и энергетические уровни каждого ядра. Достигнута недоступная ранее достоверность идентификации новых изотопов, что привело к расширению систематики свойств ядер до очень удаленных от дорожки стабильности изотопов  $^{102}\text{Zr}$ ,  $^{108}\text{Mo}$ ,  $^{112}\text{Ru}$  и  $^{114}\text{Pd}$  (наиболее устойчивы  $^{92}\text{Zr}$ ,  $^{98}\text{Mo}$ ,  $^{102}\text{Ru}$ ,  $^{108}\text{Pd}$ ).

Обширный экспериментальный материал последних лет позволяет провести систематическое рассмотрение некоторых свойств ядер. Здесь это сделано для ограниченной области четно-четных изотопов  $\text{Zr} - \text{Sn}$ . В табл. 1 указаны способы возбуждения рассмотренных изотопов и даны ссылки на литературные источники.

## 2. ЭНЕРГИИ НИЖНИХ ВОЗБУЖДЕННЫХ УРОВНЕЙ

**Первые возбужденные уровни  $2^+$ .** Спины и четности первых возбужденных уровней всех рассмотренных ядер, кроме  $^{90}\text{Zr}$ , равны  $2^+$ . Их энергии  $E(2^+)$  плавно уменьшаются по мере удаления числа нейтронов в ядре от магического числа  $N = 50$  (рис. 2). В ядрах  $\text{Sn}$  с  $Z = 50$  энергии возбуждения значительно выше, чем в соседних элементах и близки для различных изотопов. По-особому ведут себя ядра  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{92}\text{Mo}$  и  $^{94}\text{Ru}$ , имеющие по 50 нейтронов. Энергии их первых уровней велики. Добавление к ним одной пары нейтронов почти в два раза понижает энергию возбуждения. Дальнейшее увеличение числа нейтронов в ядрах  $\text{Mo}$ ,  $\text{Ru}$  и  $\text{Pd}$  приводит к более плавному понижению энергий первых уровней. Довольно необычным является резкое изменение энергии  $E(2^+)$  у ядер  $\text{Zr}$ .

Энергия первого возбужденного уровня  $^{96}\text{Zr}$  резко возрастает по сравнению с энергией уровня в  $^{94}\text{Zr}$ , и она велика у  $^{98}\text{Zr}$  по сравнению с  $^{94}\text{Zr}$  и  $^{100}\text{Zr}$ . Можно попытаться понять это положение, рассматривая систему нейтронных уровней в изученных ядрах  $^{91}\text{Zr}$  и  $^{93}\text{Zr}$ . В них основное состояние имеет характеристики  $5/2^+(d_{5/2})$ , а первым возбужденным одночастичным уровнем является  $1/2^+(s_{1/2})$ , расположенный на высоте 1,21 и 0,94  $M\text{эв}$  соответственно. Уровни ( $g_{7/2}$ ) находятся значительно выше. В ядре  $^{96}\text{Zr}$  целиком заполняется нейтронный уровень  $d_{5/2}$ , а в ядре  $^{98}\text{Zr}$  — уровень  $s_{1/2}$ , что и вызывает значительное повышение энергий первых возбужденных состояний этих ядер, несколько похожих на «магические». Наличие дополнительных пар протонов

## Т а б л и ц а 1

## Способы возбуждения уровней четно-четных ядер

- $^{90}\text{Zr}$   $^{90}\text{Y}$ , (2 $^-$ ; 64 ч,  $Q = 2270$ );  $^{90m}\text{Y}$ , (7 $^+$ ), 3,1 ч,  $Q = 2950$   $^{90}\text{Nb}$ , 8 $^+$ , 14,6 ч.  
 $Q = 6000$  ( $e$ ,  $e'$ ) [1—3]  
 $^{92}\text{Zr}$   $^{92}\text{Y}$ , 2 $^-$ , 3,53 ч,  $Q = 3640$ .  $^{92}\text{Nb}$ , 7 $^-$ ,  $>350$  лет.  $^{92m}\text{Nb}$ , 2 $^+$ , 10,2 дня,  
 $Q = 2010$ . ( $n$ ,  $\gamma$ ), ( $n$ ,  $n'$ ), ( $d$ ,  $p$ ), ( $d$ ,  $d'$ ) [3].  
 $^{94}\text{Zr}$   $^{94}\text{Y}$ , 20,3 мин,  $Q = 5000$ . ( $p$ ,  $p'$ ), ( $n$ ,  $n'$ ) [3].  
 $^{96}\text{Zr}$   $^{96}\text{Y}$ , 2,3 мин,  $Q = 6900$ . ( $p$ ,  $p'$ ), ( $d$ ,  $d'$ ) [3].  
 $^{98}\text{Zr}$  ( $t$ ,  $p$ ), в продуктах деления [1—5].  
 $^{100}\text{Zr}$  в продуктах деления [6].  
 $^{102}\text{Zr}$  в продуктах деления [5, 6].
- $^{90}\text{Mo}$  ( $\alpha$ ,  $xn$ ) [1—3]  
 $^{92}\text{Mo}$   $^{92}\text{Tc}$ , 8 $^+$ , 4,4 мин,  $Q = 7900$ . ( $\alpha$ , 2  $n$ ), ( $p$ ,  $p'$ ), ( $d$ ,  $d'$ ) [3, 7, 8].  
 $^{94}\text{Mo}$   $^{94}\text{Nb}$ , (6 $^+$ ), 2,0·10 $^4$  лет,  $Q = 2070$ .  $^{94m}\text{Nb}$ , 3 $^+$  6,3 мин,  $Q = 2480$ ,  $^{94}\text{Tc}$ ,  
(6 $^+$ , 7 $^+$ ), 293 мин,  $Q = 2460$ .  $^{94m}\text{Tc}$ , 2 $^+$ , 52,5 мин,  $Q = 2370$ . ( $p$ ,  $p'$ ),  
( $\alpha$ , 2  $n$ ), ( $\alpha$ , 4  $n$ ), ( $d$ ,  $d'$ ), ( $^3\text{He}$ ,  $d$ ) [3, 7—11].  
 $^{96}\text{Mo}$   $^{96}\text{Nb}$ , (5 $^+$ ), 23,5 ч.  $^{96m}\text{Nb}$ , 1 $^+$ ,  $<5$  сек.  $^{96}\text{Tc}$ , 7 $^+$ , 4,3 дня.  $^{96m}\text{Tc}$ , 4 $^+$ , 51,5 мин.  
( $p$ ,  $p'$ ), ( $d$ ,  $d'$ ), ( $\alpha$ ,  $xn$ ) [3, 7—9, 12].  
 $^{98}\text{Mo}$   $^{98}\text{Nb}$ , 1 $^+$ , 2,8 сек,  $Q = 4300$ .  $^{98m}\text{Nb}$ , 5 $^+$ , 51,5 мин,  $Q = 5000$ . ( $n$ ,  $\gamma$ ), ( $d$ ,  $p$ ),  
( $n$ ,  $n'$ ), ( $p$ ,  $p'e$ ), ( $d$ ,  $d'$ ) [3, 7, 8, 12, 13].  
 $^{100}\text{Mo}$   $^{100}\text{Nb}$ , 3,0 мин.  $^{100}\text{Nb}$ , 11 мин, ( $d$ ,  $d'$ ). В продуктах деления [3, 8, 14].  
 $^{102}\text{Mo}$   $^{102}\text{Nb}$ , 3,0 сек. В продуктах деления [6, 14].  
 $^{104}\text{Mo}$   $^{104}\text{Nb}$ , 1,0 сек. В продуктах деления [6, 14].  
 $^{106}\text{Mo}$  В продуктах деления [5, 6].  
 $^{108}\text{Mo}$  В продуктах деления [14].
- $^{92}\text{Ru}$   $^{92}\text{Tc}$ , 4,4 мин [3, 15].  
 $^{94}\text{Ru}$  ( $\alpha$ ,  $xn$ ) [3, 7].  
 $^{96}\text{Ru}$  ( $\alpha$ ,  $xn$ ) [3, 7].  
 $^{98}\text{Ru}$   $^{98}\text{Tc}$ , 4,2·10 $^6$  лет,  $Q = 1796$ .  $^{98}\text{Rh}$ , 2 $^+$ , 8,7 мин,  $Q = 4200$  [1—3, 16, 17].  
 $^{100}\text{Ru}$   $^{100}\text{Tc}$ , 1 $^+$ , 16 сек,  $Q = 3370$ .  $^{100}\text{Rh}$ ; 1 $^-$ , 20 ч,  $Q = 3640$ . ( $n$ ,  $\gamma$ ), 2 $^+$ , 3 $^+$ ,  
 $Q = 9672$ . ( $p$ ,  $p'$ ), ( $\alpha$ , 4  $n$ ) [1, 3, 16, 18—20].  
 $^{102}\text{Ru}$   $^{102}\text{Rh}$ , 6 $^+$ , 2,9 года,  $Q = 2320$ .  $^{102m}\text{Rh}$ , 1 $^-$ , 206 дней,  $Q = 2320$ . ( $\alpha$ ,  $xn$ )  
[1, 3, 7, 14, 16, 18, 21].  
 $^{104}\text{Ru}$   $^{104}\text{Tc}$ , (2 $^-$ ), 18 мин,  $Q = 4250$ . В продуктах деления [1, 3, 14, 16, 18, 22].  
 $^{106}\text{Ru}$   $^{106}\text{Tc}$ , 36 сек. В продуктах деления ( $t$ ,  $p$ ) [14, 23, 24].  
 $^{108}\text{Ru}$   $^{108}\text{Tc}$ , 5,2 сек. В продуктах деления [6, 14].  
 $^{110}\text{Ru}$   $^{110}\text{Tc}$ , 0,82 сек. В продуктах деления [6, 14, 25].  
 $^{112}\text{Ru}$  В продуктах деления [6].
- $^{98}\text{Pd}$  ( $\alpha$ ,  $xn$ ) [1, 2, 16, 26].  
 $^{100}\text{Pd}$   $^{100}\text{Ag}$ , 2 мин, ( $\alpha$ ,  $xn$ ) [1, 3, 14, 16, 27, 28].  
 $^{102}\text{Pd}$   $^{102}\text{Rh}$ , 1 $^-$ , 206 дней,  $Q = 1150$ .  $^{102}\text{Ag}$ , 5 $^+$ , 13 мин,  $Q = 5400$ .  $^{102m}\text{Ag}$ ,  
2 $^+$ , 6 мин,  $Q = 5640$  [1, 3, 16, 18, 27].  
 $^{104}\text{Pd}$   $^{104}\text{Rh}$ , 1 $^+$ , 43 сек,  $Q = 2440$ .  $^{104m}\text{Rh}$ , 5 $^+$ , 4,4 мин,  $Q = 2570$ .  $^{104}\text{Ag}$ , 5 $^+$ ,  
66 мин,  $Q = 4100$ .  $^{104m}\text{Ag}$ , 2 $^+$ , 29 мин,  $Q = 4280$ . ( $\alpha$ , 4  $n$ ), ( $p$ ,  $p'$ ). [1, 16,  
18, 29, 30].  
 $^{106}\text{Pd}$   $^{106}\text{Rh}$ , 1 $^+$ , 30 сек,  $Q = 3550$ .  $^{106m}\text{Rh}$ , (6 $^+$ ), 130 мин,  $Q = 3680$ .  $^{106}\text{Ag}$ ,

Продолжение табл. 1

- 1<sup>+</sup>, 24 мин,  $Q = 2980$ .  $^{108m}\text{Ag}$ , 6<sup>+</sup>, 8,4 дня,  $Q = 2961$ . ( $p, p'$ ), ( $\alpha, \alpha'$ ), ( $\alpha, 2n$ ), ( $^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}$ ), ( $d, p$ ), ( $p, \alpha$ ) [1, 16, 18, 30–34]  
 $^{108}\text{Pd}^{108}\text{Rh}$ , (6), 6 мин,  $Q = 4430$ .  $^{108}\text{Ag}$ , 1<sup>+</sup>, 2,42 мин,  $Q = 1900$ .  $^{108m}\text{Ag}$ , 6<sup>+</sup>, 340 лет,  $Q = 2110$  [1, 14, 18, 35–38]  
 $^{110}\text{Pd}^{110}\text{Rh}$ , 3,0 сек,  $Q \approx 5500$ .  $^{110}\text{Rh}$ , 28,5 сек,  $Q \approx 5500$  [25].  
 $^{112}\text{Pd}^{112}\text{Rh}$ , 4,65 сек. В продуктах деления [14].  
 $^{114}\text{Pd}^{114}\text{Rh}$ , 1,7 сек. В продуктах деления [14].

- $^{100}\text{Cd}$  ( $\alpha, xn$ ) [3].  
 $^{102}\text{Cd}$  ( $\alpha, xn$ ) [3, 39].  
 $^{104}\text{Cd}$   $^{104}\text{In}$ , 25 мин,  $^{104}\text{In}$ , 4,5 мин. ( $\alpha, 2n$ ) [3, 27, 39].  
 $^{106}\text{Cd}$   $^{106}\text{In}$ , 5,3 мин, ( $p, p'$ ). ( $\alpha, xn$ ) [1, 3, 39–42].  
 $^{108}\text{Cd}$   $^{108}\text{Ag}$ , 1<sup>+</sup>, 2,42 мин,  $Q = 1650$ .  $^{108}\text{In}$ , (2<sup>+</sup>), 39 мин,  $Q = 5150$ .  $^{108m}\text{In}$ , (7<sup>+</sup>), 56 мин,  $Q = 5110$ . ( $p, p'$ ) [1, 18, 35, 37, 39, 42].  
 $^{110}\text{Cd}$   $^{110}\text{Ag}$ , 1<sup>+</sup>, 24,6 сек;  $Q = 2893$ .  $^{110m}\text{Ag}$ ; 6<sup>+</sup>; 250,4 дня;  $Q = 3011$ .  $^{110}\text{In}$ ; 7<sup>+</sup>; 49 ч;  $Q = 3930$ .  $^{110}\text{In}$ ; 2<sup>+</sup>; 69 мин;  $Q = 3930$ . ( $n, n'$ ); ( $p, p'$ ); ( $d, d'$ ) [1, 3, 8, 18, 42, 43].  
 $^{112}\text{Cd}$   $^{112}\text{Ag}$ ; 2<sup>-</sup>; 3,4 ч;  $Q = 4050$ .  $^{112}\text{In}$ ; 1<sup>+</sup>, 14 мин,  $Q = 2640$ . ( $n, \gamma$ ), ( $p, p'$ ); ( $d, d'$ ); ( $d, p$ ) [1, 8, 18, 39, 42].  
 $^{114}\text{Cd}$   $^{114}\text{Ag}$ ; 1<sup>+</sup>; 4,5 сек;  $Q = 4600$ .  $^{114m}\text{Ag}$ ; (5<sup>-</sup>), 2 мин  $^{114}\text{In}$ ; 1<sup>+</sup>; 72 сек;  $Q = 1420$ .  $^{114m}\text{In}$ ; 5<sup>+</sup>; 50 дней;  $Q = 1610$ . ( $n, \gamma$ ); ( $d, p$ ); ( $p, p'$ ); ( $\gamma, p$ ) [1, 3, 14, 18, 39, 42].  
 $^{116}\text{Cd}$   $^{116}\text{Ag}$ ; 2,5 мин;  $Q = 5500$ , ( $p, p'$ ) [1, 3, 14, 18, 42].  
 $^{120}\text{Cd}$   $^{120}\text{Ag}$ ; 1,3 сек [44].  
 $^{130}\text{Cd}$   $^{130}\text{Ag}$ ; 0,2 сек;  $Q = 9$  Мэв [45].  
 $^{132}\text{Cd}$  [45].

- $^{102}\text{Sn}$  ( $\alpha, xn$ ) [3, 46].  
 $^{104}\text{Sn}$  ( $\alpha, xn$ ) [3, 46].  
 $^{106}\text{Sn}$  ( $\alpha, xn$ ) [3, 46].  
 $^{108}\text{Sn}$   $^{108}\text{Sb}$ ; ( $\alpha, xn$ ) [1, 3, 18, 46].  
 $^{110}\text{Sn}$  ( $\alpha, xn$ ) [3, 46].  
 $^{112}\text{Sn}$   $^{112}\text{In}$ ; 1<sup>+</sup>; 14 мин;  $Q = 660$ .  $^{112}\text{Sb}$ , 0,9 мин. ( $d, d'$ ), ( $\alpha, xn$ ) [1, 3, 8, 18, 46].  
 $^{114}\text{Sn}$   $^{114}\text{In}$ ; 1<sup>+</sup>; 72 сек;  $Q = 1980$ .  $^{114}\text{Sb}$ , 3,3 мин. ( $d, d'$ ) ( $d, t$ ), ( $\alpha, xn$ ) [1, 3, 8, 18, 46].  
 $^{116}\text{Sn}$   $^{116}\text{In}$ ; 1<sup>+</sup>; 14 сек;  $Q = 3290$ .  $^{116m}\text{In}$ ; 5<sup>+</sup>; 54 мин.  $^{116}\text{Sb}$ ; 2<sup>+</sup>; 15 мин;  $Q = 4580$ .  $^{116m}\text{Sb}$ ; (8<sup>-</sup>); 60 мин;  $Q = 4940$ . ( $\alpha, xn$ ), ( $d, d'$ ), ( $d, p$ ) [1, 3, 8, 18, 46].  
 $^{118}\text{Sn}$   $^{118}\text{In}$ ; 1<sup>+</sup>; 5 сек,  $Q = 4200$ .  $^{118m}\text{In}$ ; (4,5<sup>+</sup>); 4,4 мин;  $Q = 4300$ .  $^{118}\text{Sb}$ ; 1<sup>+</sup>; 3,5 мин,  $Q = 3610$ .  $^{118m}\text{Sb}$ ; 8<sup>-</sup>; 5,1 ч;  $Q = 3860$ . ( $n, \gamma$ ), ( $\alpha, xn$ ), ( $d, d'$ ), ( $d, t$ ). [1, 3, 8, 18, 46].  
 $^{120}\text{Sn}$   $^{120}\text{In}$ ; 1<sup>+</sup>; 3,2 сек;  $Q = 5600$ .  $^{120}\text{In}$ , (4,5<sup>+</sup>), 46 сек.  $^{120}\text{Sb}$ ; 1<sup>+</sup>; 16 мин,  $Q = 2690$ .  $^{120}\text{Sb}$ , (8<sup>-</sup>), 5,8 дня. ( $n, \gamma$ ), ( $d, p$ ), ( $\alpha, xn$ ) [1, 3, 18, 46].  
 $^{122}\text{Sn}$   $^{122}\text{In}$ ; 8 сек;  $^{122}\text{Sb}$ , 2<sup>-</sup>, 2,8 дней,  $Q = 1972$ . ( $n, d$ ) ( $d, d'$ ), ( $\alpha, xn$ ) [1, 3, 8, 18, 46].  
 $^{124}\text{Sn}$   $^{124}\text{In}$ ; 4 сек. ( $\alpha, xn$ ), ( $p, p'$ ), ( $t, p$ ), ( $d, d'$ ) [1, 8, 18, 46, 47].  
 $^{126}\text{Sn}$  ( $t, p$ ) [47].  
 $^{130}\text{Sn}$   $^{130}\text{In}$ , 0,2 сек,  $Q = 9000$  [45].  
 $^{132}\text{Sn}$   $^{132}\text{In}$ ,  $Q = 12000$  [45].  
 $^{134}\text{Sn}$  [45].

в ядрах Mo и Ru приводит к «смазыванию» этого эффекта. Однако на рис. 2 можно заметить, что почти одинаковы энергии первых уровней  $^{96}\text{Mo}$  и  $^{98}\text{Mo}$ . В ядре  $^{98}\text{Mo}$  целиком заполнен уровень  $d_{5/2}$ .

Интересно, что не проявилось полумагическое число  $N = 64$ , которое соответствует заполнению состояний  $d_{5/2}$  и  $g_{7/2}$ . Только в ядрах олова первое состояние  $^{114}\text{Sn}$  лежит немного выше, чем в соседних изотопах.

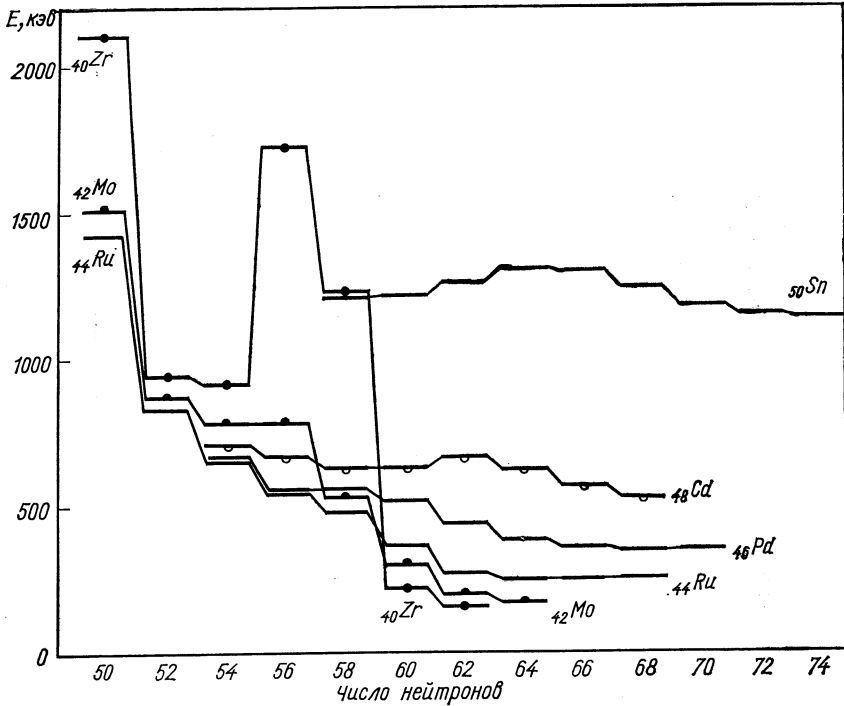


Рис. 2. Зависимость положения первых возбужденных уровней  $2^+$  в ядрах Zr — Sn от числа нейтронов.

Феноменологические модели не описывают энергии первых возбужденных состояний. Не получено хорошего согласия с экспериментом и при описании полумикроскопическими методами. В качестве примера укажем, что в работе Ломбарда [48] получен результат, выявляющий тенденцию к понижению уровней при увеличении числа нейтронов выше  $N = 50$ , но не объясняются скачки энергий в ядрах Zr или значительное понижение энергий в тяжелых ядрах Zr, Mo, Ru.

Во многих ядрах периоды полураспада первых возбужденных уровней оказываются доступными для измерений. Методами иссле-

дования являются кулоновское возбуждение, неупругое рассеяние заряженных частиц или измерения задержанных совпадений  $\gamma$ -квантов переходов  $2^+ \rightarrow 0^+$  с другими частицами или  $\gamma$ -квантами. Данные опытов указывают на то, что  $E2$ -переходы значительно ускорены по сравнению с одночастичными оценками. Это обстоятельство служит аргументом, чтобы считать уровни  $2^+$  коллективными, не вдаваясь в их природу.

**Квазивращательные уровни основных полос.** В четно-четных ядрах имеются состояния со спинами и четностями  $2^+, 4^+, 6^+, 8^+$ .

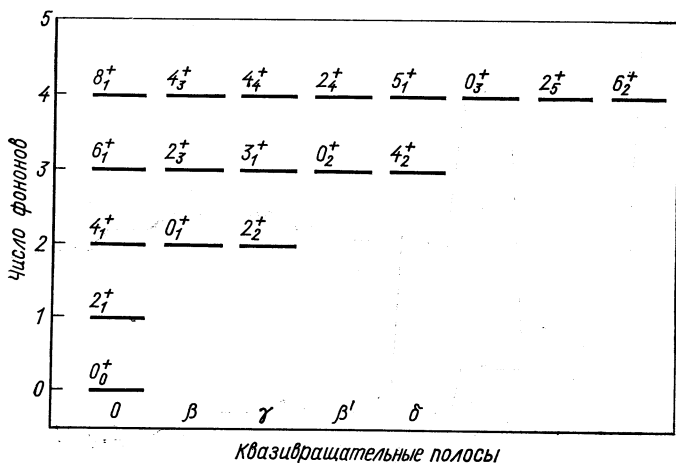


Рис. 3. Положение возбужденных уровней четно-четного ядра по вибративной модели. Интерпретация этих же уровней как квазиротационных.

Определенная закономерность наблюдается между энергиями первых уровней с этими спинами. Начиная с 1960 г. такие уровни рассматриваются как «квазиротационные» [49—51] по аналогии с ротационными состояниями основной полосы в деформированных ядрах, для которых хорошо выполняется закономерность в энергиях  $E(I) = A I(I+1)$ . Для описания сферических ядер в 1967 г. Эйджири предложил очень простую эмпирическую формулу [52]:  $E(I) = aI + kI(I+1)$ . Смысл этой формулы заключается в сочетании описаний уровней, как вибративных, с равными расстояниями между ними, так и вращательные, которые подчиняются закону  $E = AI(I+1)$ . На рис. 3 показано соотношение между уровнями, которые предсказывает вибративная модель (вся совокупность уровней), и квазиротационными уровнями. Последние разделяются на несколько образцов уровней основной полосы.

Таблица 2

Экспериментальные данные об уровнях основных квазиротационных полос и октупольных уровнях с  $I\pi = 3^-$  ядер Zr — Sn. Сравнение экспериментальных и вычисленных по формуле Эйджири значений энергий уровней  $6^+$  и  $8^+$

Ядро	Энергия уровней, кэв							k, кэв	a, кэв
	2+	4+	6+	6+ расчет	8+	8+ расчет	3-		
<sup>88</sup> Zr	1058	2139	2811	3244	2883	4371	2445	2,9	520
<sup>90</sup> Zr	2182	3082	3450	2700	3590	1034	2745	-160	1572
<sup>92</sup> Zr	935	1497	—	1685	—	1501	2346	-46,6	607
<sup>94</sup> Zr	920	1471	—	1652	—	1165	2064	-46,1	598
<sup>96</sup> Zr	1720	3130	—	4226	—	5014	1870	-38,8	976
<sup>98</sup> Zr	1224	2047	—	2468	—	2489	—	-50,1	762
<sup>100</sup> Zr	212,7	564,8	1062,7	1056	1703	1686	—	+17,4	54,2
<sup>102</sup> Zr	151,9	478,5	964,5	978	1551	1653	—	+21,8	10,4
<sup>90</sup> Mo	948	2103	2916	3044	—	4313	—	+25,9	396
<sup>92</sup> Mo	1509	2283	2613	2324	2761	1630	2845	-91,8	1030
<sup>94</sup> Mo	871,2	1573,6	2423,4	2106	2872,3	2472	2590	-21	498
<sup>96</sup> Mo	778,3	1628,2	2440,5	2550	2979	3544	2235	+9,0	362
<sup>98</sup> Mo	787,4	1510	2343	2168	3001	2761	2018	-8,1	418
<sup>100</sup> Mo	535,8	1140	—	1809	—	2650	1910	+8,5	242
<sup>102</sup> Mo	296,0	743	1305	1520	1957	2089	—	+18,9	91
<sup>104</sup> Mo	192,0	561,0	1081,0	1106	1687	1829	—	+22,1	29,7
<sup>106</sup> Mo	171,7	522,4	1034,3	1052	1630	1762	—	+22,4	18,6
<sup>94</sup> Ru	1428	2183	2494	2268	2637	1680	—	-84	966
<sup>96</sup> Ru	832	1518	2150	2048	2950	2430	—	-18,8	473
<sup>98</sup> Ru	652	1398	2223	2242	3127	3178	—	+11,8	291
<sup>100</sup> Ru	539,6	1226,6	2075	2060	2954	3038	2099	+18,3	215
<sup>102</sup> Ru	475,0	1107	1873	1891	2703	2835	2255	+19,6	178
<sup>104</sup> Ru	358,6	889	—	1593	—	2468	—	+21,5	115
<sup>106</sup> Ru	270,3	708	1270	1313	1932	2085	—	+20,9	72,5
<sup>108</sup> Ru	242,3	665,3	1245	1269	1910	2054	—	+22,6	53,3
<sup>110</sup> Ru	240,7	663,9	1240	1270	1947,7	2058	—	+22,8	52
<sup>112</sup> Ru	236,8	645,7	1200	1227	1847	1980	—	+21,5	53,9
<sup>98</sup> Pd	570	1295	2135	2177	3005	3213	—	+19,4	227
<sup>100</sup> Pd	664,6	1414	2293	2249	3283	3170	—	+20,7	300
<sup>102</sup> Pd	558	1275	2111	2150	3014	3185	—	+19,9	219
<sup>104</sup> Pd	555,8	1323,5	2249	2307	3219	3500	2200	+26,5	199
<sup>106</sup> Pd	511,8	1222	2076	2134	2962	3242	2083,9	+24,8	182
<sup>108</sup> Pd	433,7	1048	1770	1844	—	2820	2030	+22,5	150
<sup>110</sup> Pd	374	921	—	1640	—	2531	2038	+21,6	122
<sup>112</sup> Pd	348,8	884,6	1528,4	1608	2338	2519	—	+23,4	104
<sup>114</sup> Pd	332,9	853,6	1503	1563	2291	2460	—	+23,5	96
<sup>116</sup> Pd	340,6	878,6	1570	1612	2384	2542	—	+24,6	96,4
<sup>100</sup> Cd	857	1583	—	2180	—	2643	—	-16,4	478
<sup>102</sup> Cd	719	1555	—	2491	—	3555	—	+14,6	313
<sup>104</sup> Cd	658	1493	—	2505	—	3695	—	+22,1	263
<sup>106</sup> Cd	632,7	1490	2494	2568	3504	3872	2366	+28	232
<sup>108</sup> Cd	633,2	1505	2538	2614	3734	3962	2228	+29,8	227
<sup>110</sup> Cd	657,7	1541	2480	2646	3479	3976	2082	+28	245
<sup>112</sup> Cd	617,4	1417	2377	2393	—	3554	1968	+22,7	240



Ядро	Энергия уровней, $\kappaэв$							$k$ , $\kappaэв$	$a$ , $\kappaэв$
	2+	4+	6+	6+ расчет	8+	8+ расчет	3-		
$^{114}\text{Cd}$	557,8	1282	—	2175	—	3234	1945	+20,8	217
$^{116}\text{Cd}$	513,1	1218	—	2112	—	3200	1900	+24	184
$^{118}\text{Cd}$	488,0	1165,3	1936	2029	2870	3083	—	+23,6	173
$^{120}\text{Cd}$	505,5	1203	2021	2092	2982	3175	—	+24,1	180
$^{102}\text{Sn}$	1354	—	—	—	—	—	—	—	—
$^{104}\text{Sn}$	1216,2	2119	2368	2707	—	2982	—	-39,2	726
$^{106}\text{Sn}$	1210,4	2101,2	2362	2670	—	2920	—	-40	725
$^{108}\text{Sn}$	1206,7	2111,3	2366	2712	—	3011	—	-37,8	717
$^{110}\text{Sn}$	1211	2199	2480	2962	—	3503	—	-27,9	689
$^{112}\text{Sn}$	1257	2247	2552	2969	—	3426	2360	-33,4	728
$^{114}\text{Sn}$	1300	2188	—	2674	—	2746	2280	-51,2	804
$^{116}\text{Sn}$	1293,3	2382	—	3267	3332	3948	2240	-25,5	723
$^{118}\text{Sn}$	1230	2280	—	3147	3058	3836	2290	-22,5	682
$^{120}\text{Sn}$	1171	2180	—	3036	—	3728	2400	-20,0	646
$^{122}\text{Sn}$	1140	2147	—	3023	—	3765	2500	-16,6	620
$^{124}\text{Sn}$	1138	2107	—	2930	2455	3601	2613	-19,1	622
$^{126}\text{Sn}$	1145	—	2167	—	—	—	2720	—	—

Было показано [52], что ядра Xe, Ba, Sm, Os, Pt удовлетворительно описываются формулой Эйджири, причем параметр  $k$  приблизительно одинаков для изотопов данного элемента, а параметр  $a$  меняется от ядра к ядру. При рассмотрении применимости формулы Эйджири к изотопам Zr — Sn мы обнаружили, что она приблизительно описывает ядра с числом нейтронов  $N \geq 60$ . Сюда относятся недавно изученные ядра  $^{100,102}\text{Zr}$ ,  $^{104,106}\text{Mo}$ , а также ядра Ru и Pd. Значительно больше расхождение экспериментальных и вычисленных по формуле значений энергий уровней  $6^+$  и  $8^+$  с числом нейтронов, близким к магическому  $N = 50$ , и для изотопов Cd и Sn (табл. 2). Для ядер, кроме Zr, наблюдается плавное изменение  $a$  и  $k$  в зависимости от  $N$ .

**Вторые уровни со спином  $2^+$  и первые возбужденные уровни со спином  $0^+$ .** В рамках простой вибрационной модели второй возбужденный уровень вырожден и составляет двухфононный триплет. Одну и ту же энергию, в два раза большую энергии первого уровня, должны иметь состояния со спинами 0, 2 и 4 (см. рис. 3). Взаимодействие нуклонов приводит к снятию вырождения, но во многих ядрах в рассматриваемой области приблизительно выполняются предсказания вибрационной модели и наблюдаются близко расположенные уровни триплета  $0^+$ ,  $2^+$  и  $4^+$ . На рис. 4 показано их расположение относительно первых возбужденных состояний для изотопов Mo, Ru, Pd и Cd в зависимо-

сти от числа нейтронов. Отношения  $E(4^+)/E(2^+)$  оказались близкими для ядер с одинаковым  $N$ . Относительные энергии уровней  $0^+$  и  $2^+$  имеют значительно больший разброс. Рисунки 5—8 дают представление об уровнях с энергией возбуждения до 3 Мэв. Двухфононные триплеты на этих рисунках обведены рамочками.

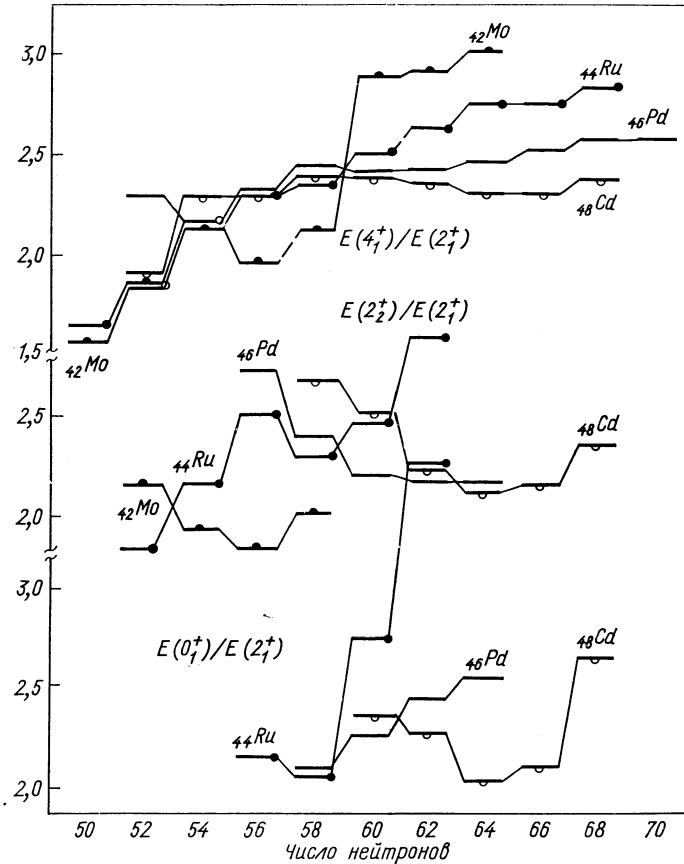


Рис. 4. Зависимость отношения энергий первых возбужденных уровней со спинами  $0^+$  и  $4^+$  и вторых уровней со спином  $2^+$  к энергиям первого возбужденного уровня от числа нейтронов в ядрах Mo, Ru, Pd, Cd.

В ядрах Cd больше трех уровней имеют близкую энергию, и требуется специальное рассмотрение, чтобы выяснить, какие из них больше соответствуют предсказаниям вибративной модели.

Состояния  $0^+$  наблюдались в большом числе ядер. Однако экспериментальные трудности до сих пор не позволяют установить

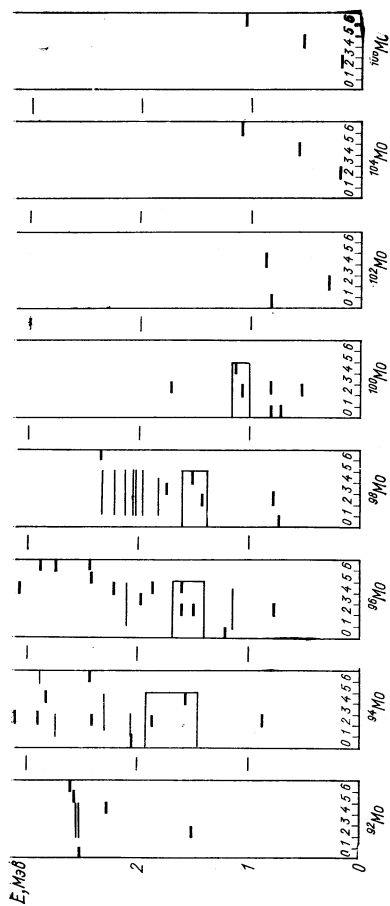


Рис. 5. Положение возбужденных уровней с различными спинами и положительной четностью в ядрах Mo.

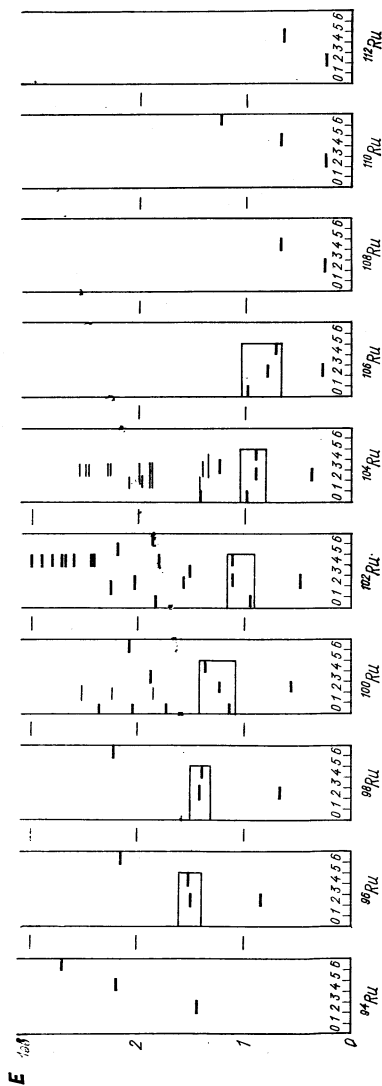


Рис. 6. Положение возбужденных уровней с различными спинами и положительной четностью в ядрах Ru.

Рис. 7. Положение возбужденных уровней с различными спинами и положительной четностью в ядрах Pd.

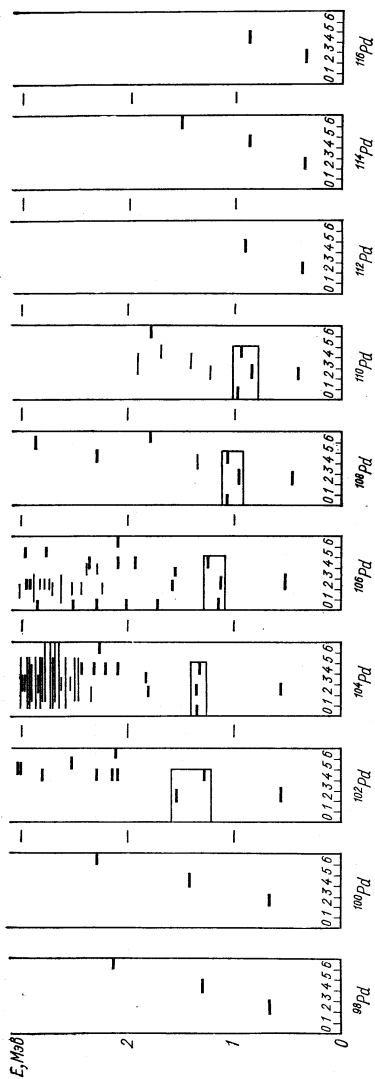
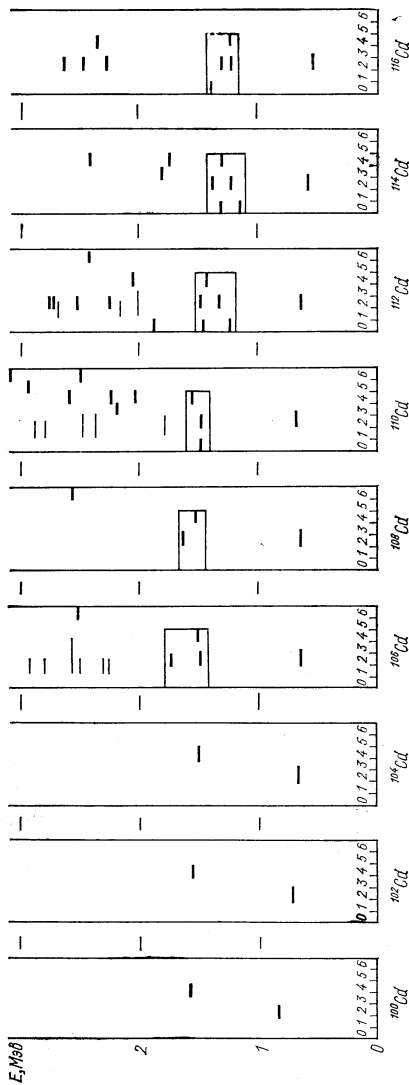


Рис. 8. Положение возбужденных уровней с различными спинами и положительной четностью в ядрах Cd.



вероятности электрических монопольных ( $E0$ ) переходов на основное состояние, что очень важно для уточнения модельных представлений. Трудности связаны с измерениями интенсивностей конверсионных линий, которые часто маскируются сплошным  $\beta$ -спектром при изучении радиоактивного распада [53].

**Уровни трехфононного квинтета.** Из рис. 3 видно, что по вибрационной модели при энергиях, в 3 раза превышающих энергии первых уровней, следует ожидать пять состояний со спинами  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $3^+$ ,  $4^+$  и  $6^+$ . Состояние  $6^+$  обычно возбуждается в реакциях с  $\alpha$ -частицами и тяжелыми ионами, и мы их рассматривали в квазиротационных полосах. При благоприятных условиях для исследования обычно наблюдаются другие предсказанные уровни. В ядрах  $^{102}\text{Ru}$ ,  $^{104}\text{Pd}$ ,  $^{106}\text{Pd}$  уровни  $3^+$  находятся очень близко с уровнями  $2^+$ . Ввиду большой энергии возбуждения они обнаружены далеко не во всех ядрах. Нередко находят несколько близко расположенных состояний  $0^+$  или  $4^+$  при энергиях 1,5—2,0  $Mэв$ . Это не удивительно, так как здесь следует ожидать появления двухчастичных состояний. Оба типа уровней не обладают резко выраженными свойствами разрядки на лежащие ниже состояния, что затрудняет их интерпретацию. Однако очевидно, что для трехфононных или более высоких состояний вибрационная модель почти не применима. Существует надежда, что более успешными окажутся микроскопические модели.

**Уровни  $3^-$ .** Среди уровней с отрицательной четностью наиболее часто встречаются состояния с  $I^\pi = 3^-$ , которые идентифицируются как октупольные колебательные состояния. Энергия этих уровней довольно плавно меняется от ядра к ядру. На их коллективный характер указывает большая величина приведенной вероятности электрических октупольных переходов  $B(E3)$ , которая составляет 20—40 одночастичных единиц. Она определяется в опытах по кулоновскому возбуждению или неупругому рассеянию заряженных частиц. Сведения об уровнях  $3^-$  сведены в табл. 2.

Укажем некоторые особенности разрядки октупольных состояний: 1) наиболее благоприятные условия имеются для  $E1$ -перехода на первый возбужденный уровень  $3^- - 2^+$ . Однако такие переходы сильно, на 3—4 порядка, заторможены по отношению к одночастичным переходам. Это обстоятельство позволило наблюдать в ряде ядер конкуренцию этих  $E1$ -переходов с  $E3$ -переходами  $3^- - 0^+$  на основное состояние и, зная  $B(E3)$  для последних, определить значение  $B(E1)$ ; 2) обычно можно наблюдать также  $E1$ -переход на второе состояние со спином и четностью  $2^+$ . Приведенные вероятности обоих переходов примерно одинаковы, но большая энергия перехода на первое состояние делает его интенсивность значительно выше, так как  $I(E1) \sim E_3^3$ ; 3) интенсивность  $E1$ -перехода на состояние  $4^+$  значительно ниже интенсивности близкого по энергии перехода на второе состояние  $2^+$ .

3. ВЕРОЯТНОСТИ  $E2$   $\gamma$ -ПЕРЕХОДОВ

**Абсолютные вероятности.** Вероятности  $\gamma$ -переходов могут оказаться более чувствительными к деталям модели, чем энергии уровней. Обычно рассматриваются электрические квадрупольные ( $E2$ )  $\gamma$ -переходы, так как переходы с мультипольностью  $M1$  запрещены в модели гармонического осциллятора. Однако на опыте

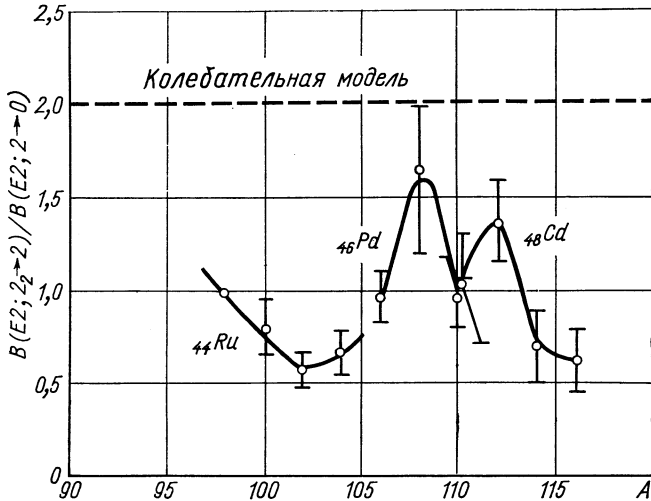


Рис. 9. Экспериментальные значения  $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) / B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0)$  для ядер Ru, Pd и Cd.

обнаружены  $M1$ -примеси в переходах  $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ ,  $3_1^+ \rightarrow 2_2^+$ ,  $3_1^+ \rightarrow 2_1^+$ , иногда довольно значительные. Индекс около значения спина указывает порядковый номер уровня с этим спином. Также запрещены  $E2$ -переходы с изменением числа фононов больше, чем на единицу, однако на опыте наблюдаются переходы  $2_2^+ \rightarrow 0_0^+$ ,  $3_1^+ \rightarrow 2_1^+$ . Обычно отношение приведенных вероятностей  $B(E2; 2_2 \rightarrow 2_1) : B(E2; 2_2 \rightarrow 0_0)$  заключается в пределах 30—50 и сильно возрастает у ядер с заполненными или почти заполненными оболочками. Наличие запрещенных переходов можно объяснить, добавляя в гамильтониан ангармонические члены.

Экспериментальные данные о вероятностях  $\gamma$ -переходов с нижних возбужденных уровней чаще всего получают методом кулоновского возбуждения. Иногда используют метод задержанных совпадений и резонансное рассеяние  $\gamma$ -квантов. Наиболее точными следует считать данные последних лет, где использовались полупроводниковые детекторы для регистрации  $\gamma$ -квантов. В исследуемой области ядер проводилось кулоновское возбуждение изотопов Ru [54], Pd [55] и Cd [40]. Результаты этих опытов сведены в табл. 3. На рис. 9—12, взятых из работы [55], приведены

Приведенные вероятности и факторы ускорения  $\gamma$ -переходов между нижними возбужденными уровнями ядер Ru, Pd и Cd

Ядро	$E_{\gamma}$ , кэв	$I_i - I_f$	$\frac{B(E2) \downarrow}{10^{-50} e^2, \text{ см}^4}$	$F_{\text{уск}}$	$\delta$	$\frac{B(M1)}{(\hbar/2Mc)^2}$	$\frac{B(E2; I_i \rightarrow 2)}{B(E2; 2 \rightarrow 0)}$
$^{96}\text{Ru}$	833,0	2-0	5,4 $\pm$ 0,6	21	—	—	1,0
$^{98}\text{Ru}$	652,0	2-0	8,2 $\pm$ 0,9	31	—	—	1,0
	(746)	2 <sub>2</sub> -2	(8)	(30)	—	—	(1,0)
	(1400)	2 <sub>2</sub> -0	0,15 $\pm$ 0,02	0,56	—	—	—
	746,0	4-2	(11,5)	(41)	—	—	(1,4)
$^{100}\text{Ru}$	539,6	2-0	10,4 $\pm$ 1,2	38	—	—	1,0
	822,5	2 <sub>2</sub> -2	9,1 $\pm$ 1,6	33	9,6 $\overset{+3,4}{-5,2}$	(4,5 $\overset{+9}{-2}$ ) $\cdot 10^{-3}$	0,80 $\pm$ 0,15
	1362,1	2 <sub>2</sub> -0	0,37 $\pm$ 0,05	1,3	—	—	0,035 $\pm$ 0,005
	591	0-2	<10	<36	—	—	1,0
	686,9	4-2	14,5 $\pm$ 1,4	53	—	—	1,27 $\pm$ 0,14
	475,0	2-0	13,2 $\pm$ 1,6	47	—	—	1,0
$^{102}\text{Ru}$	628,1	2 <sub>2</sub> -2	8,2 $\pm$ 1,2	29	—	$\leq 10^{-4}$	0,56 $\pm$ 0,09
	1103,1	2 <sub>2</sub> -0	0,33 $\pm$ 0,04	1,2	—	—	1,37 $\pm$ 0,27
	631,2	4-2	20 $\pm$ 4	71	—	—	1,5 $\pm$ 0,3
	358,6	2-0	16,4 $\pm$ 1,9	57	—	—	1,0
$^{104}\text{Ru}$	534,0	2 <sub>2</sub> -2	12,3 $\pm$ 1,9	42	—	—	0,66 $\pm$ 0,11
	524,0	0-2	0,55 $\pm$ 0,06	1,9	—	—	0,041 $\pm$ 0,005
	531,0	4-2	22 $\pm$ 4	76	—	—	1,17 $\pm$ 0,22
	242,3	2-0	31	95	—	—	1,0
$^{108}\text{Ru}$	240,7	2-0	31	90	—	—	1,0
	236,8	2-0	36	100	—	—	1,0

$^{106}\text{Pd}$	511, 8	2-0	14, 2 $\pm$ 0, 8	48	-12 $^{+15}_{-5}$	—	1, 0
	616, 1	2 <sub>2</sub> -2	13, 6 $\pm$ 1, 8	46	—	(2, 5 $^{+5}_{-2}$ ) $\cdot 10^{-4}$	0, 96 $\pm$ 0, 13
	1127, 9	2 <sub>2</sub> -0	0, 36 $\pm$ 0, 03	1, 2	—	—	0, 025 $\pm$ 0, 002
	621, 0	0-2	9, 0 $\pm$ 2, 0	30	—	—	0, 63 $\pm$ 0, 11
	716, 0	4-2	22 $\pm$ 3	73	—	—	1, 53 $\pm$ 0, 17
$^{108}\text{Pd}$	433, 9	2-0	15, 2 $\pm$ 1, 0	50	—	—	1, 0
	497, 1	2 <sub>2</sub> -2	25 $\pm$ 5	52	3, 1 $\pm$ 0, 4	(4, 4 $\pm$ 1, 4) $\cdot 10^{-3}$	1, 6 $\pm$ 0, 4
	930, 9	2 <sub>2</sub> -0	0, 34 $\pm$ 0, 03	1, 1	—	—	0, 022 $\pm$ 0, 002
	619, 5	0-2	13, 5 $\pm$ 3, 0	44	—	—	0, 89 $\pm$ 0, 17
	614, 3	4-2	28 $\pm$ 4	92	—	—	1, 84 $\pm$ 0, 18
$^{110}\text{Pd}$	373, 7	2-0	18, 2 $\pm$ 1, 2	58	—	—	1, 0
	439, 9	2 <sub>2</sub> -2	18 $\pm$ 3	58	-(4, 6 $^{+1, 9}_{-1, 2}$ )	(1, 1 $^{+1, 0}_{-0, 5}$ ) $\cdot 10^3$	0, 99 $\pm$ 0, 19
	813, 7	2 <sub>2</sub> -0	0, 26 $\pm$ 0, 02	0, 82	—	—	0, 014 $\pm$ 0, 01
	572, 5	0-2	11, 5 $\pm$ 2, 0	37	—	—	0, 63 $\pm$ 0, 09
	547, 0	4-2	31 $\pm$ 4	98	—	—	1, 68 $\pm$ 0, 17
$^{106}\text{Cd}$	632, 7	2-0	8, 5 $\pm$ 0, 3	29	—	—	1, 0
	1085, 0	2 <sub>2</sub> -2	4, 9 $\pm$ 0, 8	16, 5	-(8, 4 $^{+10, 0}_{-4, 7}$ )	10 <sup>-3</sup>	0, 57 $\pm$ 0, 1
	1718, 0	2 <sub>2</sub> -0	1, 3 $\pm$ 0, 3	4, 4	-(0, 6 $^{+0, 2}_{-0, 15}$ )	3 $\cdot 10^{-2}$	0, 15 $\pm$ 0, 03
	857, 0	4-2	0, 72 $\pm$ 0, 1	2, 4	—	—	0, 085 $\pm$ 0, 012
			13, 7 $\pm$ 1, 7	46	—	—	1, 61 $\pm$ 0, 19
$^{108}\text{Cd}$	633, 2	2-0	8, 8 $\pm$ 0, 4	27	—	—	1, 0
	970, 0	2 <sub>2</sub> -2	5, 6 $\pm$ 1, 6	18	-(1, 5 $^{+1, 5}_{-0, 6}$ )	(1, 8 $\pm$ 1) $\cdot 10^{-2}$	0, 63 $\pm$ 0, 20
	1603, 0	2 <sub>2</sub> -0	0, 56 $\pm$ 0, 08	1, 8	—	—	0, 064 $\pm$ 0, 01
	870, 0	4-2	12, 4 $\pm$ 1, 5	41	—	—	1, 44 $\pm$ 0, 17



Продолжение табл. 3

Ядро	$E_{\gamma}, \text{кэВ}$	$I_i - I_f$	$\frac{B(E2) \downarrow}{10^{-50} \text{ эв}^2 \cdot \text{см}^4}$	$F_{\text{уок}}$	$\delta$	$\frac{B(M1)}{(e\hbar/2Mc)^2}$	$\frac{B(E2; I_i \rightarrow 2)}{B(E2; 2 \rightarrow 0)}$
$^{110}\text{Cd}$	657,7	2-0	9,3±0,4	30	—	—	1,0
	817,8	2 <sub>2</sub> -2	40,1±2,9	32	—(4,5 <sup>+0,9</sup> <sub>-0,4</sub> )	(2±1)·10 <sup>-2</sup>	1,08±0,29
	1475,5	2 <sub>2</sub> -0	0,42±0,06	1,35	—	—	0,045±0,007
$^{112}\text{Cd}$	617,4	2-0	10,5±0,4	33	—	—	1,0
	695,1	2 <sub>2</sub> -2	14,8±2,0	46	—(3,5 <sup>+0,9</sup> <sub>-0,8</sub> )	(4±2)·10 <sup>-3</sup>	1,41±0,21
			6,9±1,3	22	—(0,87±0,1)	(3±0,8)·10 <sup>-2</sup>	0,66±0,13
	1312,5	2 <sub>2</sub> -0	0,21±0,03	0,66	—	—	0,020±0,003
	851,4	2 <sub>3</sub> -2	2,2±0,5	6,9	2,0 <sup>+0,7</sup> <sub>-0,5</sub>	(2,8±1,3)·10 <sup>-3</sup>	0,21±0,08
	1468,8	2 <sub>3</sub> -0	0,007	0,022	0,05	1,4·10 <sup>-2</sup>	0,0007
$^{114}\text{Cd}$			0,11±0,02	0,34	—	—	0,010±0,002
	557,8	2-0	11,5±0,5	35	—	—	1,0
	650,2	2 <sub>2</sub> -2	8,4±2,3	25	—(4,5 <sup>+0,3</sup> <sub>-0,5</sub> )	(1,1±0,6)·10 <sup>-2</sup>	0,70±0,20
	1208,0	2 <sub>2</sub> -0	0,19±0,03	0,58	—	—	0,016±0,003
	804,8	2 <sub>3</sub> -2	1,3±0,4	4,0	1,5 <sup>+0,7</sup> <sub>-0,4</sub>	(2,5±1,2)·10 <sup>-3</sup>	0,11±0,03
	1363,0	2 <sub>3</sub> -0	0,04	0,12	0,15±0,15	8·10 <sup>-3</sup>	0,004
$^{116}\text{Cd}$			0,14±0,02	0,43	—	—	0,012±0,002
	513,0	2-0	11,6±0,5	34	—	—	1,0
	699,0	2 <sub>2</sub> -2	7,3±2,0	22	—(1,5 <sup>+0,9</sup> <sub>-0,4</sub> )	(1,1 <sup>+1,0</sup> <sub>-0,7</sub> )·10 <sup>-2</sup>	0,68±0,17
		1212,0	1,1	—	—	—	0,033±0,005

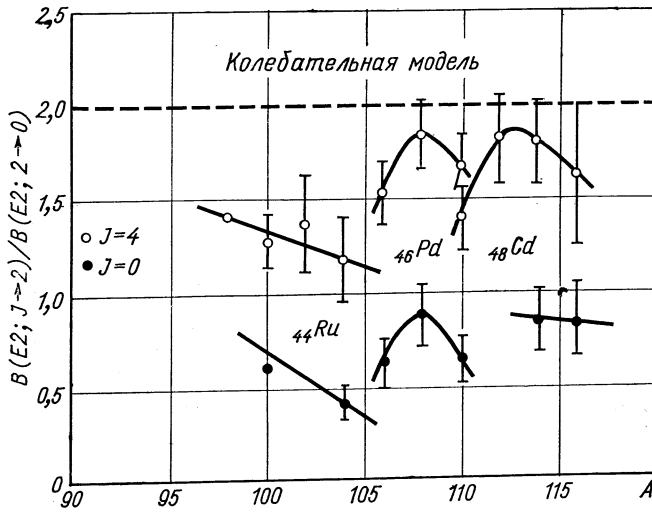


Рис. 10. Экспериментальные значения  $B(E2; 4_1^+ - 2_1^+) / B(E2; 2_1^+ - 0)$  и  $B(E2; 0_1^+ - 2_1^+) / B(E2; 2_1^+ - 0)$  для ядер Ru, Pd и Cd.

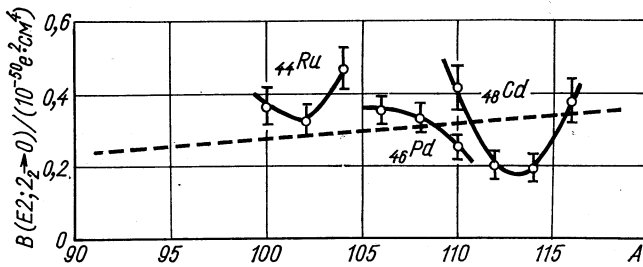


Рис. 11. Экспериментальные значения  $B(E2; 2_2^+ - 0)$  для ядер Ru, Pd и Cd.

относительные вероятности ( $E2$ )  $\gamma$ -переходов  $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ ,  $0_1^+ \rightarrow 2_1^+$ ,  $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ , абсолютные вероятности  $E2$ -переходов  $2_2^+ \rightarrow 0_1^+$  и  $M1$ -переходов  $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ .

Вероятности  $\gamma$ -переходов между нижними уровнями отличаются от предсказаний вибративной модели. Это различие не больше, чем в 2 раза для отношений  $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) / B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0^+)$  и не больше, чем в 5 раз для других отношений (см. рис. 9—12).

В результате сравнения расчетных данных с экспериментальными оказалось, что не удается объяснить всю совокупность данных о квадрупольных моментах уровней  $2^+$  и вероятностях  $E2$ -переходов в рамках учета смешивания однофононных и двухфононных состояний [55, 56]. Необходимо учитывать влияние двухчастичных возбуждений. Этот эффект объясняет также наличие  $M1$ -компоненты в переходах  $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ , запрещенной в рамках чистой вибрационной модели.

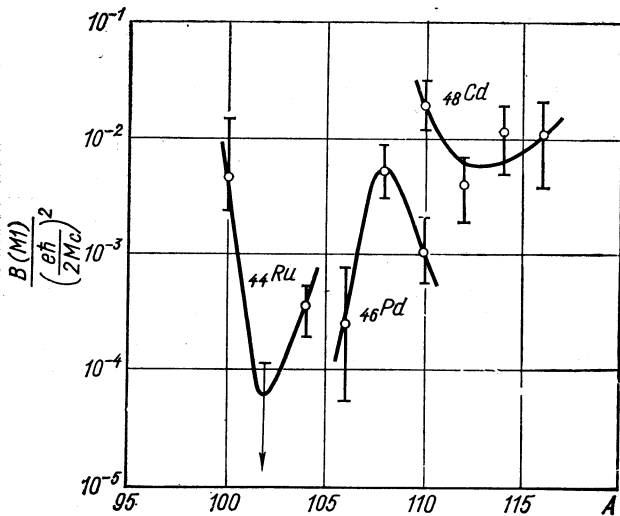


Рис. 12. Экспериментальные значения  $B(M1; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$  в одночастичных единицах для ядер Ru, Pd и Cd.

**Относительные вероятности.** В большинстве случаев не измерены времена жизни возбужденных уровней, и можно определить только относительные вероятности  $\gamma$ -переходов. Если рассмотреть переходы одной мультипольности, в частности  $E2$ -переходы, то из их относительных приведенных вероятностей на фононные состояния можно, казалось бы, сделать вывод о характере исходного уровня. Вибрационные состояния с числом фононов  $N \geq 2$  должны разряжаться  $E2$ -переходами на состояния с числом фононов  $N - 1$  и не должны разряжаться на состояния с  $N - 2$  или меньшим числом фононов. Для вибрационных уровней должно выполняться правило  $B(E2; N \rightarrow N - 1) \gg B(E2; N \rightarrow N - K)$ , где  $K = 2, 3 \dots$

Имея какой-либо двух-, четырехчастичный уровень или другой неколлективный уровень в ядре, можно считать, что приведенные вероятности  $E2$ -переходов на нижележащие уровни с одинаковыми спинами должны быть близки между собой. Их отношения  $R$  могут быть как больше, так и меньше единицы в зави-

Т а б л и ц а 4

Отношения приведенных вероятностей  $E2$ -переходов с высоких уровней четно-четных ядер на уровни с одинаковыми спинами

Ядро	Начальный уровень, $k\pi$	Конечные уровни, $k\pi$	$E_{\gamma}$ , $k\pi$	$R$
<b>1. <math>R = B(E2; 0_1^+ - 2_2^+)/B(E2; 0_1^+ - 2_1^+)</math></b>				
$^{100}\text{Ru}$	1740,6	539,6	1201,1	1
		1362,1	378,6	$230 \pm 80$
	2051,5	539,6	1512,2	1
$^{102}\text{Ru}$	2387,0	1362,1	689,4	$3,9 \pm 1,0$
		539,6	1847,7	1
		1362,1	2024,5	$16 \pm 5$
$^{106}\text{Pd}$	1837,1	475,1	1362,1	1
		1103,1	733,9	$6 \pm 1$
		1580,5	256,8	$950 \pm 160$
$^{112}\text{Cd}$	1705,9	511,8	1198,8	1
		1127,9	578,0	$5,7 \pm 1,6$
	2001,1	511,8	1488,9	1
		1127,9	873,3	$(4 \pm 2) \cdot 10^3$
	2278,6	511,8	1766,8	1
		1127,9	1150,1	$(0,15)$
	2829,4	511,8	2317,0	1
		1127,9	1701	$(0,1)$
		1561,9	1266,6	$(2,4 \pm 1,2)$
	3221,2	511,8	2709,3	1
$^{112}\text{Cd}$	3295,7	1127,9	2094	$(0,4 \pm 0,4)$
		511,8	2783,5	1
		1127,9	2169,2	$(1,0 \pm 0,8)$
	3321,3	511,8	2811,3	1
		1127,9	2194,0	$(14 \pm 10)$
	1431,7	616,8	814,9	1
		1311,3	119,9	28000
	1369,5	616,8	1252,9	1
		1311,3	557,7	11
		1468,1	401,1	52
<b>2. <math>R = B(E2; 2_1^+ - 0_1^+)/B(E2; 2_1^+ - 0_1^+)</math></b>				
$^{98}\text{Mo}$	1432,3	0	1432,3	1
		734,9	697,6	$2,6 \pm 0,9$
	1758,5	0	1758,5	1
$^{102}\text{Ru}$		734,9	1023,6	$270 \pm 100$
	1580,5	0	1580,5	1
		943,6	836,8	$470 \pm 70$
$^{106}\text{Pd}$	1561,9	0	1561,9	1
		1133,9	427,9	$250 \pm 180$
	2242,2	0	2242,0	1
		1133,9	1108,9	$108 \pm 20$
	2706,6	0	2706,6	1
		1133,9	1574,4	$4,5 \pm 1,8$
$^{106}\text{Pd}$	2821,1	0	2822,3	1
		1133,9	1686,1	$12 \pm 6$

Ядро	Начальный уровень, $\kappa\text{эв}$	Конечные уровни, $\kappa\text{эв}$	$E_{\gamma}$ , $\kappa\text{эв}$	$R$
$^{106}\text{Pd}$	2904,0	0	2904,1	1
		1133,9	1775,0	40
	2917,7	0	2918,1	1
		1133,9	1784,0	$3,5 \pm 2$
	3037,6	0	3039,1	1
	1133,9	1904,0	$3,5 \pm 2$	
	0	3085,9	1	
	1133,9	1950,4	$18 \pm 13$	
$^{112}\text{Cd}$	2229,2	0	2229,2	1
		1222,9	1006,3	25
	2505,9	0	2506,6	1
		1222,9	1281,3	3,1
	2722,8	0	2723,1	1
		1222,9	1501,0	9
	3168,8	0	3170,0	1
		1222,9	1944,6	270
<b>3. <math>R = B(E2; 4_1^+ - 2_2^-) / B(E2; 4_1^+ - 2_1^+)</math></b>				
$^{96}\text{Mo}$	1869,5	778,3	1091,3	1
		1497,8	371,6	$11 \pm 2$
	2220	778	1441	1
		1498	721	95
$^{102}\text{Ru}$	1798,7	475,1	1323,5	1
		1103,1	695,6	$110 \pm 40$
	2421,0	475,1	1945,8	1
		1103,1	1317,7	$4,2 \pm 0,5$
	2441,9	475,1	1966,7	1
		1103,1	1338,6	$12 \pm 1$
	2614,4	475,1	2139,2	1
		1103,1	1511,1	$3 \pm 0,5$
	2700,9	475,1	2225,7	1
		1103,1	1596,2	$2,6 \pm 0,3$
	2719,3	475,1	2244,7	1
		1103,1	1615,3	$4,3 \pm 0,5$
	2814,2	475,1	2340,0	1
		1103,1	1711,2	$25 \pm 5$
	2914,0	475,1	2438,4	1
	1103,1	1810,7	$6,0 \pm 0,5$	
	475,1	2535,9	1	
	1103,1	1907,3	$13 \pm 2$	
$^{104}\text{Pd}$	2082,3	555,8	1525,5	1
		1341,7	739,8	$43 \pm 8$
	2182,4	555,8	1624,5	1
		1341,7	839,4	$7,3 \pm 1,6$
	2265,3	555,8	1710	1
		1341,7	923	500
	555,8	1898,5	1	
	1341,7	1103	$2,7 \pm 1,3$	

Продолжение табл. 4

Ядро	Начальный уровень, $кэв$	Конечные уровни, $кэв$	$E_{\gamma}$ , $кэв$	$R$
$^{104}Pd$	3104,0	555,8	2549	1
		1341,7	1762	$7 \pm 2$
$^{106}Pd$	1931,8	511,8	1420	1
		1127,9	804,1	1000
	2076,9	511,8	1565,5	1
	2282,0	1127,9	949	80
		511,8	1793,2	1
	2350,5	1127,9	1154	70
511,8		1838,5	1	
$^{110}Cd$	2219,8	1127,9	1222,8	22
		657,7	1561,8	1
	2561,2	1475,6	744,2	$128 \pm 10$
		657,7	1903,6	1
	1475,6	1085,4	$81 \pm 12$	
<b>4. <math>R = B(E2; 6\frac{1}{2}^- - 4\frac{3}{2}^-) / B(E2; 6\frac{1}{2}^- - 4\frac{1}{2}^-)</math></b>				
$^{110}Cd$	3063,9	1542,4	1521,4	1
		2219,8	844,3	$300 \pm 50$
	3121,5	1542,4	1578,6	1
		2004,2	1117,2	$69 \pm 8$
	3239,5	2219,8	901,6	$98 \pm 14$
		2561,2	560,3	$1070 \pm 100$
		1542,4	1697,2	1
		2219,8	1019,4	$52 \pm 5$
	3345,0	1542,4	1802,2	1
		2219,8	1125,5	$6,2 \pm 0,5$
	3525,1	1542,4	1982,9	1
		2219,8	1304,9	$7,6 \pm 1,4$

симости от структуры конечных состояний. Если бы это предположение было подтверждено опытом, то на основании величины  $R$  можно было бы выделить вибрационные уровни с числом фоонов  $N$ , равным 3, 4 и т. п.

Для проверки высказанного предположения выбирались переходы с заведомо чистой мультипольностью  $E2$ , в которых исключалась примесь  $M1$ , так как экспериментально трудно установить ее долю в смешанных ( $E2 + M1$ )  $\gamma$ -переходах, были рассмотрены отношения интенсивностей  $\gamma$ -переходов между уровнями  $0_i^+$  и  $2_1^+, 2_2^+, 2_3^+$ ;  $2_i^+$  и  $0_0^+, 0_1^+, 0_2^+$ ;  $4_i^+$  и  $2_1^+, 2_2^+, 2_3^+$ ;  $6_i^+$  и  $4_1^+, 4_2^+, 4_3^+$ . В табл. 4 приведены данные, полученные в результате анализа многих работ. Даны ссылки только на наиболее полные или точные исследования. Оказалось, что кроме трех уровней  $0^+$  в ядре  $^{106}Pd$  свойства всех высоких состояний одинаковы. Приведенные вероятности ( $E2$ )  $\gamma$ -переходов на высокие уровни оказались большими, чем на низкие. Отметим, что нет прямого

экспериментального доказательства, что спины уровней выше  $2\text{ Мэв}$  в  $^{106}\text{Pd}$  —  $0^+$ .

Из этих данных, конечно, не следует, что все уровни являются вибрационными. Однако можно высказать предположение, что невибрационные уровни содержат примесь вибрационных состояний, что и приводит к полученным на опыте результатам. Волновые функции, видимо, можно представить в виде суперпозиции внутренних и вибрационных компонент. Наибольший вес в последних имеет компонента с числом фононов  $N$  того состояния, которое ближе по энергии к рассматриваемому.

Высказанное предположение в какой-то степени эквивалентно той точке зрения, что свойства вибрационных состояний изменяются в зависимости от величины примеси двухчастичных состояний.

#### 4. РАЗРЕШЕННЫЙ $\beta$ -РАСПАД СОСТОЯНИЙ С $I^\pi = 1^+$ НЕЧЕТНО-НЕЧЕТНЫХ ЯДЕР

Значительное число нечетно-нечетных ядер имеют спин и четность  $1^+$ . Такие состояния испытывают  $\beta$ -распад на основное и нижние возбужденные уровни дочерних четно-четных ядер. Эти переходы типа Гамова — Теллера с  $\Delta I = 1$  разрешены по спину и четности и имеют обычно малые значения  $\lg ft$ . Анализ  $\beta$ -переходов в рамках микроскопических моделей очень сложен из-за различного состава волновых состояний нечетно-нечетных материнских ядер и нижних состояний дочерних четно-четных ядер в случаях, когда ядра мало отличаются по числу нуклонов.

Систематика  $\beta$ -переходов с уровнями  $1^+$  была проведена Сакаи в 1962 г. [56]. Она была основана на сравнительно небольшом и недостаточно точном экспериментальном материале. Автор сделал вывод, что одинаковы значения  $\lg ft$   $\beta$ -переходов на основное состояние и на первый возбужденный уровень со спином  $2^+$

К настоящему времени имеется гораздо больше данных, и они значительно точнее. В табл. 5 указаны значения  $\lg ft$   $\beta$ -переходов на уровни четно-четных ядер. Анализ  $\beta$ -переходов охватывает также более легкие ядра, чем Zr, и более тяжелые, чем Sn.

Из этих данных вытекают следующие выводы:

1. Основные состояния заселяются с большей приведенной вероятностью  $\beta$ -переходов, чем первые и вторые возбужденные уровни с  $I^\pi = 0^+$ .

2. Первые возбужденные уровни с  $I^\pi = 2^+$  заселяются с большей приведенной вероятностью, чем вторые и третьи возбужденные уровни с  $I^\pi = 2^+$ .

3. Основные состояния заселяются с большей приведенной вероятностью, чем первые возбужденные уровни с  $I^\pi = 2^+$ .

4. Наблюдается большой разброс в значениях  $\lg ft$   $\beta$ -переходов. Для переходов типа  $1^+ \rightarrow 0^+$  они лежат в пределах  $4,4 - 6,0$ ,

Таблица 5

Значения  $lg ft$   $\beta$ -переходов с уровней  $1^+$  нечетно-нечетных ядер на уровни с  $I^\pi = 0^+$  и  $2^+$  дочерних четно-четных ядер

Переход	$0^+$		$0^+_1$		$0^+_{2, 0^+_{3}}$		$2^+_1$		$2^+_2$		$2^+_{3, 2^+_{4}}$		Литература
	$lg ft$	$E$	$lg ft$	$E$	$lg ft$	$E$	$lg ft$	$E$	$lg ft$	$E$	$lg ft$	$E$	
$^{62}\text{Cu} - ^{62}\text{Ni}$	5,1	2047	5,7	—	—	—	1172	7,2	2303	5,8	—	—	[1]
$^{64}\text{Cu} - ^{64}\text{Ni}$	5,0	—	—	—	—	—	1340	5,4	—	—	—	—	[1]
$^{64}\text{Cu} - ^{64}\text{Zn}$	5,3	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	[1]
$^{66}\text{Cu} - ^{66}\text{Zn}$	5,4	2372	6,1	—	—	—	1039	5,5	1872	6,0	—	—	[58]
$^{68}\text{Ga} - ^{68}\text{Zn}$	5,2	1656	6,8	—	—	—	1077	5,4	1883	5,8	2339	5,7	[58]
											2824	5,1	—
$^{70}\text{Ga} - ^{70}\text{Ge}$	5,1	1215	5,6	—	—	—	1040	5,9	—	—	—	—	[1]
$^{78}\text{Br} - ^{78}\text{Se}$	4,8	1498	6,7	—	—	—	614	5,1	1308	6,7	—	—	[59]
$^{80}\text{As} - ^{80}\text{Se}$	5,8	1478	7,0	—	—	—	662	5,9	—	—	—	—	[1]
$^{80}\text{Br} - ^{80}\text{Se}$	4,5	1478	5,5	—	—	—	665	4,9	—	—	—	—	[60]
$^{80}\text{Br} - ^{80}\text{Kr}$	5,6	1320	6,3	—	—	—	612	5,8	1256	6,3	—	—	[60]
$^{82}\text{As} - ^{82}\text{Se}$	6,2	—	—	—	—	—	655	6,8	—	—	—	—	[61]
$^{82}\text{Rb} - ^{82}\text{Kr}$	4,5	1300	—	2180	4,6	—	777	4,9	1475	5,7	—	—	[1]
$^{100}\text{Tc} - ^{100}\text{Ru}$	4,7	1130	5,2	1740	6,6	—	540	6,6	1362	7,2	—	—	[19]
$^{102}\text{Tc} - ^{102}\text{Ru}$	5,0	947	5,2	—	—	—	475	4,8	1102	4,8	—	—	[62]
$^{104}\text{Rh} - ^{104}\text{Ru}$	4,5	1334	7,4	—	—	—	556	5,7	1342	>7,9	1793	5,5	[63]
$^{106}\text{Rh} - ^{106}\text{Pd}$	5,1	1134	5,8	1706	7,6	—	512	6,3	1128	7,0	1562	6,2	[31]
				2001	6,4	—	—	—	—	—	1308	7,1	—
$^{106}\text{Ag} - ^{106}\text{Pd}$	4,9	1134	5,7	1706	6,4	—	512	5,2	1128	7,0	1562	5,8	33
				2001	5,6	—	—	—	—	—	1308	6,6	—
$^{108}\text{Ag} - ^{108}\text{Pd}$	4,7	1053	5,0	—	—	—	434	5,4	931	7,0	1441	5,6	[35, 37]
				—	—	—	—	—	—	—	1540	6,1	—
$^{108}\text{Ag} - ^{108}\text{Cd}$	4,4	—	—	—	—	—	633	5,4	—	—	—	—	[35, 37]
$^{110}\text{Rh} - ^{110}\text{Pd}$	5,2	—	—	—	—	—	374	5,8	—	—	—	—	[1]
$^{110}\text{Ag} - ^{110}\text{Cd}$	4,9	1473	7,0	—	—	—	658	5,6	1476	7,4	1783	6,7	[25, 64]
$^{112}\text{In} - ^{112}\text{Cd}$	4,4	1225	5,7	1871	5,6	—	617	5,2	1489	6,4	—	—	[65]
$^{112}\text{In} - ^{112}\text{Sn}$	4,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	[1]
$^{114}\text{In} - ^{114}\text{Cd}$	4,7	1134	5,5	1306	4,8	—	558	5,3	1208	6,5	1363	7,3	[66]
$^{114}\text{In} - ^{114}\text{Sn}$	4,4	—	—	—	—	—	1300	5,6	—	—	—	—	[66]
$^{116}\text{In} - ^{116}\text{Sn}$	4,7	1724	6,3	—	—	—	1293	5,7	—	—	—	—	[1]
$^{118}\text{In} - ^{118}\text{Sn}$	4,8	—	—	—	—	—	1230	4,9	—	—	—	—	[1]
$^{118}\text{Sb} - ^{118}\text{Sn}$	4,5	2050	5,6	—	—	—	1230	5,5	—	—	—	—	[1]
$^{120}\text{In} - ^{120}\text{Sn}$	5,1	1876	6,0	—	—	—	1172	5,5	—	—	—	—	[1]
$^{120}\text{Sb} - ^{120}\text{Sn}$	4,5	1876	5,8	2261	6,0	—	1172	5,4	—	—	—	—	[67]
$^{122}\text{I} - ^{122}\text{Te}$	4,8	1357	5,9	1940	5,8	—	564	5,3	1257	6,5	1752	7,1	[68]
$^{128}\text{I} - ^{128}\text{Te}$	5,1	—	—	—	—	—	742	5,7	—	—	—	—	[69]
$^{128}\text{I} - ^{128}\text{Xe}$	6,0	—	—	—	—	—	443	6,3	966	6,6	—	—	[69]
$^{128}\text{Cs} - ^{128}\text{Xe}$	4,7	—	—	—	—	—	443	4,8	966	5,6	—	—	[70, 71]
$^{130}\text{Cs} - ^{130}\text{Xe}$	5,1	2016	6,1	—	—	—	536	6,3	1122	7,3	—	—	[72]
$^{134}\text{La} - ^{134}\text{Ba}$	4,8	—	—	—	—	—	605	5,7	1167	6,5	—	—	[73]
$^{138}\text{Pr} - ^{138}\text{Ce}$	4,8	1477	5,9	—	—	—	789	6,0	1511	6,3	2237	6,0	[74]
$^{140}\text{Pr} - ^{140}\text{Ce}$	4,4	1902	5,9	—	—	—	1596	6,0	2521	5,0	—	—	[1]



для переходов  $1^+ \rightarrow 2_1^+$  — в пределах 4,8—6,6. Этот разброс велик даже при  $\beta$ -распаде ядер с одним и тем же зарядом  $Z$  на основные состояния дочерних ядер с зарядами  $Z + 1$  и  $Z - 1$  ( $^{64}\text{Cu}$ ,  $^{80}\text{Br}$ ,  $^{108}\text{Ag}$ ,  $^{112}\text{In}$ ,  $^{114}\text{In}$ ,  $^{128}\text{I}$ ). Из них для четырех изотопов большее значение  $\lg ft$  наблюдается для  $\beta^-$ -распада, чем для  $\beta^+$ -распада, а для  $^{112}\text{In}$  и  $^{114}\text{In}$   $\beta$ -распад идет с большей вероятностью на уровни  $^{112}\text{Sr}$  и  $^{114}\text{Sn}$ . Это может быть связано с тем, что в ядрах олова заполнена протонная оболочка  $Z = 50$ .

При  $\beta^-$ - и  $\beta^+$ -распаде на основное состояние ядер одного изотопа ( $^{80}\text{Se}$ ,  $^{106}\text{Pd}$ ,  $^{118}\text{Sn}$ ,  $^{120}\text{Sn}$ ,  $^{128}\text{Xe}$ ) большее значение  $\lg ft$  соответствует  $\beta^-$ -распаду. В большинстве случаев приведенная вероятность  $\beta^-$ -распада на первые возбужденные состояния с  $I^\pi = 2^+$  оказывается меньшей, чем  $\beta^+$ -распада и электронного захвата.

Выявление распадных свойств других ядер и теоретическое рассмотрение причин выявленных закономерностей дает возможность глубже понять особенности строения и структуры атомных ядер.

### 3. РАЗРЕШЕННЫЕ $\beta$ -ПЕРЕХОДЫ И СТРУКТУРА СОСТОЯНИЙ ЯДЕР

Говоря о структуре того или иного состояния ядра обычно имеют в виду квантовые состояния, предсказанные какой-либо моделью. Это могут быть коллективные феноменологические модели, например, вибрационная, предсказывающая появление однофононных, двухфононных и т. п. уровней, а также модель оболочек в ее простом или усложненном виде. Проводя расчеты по этой модели, можно представить волновую функцию состояния в виде некоторой суперпозиции базисных функций. Обычно ими являются функции модели оболочек с учетом конфигураций нуклонов. Такие расчеты проводились для многих ядер, особенно для близких к магическим или полумагическим. Различия в расчетах заключаются в способах учета взаимодействия нуклонов.

На опыте трудно определять структуру состояний. Для этого существует несколько способов. Большое сечение кулоновского возбуждения или  $(p, p')$ -,  $(d, d')$ -,  $(\alpha, \alpha')$ -реакций свидетельствует о коллективном характере уровня.  $(d, p)$ -,  $(d, t)$ -,  $(p, t)$ -Реакции передачи нуклона позволяют определить компоненты сложной волновой функции в результате применения оптической модели.

Третьим методом является  $\beta$ -распад. Рассматривая грубо процесс  $\beta$ -распада как превращение в ядре одного протона в нейтрон или нейтрона в протон, можно выделить сравнительно быстрые  $\beta$ -переходы типа Гамова — Теллера с  $\Delta I = 1$ , у которых величина  $\lg ft \leq 5,5$ . В рамках модели оболочек эти переходы происходят, когда одинаково орбитальное квантовое число  $l$  исчезнувшего и возникшего нуклона. Так как  $\Delta I = 1$ ,  $\Delta l = 0$ , то переход происходит между уровнями спин-орбитального дуб-

лета, например  $p_{1/2} \rightleftharpoons p_{3/2}$ ,  $d_{3/2} \rightleftharpoons d_{5/2}$  и так далее. В ядрах Mo, Ru, Rh, Pd, Ag внешние протоны обычно находятся в состоянии  $g_{9/2}$ , а нейтроны —  $g_{7/2}$  или  $d_{5/2}$ . Таким образом, становится возможным разрешенный  $\beta$ -переход  $g_{7/2} \rightleftharpoons g_{9/2}$ . В работе Александра [75] подробно рассмотрен этот вопрос.

В ядрах с нечетным  $A$  в результате быстрого  $\beta$ -перехода заселяются одночастичные или трехчастичные уровни дочернего ядра. Особенности  $\beta$ -распада ядер Rh отмечены в работе [20]. В ядрах с четными  $A$  наблюдаются случаи  $\beta$ -переходов с  $\lg ft \sim 5$ . Иногда очень не просто установить конфигурацию какого-либо из состояний. Примером может служить случай основного уровня  $^{100}_{45}\text{Rh}$ ,  $I^\pi = 1^-$ ,  $p (p_{1/2}) (g_{9/2})^4 n (3/2^+) (g_{7/2})^2$ . Бета-распад на уровень 2915,6 кэВ,  $2^-$  в  $^{100}\text{Ru}$  происходит со значением  $\lg ft = 4,8$ . Можно предположить, что в структуре этого уровня сохраняется та же комбинация нейтронов  $n (3/2^+)$  и протон в состоянии  $p_{1/2}$ , что и в  $^{100}\text{Rh}$ , но один из протонов  $g_{9/2}$  превратился в нейтрон  $g_{7/2}$  —  $p (p_{3/2}) (g_{9/2})^3 n (3/2^+) (g_{7/2})^3$ .

Можно высказать некоторые общие принципы для установления основных компонент волновых функций состояний, между которыми идет  $\beta$ -переход с малым значением  $\lg ft$ :

1. Бета-распад, связанный с сохранением величины  $l$  (переход между компонентами спин-орбитального дублета), происходит с большой приведенной вероятностью ( $\lg ft \sim 5$ ).

2. Если  $\beta$ -переход происходит с малым значением  $\lg ft \sim 5$ , то его следует рассматривать, как переход между компонентами спин-орбитального дублета.

3. Как и в случае деформированных ядер, и в  $\beta^-$ - и в  $\beta^+$ -распаде можно рассматривать превращение внешнего протона или нейтрона исходного ядра в соответствующий нуклон конечного ядра. С примерно такой же вероятностью идут процессы, связанные с  $\beta$ -превращением спаренного нуклона в исходном ядре, когда вновь образовавшийся нуклон образует новую пару с моментом 0 с имеющимся нечетным нуклоном. Спин и четность состояния, на которое произошел  $\beta$ -распад, определяется нуклоном из разорванной пары. При  $\beta$ -распаде спаренного нуклона должны выполняться те же правила отбора, что и при  $\beta$ -распаде нечетного, неспаренного нуклона исходного ядра.

4. Бета-переход между компонентами спин-орбитального дублета может приводить как к двухчастичным состояниям, так и к четырехчастичным состояниям. Более сложные состояния возникают только в результате  $\beta$ -распада сложных, не двухчастичных уровней исходного ядра.

Подчеркнем, что эти выводы относятся только к определенной компоненте волновых функций ядерных состояний. В сечении какой-либо из ядерных реакций или в разрядке уровня  $\gamma$ -излучением может вносить основной вклад другая компонента. Таким

образом, при анализе следует принимать во внимание всю совокупность имеющихся экспериментальных данных как о  $\beta$ - и  $\gamma$ -излучениях, так и о ядерных реакциях.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенного рассмотрения можно сделать следующие выводы о возможности описания нижних уровней четно-четных ядер. Наиболее употребительна вибрационная модель. Она не применима к ядрам с заполненной протонной  $Z = 50$  или нейтронной оболочками. Она ограничено применима для ядер с несколькими нуклонами сверх заполненных оболочек. Возбуждение таких ядер, как  ${}^{82}\text{Mo}_{50}$  следует считать двухчастичными. В  ${}^{98}\text{Mo}$  и  ${}^{100}\text{Mo}$  близко к первому возбужденному состоянию  $2^+$  находится уровень  $0^+$ , что не согласуется с предсказаниями вибрационной модели.

В ядрах Ru, Pd, в нейтроноизбыточных изотопах Zr и Mo уровни описываются в рамках вибрационной модели. Всюду за уровнем  $2^+$  следуют уровни двухфононного триплета. Их поиски в конечном счете приводят к успеху. Не одинаковы трудности, возникающие при их поисках. Состояния  $4^+$  (также  $6^+$  трехфононного квинтета) легко возбуждаются в реакциях с  $\alpha$ -частицами или тяжелыми ионами практически в любых ядрах. Уровни  $2^+$  часто обнаруживаются в кулоновском возбуждении. Уровни  $0^+$  найти значительно сложнее.

Аналогично положение с трехфононными уровнями. Они расположены на высоте  $1,5-2,0$  Мэв, и поэтому слабо заселяются в  $\beta$ -распаде. Но при благоприятных условиях при подходящих спинах исходных ядер они наблюдаются. В  ${}^{106}\text{Pd}$ , например, обнаружен полный набор состояний:  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $3^+$ ,  $4^+$ ,  $6^+$ . Однако различие в энергиях этих уровней значительно больше, чем в энергиях двухфононных состояний. Кроме того, часто наблюдаются несколько уровней с одинаковыми спинами, что затрудняет идентификацию вибрационных состояний.

Вероятности  $\gamma$ -переходов отличаются от предсказанных вибрационной моделью уже для двухфононных уровней (в 2—5 раз). Это расхождение значительно больше для высоких состояний. Очевидной причиной является смешивание волновых функций различных состояний. Логически вытекает необходимость проведения теоретических исследований в рамках микроскопических моделей. Положительное значение вибрационной модели не вызывает сомнения, так как она стимулировала эксперименты по поискам предсказанных уровней и объясняла свойства самых низких уровней четно-четных ядер.

Примерно таково же значение квазиротационной модели. Ей свойственны те же преимущества и недостатки, какими обла-

дает вибрационная модель. Ротационно-вибрационное описание ядерных уровней также имеет ограниченную область применения.

Нейтронноизбыточные ядра Mo и Ru имеют характерные черты ротационных ядер. Более подробное экспериментальное изучение покажет, насколько они похожи на ядра традиционных областей стабильной деформации и в чем заключаются различия.

Собранные в настоящем обзоре данные могут быть полезными при разработке новых моделей и при проверке согласованности результатов расчетов с опытом. Следует иметь в виду, что необходимо учесть результаты, вытекающие из ядерных реакций, в первую очередь, реакций передачи нуклонов, которые не рассмотрены в этом обзоре. Полученные в данных экспериментах результаты дают качественно новую информацию о структуре ядра.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Lederer C. M., Hollander J. M., Perlman I. Table of Isotopes. N. Y.—L.—Sydney, 1967.
2. Джелепов Б. С., Пекер Л. К. Схемы распада радиоактивных ядер  $A < 100$ . М.—Л., «Наука», 1966.
3. Sakai M. Preprint INSJ — 111, Tokio, 1970, INSJ — 127, 1971.
4. Blair A. G., Beery J. G., Flynn E. R. Phys. Rev. Lett., 1969, 22, 470.
5. Watson K. L. e.a. Nucl. Phys., 1970, A141, 449.
6. Cheifetz E. e.a. Phys. Rev. Lett., 1970, 25, N1, 38; Phys. Rev., 1971, C4, N5, 1913.
7. Jaklevic J. H., Hollander C. M., Lederer J. M. Univ. Calif. Radiation Laboratory, 1969, 19530, 48.
8. Kim V. S., Cohen V. L. Phys. Rev., 1966, 142, 788.
9. Подкопаев Ю. Н. Диссертация, ЛГУ, 1970.
10. Brenner M. e.a. Annual Rept. Res. Inst. Phys. Stockholm, 1970, p. 15.
11. Cates M. K., Ball J. B., Newman E. Phys. Rev., 1969, 187, 1682.
12. Heck D. e.a. Int. Symp. Neutron Capt. Studsvik, 1969.
13. Heck D. e.a. Nucl. Phys., 1971, A165, N2, 327.
14. Wilhelmy J. V. e.a. Univ. Calif. Radiation Laboratory, 1969, 19530, 178.
15. Альт Р. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1971, 13, 556.
16. Григорьев Е. П. Диссертация, ЛГУ, 1971.
17. Антонова Н. М. и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1969, 33, 1299.
18. Джелепов Б. С., Пекер Л. К., Сергеев В. О. Схемы распада радиоактивных ядер  $A \geq 100$ . М.—Л., Изд.-во АН СССР, 1963.
19. Berzins G., Bunker M. E., Starner J. W. Phys. Rev., 1969, 187, 1618.
20. Антонова Н. М. и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1969, 33, № 1, 27.
21. Антонова Н. М. и др. Препринт ОИЯИ 6-3699, 39. Дубна (1968); Программа и тезисы докладов 18-го ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Рига. М.—Л., «Наука», 1968, с. 53.
22. Pinston J. A., Blachot J., Schussler F. Nucl. Phys., 1970, A157, N1, 323.
23. Herrman G. e.a. Preprint Inst. Anorg. Chemie. Kernchemie. Univ. Mainz, 1970.
24. Canten R. F. e.a. Phys. Lett., 1970, 32B, No. 1, 45.
25. Nucl. Date, 1971, B3, No. 5, 488.
26. Sieniawski J., Harms-Ringdahl L. Annual Rept. Res. Inst. Phys. Stockholm, 1970, p. 115.
27. Hnatowich D. J. e.a. J. Inorg. and Nucl. Chem., 1970, 32, 3137.
28. Inamura T. e.a. J. Phys. Soc. Japan, 1971, 30, 884.

29. Vrzal J. e.a. Czechosl. J. Phys., 1969, **B19**, 1127.
30. Григорьев Е. П. и др. Программа и тезисы докладов 21-го ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Москва. Т. I. М.—Л. «Наука», 1971, с. 57, 62; «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1971, **36**, 1.
31. Врзал Я. и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1967, **31**, 696.
32. Антоњева Н. М., Григорьев Е. П., Протасова Л. Ф. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1969, **33**, № 4, 649.
33. Басина А. С., Григорьев Е. П., Кузнецов Р. А. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1971, **35**, № 4, 792.
34. Врзал Я. и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1967, **31**, 1656.
35. Okano K. e.a. Nucl. Phys., 1971, **A164**, N 3, 545.
36. Vonach H., Hille M., Hille P. Z. Phys., 1969, **227**, 381.
37. Johnson N. D. e.a. Z. Phys., 1971, **243**, 395.
38. Pinston J. A., Schussler F., Moussa A. Nucl. Phys., 1969, **A133**, 124.
39. Hashizume A. e.a. Contr. Int. Conf. Prop. Nucl. States. Montreal, 1969, p. 76.
40. Milner W. T. e.a. Nucl. Phys., 1969, **A129**, 687; 1971, **A166**, 141.
41. McGowan F. K. e.a. Nucl. Phys., 1967, **66**, 97.
42. Lutz H. F., Bartolini W., Curtis T. H. Phys. Rev., 1969, **198**, 1911.
43. Koike M. e.a. Nucl. Phys., 1969, **A125**, 161.
44. Bergstrom I. e.a. Annual Rept. Res. Inst. Phys. Stockholm, 1970, p. 140.
45. Holm G. Annual Rept. Res. Inst. Phys. Stockholm, 1969, p. 80.
46. Yamazaki T., Ewan G. T. Nucl. Phys., 1969, **A134**, 81.
47. Flynn E. R., Beery J. G., Blair A. G. Nucl. Phys., 1970, **A154**, 225.
48. Lombard R. J. Nucl. Phys., 1968, **A114**, 449.
49. Sheline R. K. Rev. Mod. Phys., 1960, **32**, 1.
50. Sakai M. Nucl. Phys., 1967, **A104**, 301.
51. Пекер Л. К. Материалы 3-й Зимней школы по теории ядра и физике высоких энергий. Л., Изд-во ФТИ АН СССР, 1968, с. 100.
52. Egiri H. INSJ, Tokio, 1967, No. 103.
53. Алдущенко А. В., Воинова Н. А. Препринт Физико-технического института, Л., № 319., 1971.
54. McGowan F. K. e.a. Nucl. Phys., 1968, **A113**, 529.
55. Stelson P. H., McGowan F. K. Phys. Rev., 1969, **121**, 209.
56. Tamura T., Udagawa T. Phys. Rev., 1966, **150**, 783.
57. Sakai M. Nucl. Phys., 1962, **33**, 96.
58. Karter H. K. e.a. Phys. Rev., 1968, **174**, No 4, 1329; 1968, **178**, No. 4, 1743.
59. Dorikens M., Dorikens-Vanpraet L., Domuyneck J. Z. Phys., 1970, **233**, 422.
60. Ramayya A. V. e.a. Phys. Rev., 1967, **157**, 1015.
61. Van Klinken J. Nucl. Phys., 1970, **A157**, 383.
62. Blachot J., Pinston J. A., Schussler F. Nucl. Phys., 1969, **A139**, 434.
63. Ionescu A. V., Kern J. Helv. phys. acta, 1969, **42**, 575.
64. Van Hise J. R. e.a. Phys. Rev., 1970, **C1**, No. 5, 1861.
65. Itagaki S., Takeda V., Sugiyama K. J. Phys. Soc. Japan, 1971, **30**, No. 4, 923.
66. Coffman F. E., Hamilton J. H. Nucl. Phys., 1969, **A127**, 586.
67. Liukkonen E., Hattula J. Z. Phys., 1971, **241**, 150.
68. Гарбраков С. и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1970, **34**, № 10, 2084.
69. Broman L., Malmskog S. G. Arkiv. fys., 1967, **33**, No. 21, 323.
70. Julian G. H., Jha S., Johnson A. S. Phys. Rev., 1967, **163**, No. 4, 1323.
71. Kucarova T. e.a. Czechosl. J. Phys., 1968, **B18**, 24.
72. Fessler T. E., Julian G. M., Jha S. Phys. Rev., 1968, **174**, 1472.
73. Julian N. P., Jha S. Nucl. Phys., 1967, **A100**, 392.
74. Афанасьев В. П. и др. Препринт ОИЯИ Р6-5674, 1971.
75. Александр К. Препринт ОИЯИ Р6-3785, 1968.