

11  
7-40  
0  
2.3

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

P-288

Б.С. Джелепов, Л.К. Пекер

ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ  
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

Дубна, 1959 год

P-288

Б.С. Джелепов, Л.К. Пекер

ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ  
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

В обзорном докладе<sup>/1/</sup>, посвященном свойствам деформированных ядер в области  $Nd - Os$ , мы привели все данные о возбужденных состояниях этих ядер, которые имелись к 1.II.1958 года.

Эти данные могут быть вкратце суммированы следующим образом. Почти во всех деформированных ядрах, как с четным, так и с нечетным  $A$ , наблюдается ротационная полоса, связанная с основным состоянием ядра. Помимо нее известно много других возбужденных состояний. Однако, только в очень немногих случаях удавалось среди этих возбужденных состояний выделить еще одну ротационную полосу; так, например, только в двух ядрах,  $Dy^{160}$  и  $W^{182}$ , была обнаружена ротационная полоса, состоящая из трех уровней со спинами 2, 3, 4. В первом ядре она основана на уровне с  $K = 2^+$ , во втором - на уровне  $K = 2^-$ . В нескольких ядрах наблюдались пары уровней, из которых более высокий можно было интерпретировать, как первый ротационный уровень. В ядрах с нечетным  $A$ , положение было несколько лучше, благодаря анализу, проведенному в<sup>/2/</sup>.

Между тем выделение ротационных полос крайне важно; в ядрах с четным  $A$  оно позволяет выяснить характер уровня, на котором эти полосы основаны /напр.  $\beta$  - или  $\gamma$  - вибрационные уровни/. В ядрах с нечетным  $A$  эти полосы позволяют выделять с достаточной уверенностью те уровни, которые должны в дальнейшем сравниваться с диаграммой Нильсона.

Исходя из этого мы дополнили материал, приведенный в обзоре<sup>/1/</sup> и работе<sup>/2/</sup>, новыми данными и заново пересмотрели многие схемы распада деформированных ядер, имея своей задачей выделение ротационных уровней и интерпретацию одночастичных уровней в рамках диаграммы Нильсона. Оказалось, что уже теперь, при довольно скудном экспериментальном материале, выделение ротационных уровней удается сделать во многих случаях достаточно уверенно.

При обсуждении конкретных схем возбужденных уровней ядер мы будем останавливаться только на таких уровнях или схемах, которые до сих пор в литературе не интерпретировались или интерпретировались не так, как в настоящей работе.

Анализ схем уровней нечетных ядер, которые мы приводим без обсуждения, читатель может найти в оригинальных работах или в работе<sup>/2/</sup>. В четных ядрах с  $A > 222$  за истекший год почти не были обнаружены новые возбужденные состояния /за исключением уровней нижней ротационной полосы/. Поскольку последовательности уровней этих ядер приведены в<sup>/3/</sup>, в настоящей работе мы их не приводим.

Большинство новых экспериментальных данных, не вошедших в<sup>/1/</sup> и использованных в настоящей работе, приведены в работах<sup>/2/</sup> и<sup>/4/</sup>, где читатель найдет фами-

лии авторов. Специальные ссылки относятся только к экспериментальным данным, не приведенным в /1, 2, 3, 4/.

## § 2. Возбужденные состояния в легких ядрах с $A \approx 24$

На рис.1 изображена последовательность возбужденных состояний в ряде легких ядер. Ротационные полосы смещены друг относительно друга в горизонтальном направлении. Последовательности уровней  $Mg^{24}$ ,  $Mg^{25}$  и  $Al^{25}$  уже обсуждались в литературе. Поскольку можно было ожидать, что и  $Mg^{26}$  являются деформированным ядром, нами сделана попытка интерпретировать его известные возбужденные уровни<sup>15/</sup>. Уровни приписаны различным ротационным полосам только на основании энергетических соображений, так как почти никаких данных о спинах и четности высоких уровней и каких-либо

$\gamma$ -переходах между ними нет. Тем не менее любопытно отметить, что почти все известные уровни  $Mg^{26}$ , вплоть до энергий возбуждения 8-9 Мэв /за исключением 2 уровней/, можно приписать нескольким ротационным полосам с близкими по величине моментами инерции, причем в 3-х полосах содержится по 3 уровня. Возможность интерпретировать такие высокие уровни /вплоть до энергии возбуждения 8-9 Мэв/ в  $Mg^{24}$  и  $Mg^{26}$ , как ротационные, является с точки зрения современных представлений о структуре ядра несколько неожиданной, ибо трудно было ожидать, что при таких больших энергиях возбуждения вращательное движение ядра можно отделить от других видов движения.

Поэтому представляла бы большой интерес проверка принятой нами интерпретации высоких уровней  $Mg^{24}$  и  $Mg^{26}$  методом, основывающемся не только на энергетических соображениях, а, например, по квантовым характеристикам возбужденных состояний.

Помимо  $Mg^{24}$ ,  $Mg^{25}$ ,  $Mg^{26}$  и  $Al^{25}$ , в литературе, с точки зрения обобщенной модели, анализируются также возбужденные состояния  $F^{19}$ ,  $Na^{23}$ ,  $Si^{29}$ ,  $Al^{28}$ . Можно показать, что уровни  $Si^{28}$  группируются в пары с приблизительно одинаковым моментом инерции /если интерпретировать верхние уровни этих пар как ротационные/. Однако при интерпретации уровней в указанных ядрах требуется принимать в каждом случае специальные предположения, и поэтому такая интерпретация является далеко не однозначной. Ввиду этого в настоящей работе последовательности уровней этих ядер не приводятся.

## § 3. Возбужденные состояния четных-четных ядер в области Nd-Os

На рис.2, 2а, 2б, 2в изображена последовательность возбужденных состояний в деформированных четных-четных ядрах от  $Sm$  до  $Os$ .

$\$m^{152}$ , Сведения о последовательности уровней  $\$m^{152}$  за последние месяцы сильно изменились. Нильсон, Хансен и Шелайн<sup>/6/</sup> обнаружили уровни с энергией 683 Кэв и 811 Кэв, которые, по-видимому, являются нижними уровнями  $0^+$  и  $2^+$  ротационной полосы, основанной на  $\beta^-$ -вибрационном уровне с  $K = 0^+$ .

В результате предпринятого нами пересмотра имеющихся в литературе материалов было подтверждено существование ротационного уровня 811 Кэв / $K = 0^+$ ;  $I = 2^+$ /, а также найдены новые уровни: 1423 Кэв / $K = 2^+$ ;  $I = 4^+$ / и 1670 Кэв / $K = 2^-$ ;  $I = 3^-$ /; по-видимому, существует также уровень 1578 Кэв.

Отметим, что в приведенную схему уровней  $\$m^{152}$  укладываются все наблюдаемые  $\gamma^-$ -переходы, сопровождающие  $\epsilon^-$ -захват 13-летнего  $\epsilon u^{152}$ . Она отражает также все данные о  $\gamma^- - \gamma^-$  совпадениях. В результате этой работы в  $\$m^{152}$  наиболее полно, по сравнению с другими четными ядрами, представлены все известные типы коллективных возбуждений. В этом ядре проявляются 4 ротационные полосы, причем в двух из них есть по 3 уровня. Эти полосы основаны на квадрупольных  $\beta^-$ - и  $\gamma^-$ -вибрационных уровнях /уровень 683 Кэв;  $I = K = 0^+$  и уровень 1087 Кэв;  $I = K = 2^+$  /, на октупольных вибрационных уровнях с  $\nu = 0$  /уровень 961 Кэв;  $I = 1^-$  и  $\nu = 2$  /уровень 1531 Кэв;  $I = K = 2^-$ /.

$y_d^{154}$ . При  $\beta^-$ -распаде  $\epsilon u^{154}$  в  $y_d^{154}$ , помимо ротационной полосы, связанной с основным состоянием, возбуждается пара уровней - 997 Кэв / $2^+$  / и 1128 Кэв / $3^+$  / - которые можно интерпретировать, как начало ротационной полосы с  $K = 2^+$ , а уровень 997 Кэв как  $\gamma^-$ -вибрационный. Проявляется также уровень 1404 Кэв  $2^-$ , который может быть обусловлен октупольными колебаниями с  $\nu = 2^-$  /не исключена однако возможность другой интерпретации этого уровня/.

Копенгагенские физики нашли<sup>/6/</sup>, что при распаде  $Tb^{154}$  в  $y_d^{154}$  возбуждается хорошо развитая ротационная полоса с уровнями  $0^+$ ;  $2^+$ ;  $4^+$ , основанная на уровне 679 Кэв /  $I = K = 0^+$  /. По-видимому, этот уровень можно интерпретировать, как  $\beta^-$ -вибрационный.

$y_d^{156}$ . Данные о спектре уровней  $y_d^{156}$  весьма противоречивы. Например,  $\gamma^-$ -спектр сопровождающий  $\beta^-$ -распад  $\epsilon u^{156/3/}$ , очень не похож на  $\gamma^-$ -спектр  $Tb^{156}$  /4; 6; 7/. Существуют противоречия и в данных о  $\gamma^-$ -спектре  $Tb^{156}$ , полученных разными авторами<sup>/4; 6; 7/</sup>. Приведенная на рис.2 схема уровней, в основном, построена на данных о  $\gamma^-$ -спектре  $Tb^{156}$  /6, 7/. Наряду с нижней ротационной полосой, проявляется полоса, основанная на уровне 1152 Кэв  $2^+$ ; этот уровень, по-видимому, может быть интерпретирован, как  $\gamma^-$ -вибрационный. При  $\beta^-$ -распаде  $\epsilon u^{156}$ , в составе очень сложного  $\gamma^-$ -спектра, излучаются  $\gamma^-$ -кванты 630 Кэв; 723 Кэв и 808 Кэв<sup>/3/</sup>.  $\gamma^-$ -квант-



ты 808 Кэв и 723 Кэв могут отвечать переходам с уровня 808 Кэв  $2^+$  на уровни  $0^+$  и  $2^+$  нижней полосы, а  $\gamma$  - кванты 630 Кэв  $\gamma$ -переходу с уровня 720 Кэв  $0^+$  на уровень 89 Кэв.  $\gamma$  - кванты 723 Кэв, а также  $\gamma$  - кванты 924 Кэв и 422 Кэв, сопровождающие распад  $Tb^{156}$ , могут быть обусловлены разрядкой уровня 1008 Кэв -  $4^+$ .

Если уровни 720 Кэв  $-0^+$ ; 808 Кэв -  $2^+$ ; 1008 -  $4^+$ , действительно существуют, то они составляют ротационную полосу, основанную на  $\beta$ -вибрационном уровне 720 Кэв  $-0^+$ .

Dy<sup>160</sup>. В работах /1,3/ уровень 1264 Кэв интерпретировался как уровень типа  $3^-$  / $K = 3^-$ /. Возможно, однако, что его спин не 3, а 2. В этом случае пару уровней 1264 Кэв  $2^-$  и 1358 Кэв  $3^-$  можно интерпретировать, как начало ротационной полосы с  $K = 2^-$ , основанной на уровне 1264 Кэв. Возможно, этот уровень обусловлен октупольными колебаниями с  $\nu = 2$ .

Er<sup>166</sup>. В результате  $\beta^-$ -распада  $Ho^{166}$  /  $T = 27$  час / в  $Er^{166}$  возбуждаются уровни 1460 Кэв  $0^+$  и 1620 Кэв  $1^-$  /3/. Возможно, что первый из них  $\beta$ -вибрационный, а второй октупольный вибрационный уровень  $\nu = 0$ , так как сопоставление интенсивностей  $\gamma$ -переходов с уровня 1620 Кэв показывает, что для него  $K = 0$ .  $\gamma$ -спектр, сопровождающий распад  $Tm^{166}$  очень богат /3,8/. Согласно /8/, в  $Er^{166}$  при этом проявляются уровни 787 Кэв /2+/, 861 /3+/, и 958 Кэв 34+/, которые образуют ротационную полосу с  $K = 2^+$ . Интересно отметить; что момент инерции этой полосы, как и в  $Dy^{160}$  несколько больше, чем у полосы, связанной с основным состоянием.

В  $Er^{166}$  есть также много других уровней.

Er<sup>168</sup>. Спектр уровней  $Er^{168}$ , возбуждающихся при  $\epsilon$ -распаде  $Tm^{168}$  изучался в /8/, а также в ряде других работ /3,4/. Мы приводим схему уровней из /8/. В ней, наряду с нижней ротационной полосой, по-видимому, проявляется ротационная полоса, основанная на уровне 822 Кэв  $2^+$ , а также несколько более высоких уровней. Момент инерции ротационной полосы с  $K = 2^+$ , как и в  $Dy^{160}$  и  $Er^{166}$  больше, чем у полосы с  $K = 0^+$ .

W<sup>182</sup>. Полученные в последнее время новые данные о распаде  $W^{182}$  /4/ позволили существенно дополнить схему уровней, по сравнению с приведенной в /1; 3/. В этом ядре выявлены ротационные уровни вплоть до энергии возбуждения 1800 Кэв. Однако, энергия уровней развитой ротационной полосы с  $K = 2^-$ , отклоняется от значений, даваемых формулой:

$$E = A[I(I+1) - K(K+1)] + B[I(I+1) - K(K+1)]^2$$

Уровни с большими спинами - 4-; 5-; 6- несколько понижаются. Это может быть обусловлено влиянием близко расположенных уровней с тем же значением спина и четности, но с другим значением K.

W<sup>184</sup>. Последние работы о  $\gamma$ -спектре  $Re^{184/4}$  подтвердили наличие ротационной полосы с уровнями 2+ и 3+, основанной на  $\gamma$ -вибрационном уровне 904 Кэв  $K = 2+ /3/$ .

Os<sup>186</sup>. Исследование  $\gamma$ -спектра, сопровождающего  $E$ -распад  $U_2^{186}$  выявило уровни 4+ и 6+ нижней ротационной полосы  $Os^{186/4}$ . Более полный анализ экспериментальных данных, приведенных в <sup>/4/</sup>, позволил выявить новые уровни 910 Кэв и 1060 Кэв, образующие с  $\gamma$ -вибрационным уровнем 769 Кэв  $2+ /K=2+/$ , развитую ротационную полосу с уровнями 2+, 3+, 4+.

Os<sup>188</sup>. Анализ экспериментальных данных <sup>/4/</sup> о  $\gamma$ -спектре  $U_2^{188}$  позволил выявить второй уровень нижней ротационной полосы: 478 Кэв 4+. Возможно, что при распаде  $U_2^{188}$  в  $Os^{188}$  возбуждаются уровни 790 Кэв и 957 Кэв, относящихся к ротационной полосе, основанной на  $\gamma$ -вибрационном уровне 634 Кэв -  $K = 2+$ ;  $I = 2+$ ;  $\gamma$ -линии, соответствующие переходам между этими уровнями наблюдались, однако, ввиду сложности схемы распада такая интерпретация  $\gamma$ -линий не совсем однозначна.

Os<sup>190</sup>. В результате анализа экспериментальных данных, содержащихся в первых работах <sup>/1, 3/</sup> были выявлены: хорошо развитая ротационная полоса, связанная с основным состоянием  $Os^{190}$ , с уровнями 2+; 4+; 6+; 8+; изомерный уровень 1700 Кэв 10-, а также  $\gamma$ -вибрационный уровень  $\sim 580$  Кэв 2+. Другие уровни  $Os^{190}$ , приведенные в <sup>/3/</sup>, были введены для объяснения нескольких слабых  $\gamma$ -линий. Выполненные в последнее время исследования  $\gamma$ -спектра, сопровождающего распад  $U_2^{190/4}$  показали, что по крайней мере некоторые из этих слабых линий отсутствуют, но весь  $\gamma$ -спектр значительно богаче, чем думали раньше. Оказалось возможным так интерпретировать  $\gamma$ -спектр, что выявились уровни 754 Кэв и 956 Кэв, образующие с  $\gamma$ -вибрационным уровнем 557 Кэв ротационную полосу с  $K = 2+$  и  $I = 2+; 3+; 4+$ .

Аналогичная интерпретация спектра уровней  $Os^{190}$  содержится в <sup>/6/</sup>.

### В ы в о д ы

Совокупное рассмотрение всех деформированных четных ядер показывает, таким образом, что вплоть до энергий возбуждения в 2 Мэв, на каждом уровне неротационного типа существует более или менее развитая ротационная полоса.

В большинстве случаев ее отсутствие связано либо с недостатком экспериментальных данных, либо с ошибками в конструировании схемы распада. Разумеется, степень проявления ротационной полосы зависит от величины спинов более высоких уровней

/либо от спинов исходных радиоактивных ядер/.

Рассматривая коллективные уровни разных типов можно заметить следующие особенности:

а/  $\beta$  - вибрационные уровни  $0^+$  обнаружены только в ядрах  $Sm^{152}$  /688 Кэв/,  $Yd^{154}$  /679 Кэв/ и, возможно, в  $Yd^{156}$  /720 Кэв/ и  $Er^{166}$  /1462 Кэв/. В конце области, в четных ядрах  $W$  и  $Os$  такие уровни, несмотря на тщательные поиски, в настоящее время не обнаружены. Причина этого непонятна.

б/ Подтверждается отмеченная в /1/ зависимость энергии  $\gamma$ -вибрационных уровней от степени деформации ядра. С ростом деформации энергия  $\gamma$ -вибрационных уровней увеличивается.

Однако, в отличие от того, что предполагалось в /1/, эта зависимость проявляется, главным образом, при сопоставлении изотопов с одним и тем же  $Z$  /см.изотопы  $Yd^{154, 156}$ ,  $Er^{166, 168}$ ,  $W^{182, 184, 186}$ ,  $Os^{186, 188, 190}$ /.

в/ В 4 ядрах обнаружены уровни типа 2-: в  $Sm^{152}$  /1531 Кэв/,  $Yd^{154}$  /1404 Кэв/,  $Dy^{160}$  /1264 Кэв/,  $W^{182}$  /1290 Кэв/. Во всех ядрах они расположены несколько выше квадрупольных  $\gamma$ -вибрационных уровней. Это может указывать на их коллективный характер; если бы они возникали при разрыве пары, то их энергия, вероятно флуктуировала при переходе от ядра к ядру значительно сложнее. Если уровни "2-" коллективные, они могут быть обусловлены октупольными колебаниями с  $\nu = 2$ .

#### § 4. Возбужденные состояния нечетных ядер в области Nd-Os

На рис.3 изображена последовательность возбужденных уровней ядер с нечетным  $N$  или  $Z$ . Одночастичные уровни интерпретировались с точки зрения диаграммы Нильсона.

Сначала приведены значения спина и четность уровня, а в квадратных скобках значения  $N$ ,  $n_z$ ,  $L$  /2/. В большинстве ядер спин  $I = L$ ; в тех случаях, когда  $I \neq L$  /см.  $F_2^{223}$ ,  $Pa^{231, 233}$ ,  $Np^{237}$ /, значения  $\Omega$  приведены в квадратных скобках вслед за  $L$ .

Для того, чтобы иметь возможность сопоставлять уровни нечетных ядер с одинаковым числом нечетных нейтронов или протонов, все ядра разделены на две группы /с нечетным  $N$  и с нечетным  $Z$ / и рассматриваются отдельно.



Нечетные N.

$Yd^{155}$ , Помимо уровней, приведенных в /1,3/ и обсуждавшихся в /2/, анализ экспериментальных данных о  $\gamma$ -спектре  $\epsilon u^{155}$  /4/ позволяет выявить еще по крайней мере два уровня 147 Кэв и 191 Кэв. Эти уровни могут быть интерпретированы, как первые ротационные уровни полос, основанных на одночастичных уровнях 87 Кэв  $3/2+$  [651] и 105 Кэв  $5/2+$  [642]. При распаде  $Tb^{155}$  в  $Yd^{155}$  возбуждается также много других уровней.

$Dy^{159}$ , В /4/ приведены данные о  $\gamma$ -спектре  $Ho^{159}$ ; их можно поместить в схему уровней дочернего ядра  $Dy^{159}$ , если предположить наличие ротационной полосы с уровнями 0 Кэв  $3/2-$  [521]; 55 Кэв  $-5/2-$  и 125 Кэв  $-7/2-$ , а также одночастичного уровня 305 Кэв со спином  $5/2$  ( $5/2-$  [523] или  $5/2+$  [642]). Момент инерции ротационной полосы в  $Dy^{159}$  при этом такой же, как и в ядре с тем же нечетным числом нейтронов  $Yd^{157}$  <sub>93</sub>.

$Dy^{161}$ , Наблюдавшаяся в распаде  $Ho^{161}$   $\gamma$ -линия  $175,4$  /3, 4/ может определить уровень  $Dy^{161}$  201 Кэв  $9/2-$ . Если такая интерпретация  $\gamma$ -линии правильна, то уровень 201 Кэв, вероятно является вторым ротационным уровнем в полосе, основанной на уровне 26 Кэв  $3/2-$  [523].

$Dy^{165}$ , Наблюдавшийся в реакции  $Dy^{164} / n, \gamma / Dy^{165}$  уровень 188 Кэв в соответствии с мультипольностью  $\gamma$ -переходов должен быть типа  $3/2-$ . Его можно интерпретировать как первый ротационный уровень полосы, основанной на уровне 108 Кэв  $1/2-$  [521]. В пользу этого предположения говорит и то, что интервал между уровнями  $1/2-$  и  $3/2-$  в этом ядре - 80 Кэв по порядку величины такой же, как между аналогичными уровнями в соседнем ядре с  $N = 99$ :  $\epsilon r^{167}$  <sub>99</sub> - 56 Кэв.

$Yb^{169}$ , В работе /9/ изучался спектр конверсионных электронов  $Lu^{169} + Lu^{170}$ . Основываясь на данных о значениях энергии отдельных  $\gamma$ -линий этого спектра мы предложили схему распада  $Lu^{169}$ . При этом выявилась четкая ротационная полоса из 3-х уровней, связанная с основным состоянием  $Yb^{169}$   $7/2+$  [633], а также полоса, основанная на уровне 378 Кэв, который по-видимому, можно описывать как уровень  $5/2-$  [512]. Уровень 544 Кэв, вероятно, является одночастичным  $7/2-$  [514], хотя и не исключена возможность, что он относится к ротационной полосе уровня 378 Кэв.

$Yb^{173}$ , В ряде работ /3,10/ в  $Yb^{173}$  наряду с уровнями ротационной полосы были обнаружены уровни 351 Кэв и  $\sim 636$  Кэв. Первый из них в соответствии с оценками интенсивностей  $\gamma$ -переходов и их мультипольности можно интерпретировать как одночастичный уровень  $7/2+$  [633], а второй как  $7/2-$  [514].

W<sup>181</sup>. Анализ  $\gamma$ -спектра <sup>14/</sup>, сопровождающего распад  $Re^{181}$ , позволяет дополнить схему уровней  $W^{181}$ , данную в <sup>14, 2/</sup>. В частности, удается выявить уровень 487 Кэв 7/2-, составляющий с уровнем 366 Кэв 5/2- [512], ротационную полосу. Ротационная полоса, основанная на уровне 515 Кэв 1/2- [510], аналогична полосе, связанной с основным состоянием  $W^{183}$  1/2- [510]. Если предположить, что в  $W^{181}$  взаимодействие ротационных полос с  $K = 1/2-$  и  $K = 3/2-$  также существенно как и в  $W^{183}$  <sup>11/</sup>, то в полосу, основанную на уровне 515 Кэв 1/2- [510] можно ввести четвертый уровень 698 Кэв 7/2-.

Os<sup>185</sup>. Основные состояния  $Os^{185}$  и  $W^{183}$  типа 1/2 [510], в силу чего у них должны быть очень сходные ротационные полосы.

Исходя из экспериментальных данных о  $\gamma$ -спектре  $Jr^{185}$  <sup>14/</sup> можно ввести уровни 37,4 Кэв - 3/2- и 97 Кэв - 5/2. Некоторое отличие в величине параметров "а" для  $W^{183}$  /  $a = + 0,2/$  и  $Os^{185}$  /  $a = +0,02/$ , по-видимому, связано с несколько меньшим параметром деформации  $Os^{185}$ .

W<sup>183</sup>. Изомерное состояние  $W^{183}$  260 Кэв с  $T = 5,5$  сек. распадается, излучая  $\gamma$ -линии 155 Кэв и 105 Кэв. Введенный в <sup>13/</sup> уровень 106 Кэв, по-видимому, идентичен с ротационным уровнем 99 Кэв 5/2-, а изомерный уровень 260 Кэв, в соответствии с мультипольностью  $\gamma$ -перехода можно описать как 11/2+ 615.

W<sup>185</sup>. Возможная иная, чем в <sup>13/</sup> схема распада  $W^{185}$ . При этом уровни 125 и 300 Кэв можно интерпретировать как ротационные, связанные с основным состоянием.

Однако, в этом случае момент инерции полосы, оказывается меньшим, чем в соседних четно-четных ядрах. Это противоречит известному правилу, указывающему, что моменты инерции нечетных ядер больше, чем в соседних четных ядрах. Причина такого отступления от правила неясна; либо уровень 125 Кэв не ротационный, либо спин основного состояния не 3/2 /на это указывает также особенность  $\beta$ -распада  $W^{185}$  <sup>13/</sup>. а другой, например, 5/2.

Уровень 235 Кэв может быть описан как 7/2- [503], а изомерный уровень 290 Кэв, как 11/2+ [615].

### Нечетные Z

Pm<sup>151</sup>. При распаде  $Nd^{151}$  возбуждается <sup>12/</sup> сложная система уровней  $Pm^{151}$  <sup>12/</sup>. Можно предположить, что уровни 117 Кэв и 257 Кэв образуют ротационную полосу, связанную с основным состоянием Кэв 5/2- [532].

Eu<sup>153</sup>. Уровень 98 Кэв 5/2- [532] можно интерпретировать как дырочный <sup>11/</sup>; од-

нако, не исключена возможность, что в этом состоянии параметр деформации  $\epsilon_u^{153}$  значительно меньше, чем в основном состоянии или других возбужденных состояниях: 103 Кэв  $3/2+$  [411] и 710 Кэв  $1/2+$  [411] Кэв. Такое предположение позволяет объяснить тот факт, что уровень 98 Кэв не возбуждается при распаде  $\text{Sm}^{153}$  и более высоких уровней  $\epsilon_u^{153}$ , обладающих большим параметром деформации, но зато легко возбуждается при распаде слабо деформированного ядра  $\text{Yd}^{153}$ .

$\text{Tb}^{155}$ . При распаде  $\text{Dy}^{155}$  в  $\text{Tb}^{155}$  возбуждается несколько уровней  $^{4,3/}$ . Два из них, 65 Кэв и 156 Кэв, образуют ротационную полосу, связанную с основным состоянием  $3/2+$  [411]. Уровни 227 Кэв и 271 Кэв могут быть интерпретированы, как одночастичные уровни  $5/2+$  [413] и  $5/2-$  [532].

$\text{Ho}^{161}$ . В работе  $^{13/}$  обнаружен интенсивный  $\gamma$ -переход 211 Кэв типа ЕЗ, сопровождающий распад  $\text{Tm}^{161}$ , а также другие  $\gamma$ -линии. Поскольку основное состояние  $\text{Tm}^{161}$   $1/2+$  [411], а  $\text{Ho}^{161}$   $7/2-$  [523] можно думать, что основная доля  $\epsilon$ -переходов идет на изомерный уровень  $\text{Ho}^{161}$   $1/2+$  [411]. Его энергия 211 Кэв. По-видимому, существует уровень 278 Кэв, который можно интерпретировать, как ротационный уровень  $5/2+$ . Если такая интерпретация, то этот уровень должен селяться только при распаде более высоких уровней  $\text{Ho}^{161}$ .

$\text{Ho}^{165}$ . Наблюдался  $\beta$ -переход с изомерного состояния  $\text{Dy}^{165}$   $1/2-$  [521] на уровень  $\text{Ho}^{165}$  - 515 Кэв, который связан  $\gamma$ -переходами с основным состоянием и уровнем 358 Кэв. В то же время уровень 358 Кэв непосредственно возбуждается при  $\beta$ -распаде основного состояния  $\text{Dy}^{165}$   $7/2+$  [633]. Эти факты позволяют интерпретировать уровни 358 Кэв и 515 Кэв как одночастичные уровни  $5/2+$  [413] и  $1/2+$  [411].

$\text{Tm}^{167}$ . Основное состояние  $\text{Tm}^{167}$   $1/2+$  [411]. Поэтому можно думать, что система его возбужденных уровней очень похожа на систему возбужденных уровней  $\text{Tm}^{169}$  и  $\text{Tm}^{171}$ . В соответствии в этом мы предполагаем, что наблюдаемая при К-захвате в  $\text{Yb}^{167}$   $\gamma$ -линия 118 Кэв, соответствует переходу между ротационным уровнем 118 Кэв  $5/2+$  и основным состоянием  $1/2+$ , а линия 180 Кэв - переходам с одночастичного уровня 280 Кэв  $7/2+$  [404] на уровни нижней ротационной полосы  $5/2+$  /118 Кэв/ и  $7/2+$  / $\sim$  130 Кэв/.

$\text{Lu}^{173}$ . При распаде  $\text{Hf}^{173}$  в  $\text{Lu}^{173}$  возбуждается сложная система уровней. В настоящее время есть указание на существование уровней 135 Кэв, 297 Кэв и 124 Кэв. Первые два уровня по энергетическим соображениям могут быть интерпретированы как ротационные уровни, связанные с основным состоянием  $\text{Lu}^{173}$ , а уровень 124 Кэв как

одночастичный. Отношение энергий 2-го и 1-го ротационных уровней совместимо со значениями  $K = 7/2$  и  $9/2$ .

Значение  $K = 7/2$  /уровень  $7/2^+$  [404] / предпочтительно в том отношении, что оно согласуется с существованием  $K$ -захвата прямо на основное состояние  $Yb^{173}$   $5/2^-$ , найденным в работе <sup>/14/</sup>. Помимо этого все другие нечетные изотопы  $Lu$  имеют спин  $7/2$ . Однако, при  $K = 7/2$  момент инерции ротационной полосы оказывается меньше, чем у соседних четных ядер. Это противоречит нашим представлениям о величине моментов инерции четных и нечетных ядер. Если принять значение  $K = 9/2^-$  [514], то трудность с моментами инерции исчезает, но невозможно объяснить  $K$ -захват  $Lu^{173}$  на основное состояние  $Yb^{173}$ . Поскольку  $\gamma$ -переход  $124$  Кэв типа  $E1$ , уровень  $124$  Кэв  $9/2^-$  [514], если основное состояние  $7/2^+$  [404] и  $7/2^+$  [404], если основное состояние  $Lu^{173}$   $9/2^-$  [514].

$Lu^{177}$ . Уровень  $287$  Кэв может быть интерпретирован, как первый ротационный уровень  $11/2^-$  /полосы, основанной на одночастичном уровне  $147$  Кэв  $9/2^-$  [514].

$Re^{183}$ . Анализ  $\gamma$ -спектра <sup>/4/</sup>, сопровождающего  $E$ -захват в  $Os^{183/4/}$ , позволяет наряду с уровнями, рассмотренными в <sup>/2,4/</sup>, выявить уровень  $861$  Кэв. Этот уровень может быть ротационным уровнем  $13/2^-$  /полосы, основанной на уровне  $496$  Кэв  $9/2^-$  [514].

$Re^{187}$ . Данные о кулоновском возбуждении  $Re^{187}$  и  $\beta^-$ -распаде  $W^{187}$  позволяют построить схему уровней  $Re^{187}$  <sup>/3/</sup>. В ней, наряду с ротационной полосой основного состояния, проявляется уровень  $206$  Кэв, который на основании данных о  $\gamma$ -переходах может быть описан, как уровень типа  $9/2^-$  [514]. Уровни  $513$  Кэв  $3/2^+$  и  $619$  Кэв  $5/2^+$ , возможно, образуют ротационную полосу. При этом уровень  $513$  Кэв может быть интерпретирован, как одночастичный уровень типа  $3/2^+$  [402].

## § 5. Нечетные ядра с $A > 222$

В ядрах с  $A > 222$  выявление уровней, относящихся к одной ротационной полосе, значительно облегчается из-за того, что эти уровни в большинстве случаев могут возбуждаться в результате  $\alpha$ -распада. Поскольку  $\alpha$ -переходы на все уровни данной ротационной полосы связаны с одинаковым изменением внутренней структуры, они должны характеризоваться примерно одинаковым фактором замедления  $F = \frac{T_{\alpha}(\text{эксп.})}{T_{\alpha}(\text{теор.})}$ . Поэтому для анализа уровней необходимо для всех  $\alpha$ -переходов вычислить величину  $F$ .

Рассмотрим схемы уровней конкретных ядер.

Нечетные Z

$F_z^{223}$ . В результате  $\alpha$ -распада  $f_c^{227}$  во  $F_z^{223}$  возбуждается несколько уровней, причем для всех  $\alpha$ -переходов  $F$  близко к 1. Это означает, что внутренняя структура  $F_z^{223}$  в этих состояниях сходна с внутренней структурой  $f_c^{227}$   $3/2+$  [651]. Интервалы между уровнями 0 Кэв; 12 Кэв; 85 Кэв; 103 Кэв; характерны для ротационной полосы с  $K = 1/2$ . Такое значение  $K$  согласуется с диаграммой Нильсона, согласно которой 87-ой протон в  $F_z^{223}$  должен находиться на уровне  $1/2+$  [660]. Уровни в рассматриваемой ротационной полосе могут иметь последовательность спинов  $1/2+$ ;  $3/2+$ ;  $5/2+$ ;  $7/2$ ; и т.д. или  $3/2+$ ;  $1/2+$ ;  $7/2+$ ;  $5/2+$ . В последнем случае из формулы для энергии ротационных уровней:

$$E = A[I(I+1) - K(K+1) + a(-1)^{I+1/2} (I+1/2) \delta_{K, 1/2}]$$

следует, что параметр  $a \approx -1,3$ .

Нам, кажется, что более вероятно последовательность  $3/2+$ ;  $1/2+$ ;  $7/2+$ ;  $5/2+$ ; ибо в этом случае удается объяснить свойства уровней  $N_p^{237}$  371 Кэв  $3/2+$  и 381 Кэв.

В этом случае основное состояние  $F_z^{223}$  типа  $3/2+$  [660; 1/2]. Если наше предположение правильно, то несмотря на сигарообразную равновесную форму,  $F_z^{223}$  имеет отрицательный квадрупольный момент. Этот вывод непосредственно следует из формулы для  $Q$ , если  $K = 1/2$ ;  $I = 3/2$ :

$$Q = \frac{3K^2 - I(I+1)}{(2I+3)(I+1)} Q_0$$

где  $Q_0$  - внутренний квадрупольный момент пропорциональный параметру деформации.

Уровни 166 Кэв и 194 Кэв, возможно, составляют вторую ротационную полосу, основанную на уровне 166 Кэв. Поскольку  $\alpha$ -переходы на эти уровни характеризуются  $F \approx 1$ , можно думать, что уровень 166 Кэв однотипен с основным состоянием  $f_c^{227}$   $3/2+$  [651].

$f_c^{225}$ .  $f_c^{225}$  распадается на уровни  $F_z^{221}$ . По структуре уровней  $F_z^{221/4/}$ , существенно отличающейся от структуры уровней  $F_z^{223}$ , нетрудно видеть, что параметры деформации этих двух ядер сильно отличаются. Сопоставляя свойства ядер  $F_z^{221}$  и  $F_z^{223}$ ,  $R_n^{222}$  и  $R_a^{222}$  можно заключить, что, вероятнее всего, ядра  $F_z^{221}$  и  $R_n^{222}$  сферические, а  $F_z^{223}$  и  $R_a^{222}$  - деформированные.

В этом случае 87-й протон в  $F_z^{221}$  должен находиться на уровне  $h_{9/2}$  либо  $f_{7/2}$ .



Поскольку  $\alpha$ -распад  $Ac^{225}$  на основное состояние  $Fz^{221}$  характеризуется значением  $Fz \approx 1$ , основное состояние  $Ac^{225}$  должно быть подобно  $Fz^{221}$ . Принимается, что оно  $5/2^-$  [523] /этот уровень получается при расщеплении уровня  $h_{9/2}$  / . Уровень 40 Кэв, в соответствии с мультипольностью  $\gamma$ -перехода 40 Кэв - E1 и данными о способах возбуждения, мы интерпретируем как  $5/2^+$  [642] .

$Ac^{227}$ . Выше уже указывалось, что основное состояние  $Ac^{227}$   $3/2^+$  [651]. Спектр уровней этого ядра очень сложный <sup>13,4/</sup> и в настоящее время не поддается полной интерпретации.

Исходя из данных об  $\alpha$ -распаде  $Pa^{231}$  можно предположить, что уровни 329 Кэв, 356 Кэв и 387 Кэв образуют ротационную полосу со спинами  $3/2^-$ ;  $1/2^-$ ;  $7/2^-$ , основанную на уровне  $1/2^-$  [530] .

Эта полоса аналогична полосе, связанной с основными состояниями  $Pa^{231}$  и  $Pa^{233}$ , где имеет место инверсия уровней.

Возможно, что уровни 30 Кэв; 74 Кэв и 127 Кэв также образуют ротационную полосу с  $K = 5/2$  /уровень 30 Кэв  $5/2^-$  [523] / .

$Pa^{231}$ . Исходя из данных о распаде  $Th^{231}$ ,  $U^{231}$ ,  $Np^{235}$  и кулоновском возбуждении  $Pa^{231/4/}$  мы построили схему уровней  $Pa^{231}$ . В ней, по-видимому, можно выделить 3 ротационные полосы. В первой полосе нижнее состояние  $3/2^-$  [530;  $1/2^-$ ] /основное состояние  $Pa^{231}$  /.

Уровень 57,5 Кэв -  $7/2^-$ , а уровень 68,5 Кэв -  $5/2^-$ ; по-видимому, есть уровень 7 Кэв -  $1/2^-$ . Для полосы  $K = 1/2$ ,  $a = -1,3$ . Ситуация совершенно аналогична ситуации в  $Fz^{223}$ . Поэтому можно думать, что  $Pa^{231}$  имеет отрицательный квадрупольный момент. Вторая полоса начинается с уровня 84 Кэв  $5/2^+$  [642] , а третья с уровня 166 Кэв  $3/2^+$  [651] .

В  $Pa^{231}$ , вероятно, есть и другие возбужденные уровни. Интерпретация большинства уровней  $Pa^{231}$  дана на основании данных о  $\beta$ ;  $\gamma$  и  $\alpha$ -переходах, а также по аналогии с интерпретацией уровней  $Pa^{233}$ , вытекающей из анализа <sup>12/</sup> тонкой структуры  $\alpha$ -спектра  $Np^{237/2/}$

$Pa^{233}$ . Уровни  $Pa^{233}$  получаются при  $\alpha$ -распаде  $Np^{237}$  и  $\beta$ -распаде  $Th^{233}$ . Анализ этих уровней /за исключением уровней 140 Кэв; 162 Кэв и 171 Кэв/ содержится в <sup>12/</sup> .

На основании анализа интенсивностей  $\alpha$ -переходов и сопоставления с другими ядрами в этой области значений  $A$ , можно думать, что уровень 140 Кэв одночастичный  $5/2^-$  [523] , а уровни 162 Кэв и 171 Кэв образуют ротационную полосу, подоб-

ную ротационной полосе, связанной с основным состоянием  $F_z^{223}$ . При этом нижний уровень полосы  $3/2+$  [660 ;  $1/2+$ ], а верхний  $1/2+$ . Так как основное состояние  $Pa^{233}$   $3/2-$  [530;  $1/2-$ ], он должен иметь отрицательный квадрупольный момент.

$Np^{237}$ . Уровни  $Np^{237}$  получаются при  $\beta^-$ -распаде  $U^{237}$ ,  $\epsilon$ -распаде  $Pu^{237}$  и  $\alpha$  распаде  $Am^{241/3,4/}$ . В предположенную Холлендером <sup>13/</sup> схему распада  $U^{237}$  не помещалась  $\gamma$ -линия 113,9 КэВ. Возникали трудности при попытках интерпретации уровней 332 КэВ, 369 КэВ и 371 КэВ <sup>12/</sup>. Для того, чтобы объяснить  $\gamma$ -линию 113,9 КэВ, мы ввели добавочный уровень 381 КэВ. В результате этого указанные 4 уровня удалось разместить в 2-х ротационных полосах. Одна из них основана на уровне 332 КэВ  $3/2-$  [651], а вторая на уровне 371 КэВ, однотипном, с основным состоянием  $F_z^{223}$   $3/2+$  [660 ;  $1/2+$ ] /Спин  $3/2$  для уровня 371 КэВ следует из данных о мультипольности  $\gamma$ -переходов/. Уровень 268 КэВ можно интерпретировать либо как  $3/2-$  [532], либо  $3/2-$  [521], либо как  $3/2-$  [530 ;  $1/2-$ ] /однотипный с основным состоянием  $Pa^{231}$  и  $Pa^{233}$  /.

$Am^{239,241,243}$ . Уровни нечетных изотопов  $Am$  подробно анализируются в <sup>12/</sup>. В дополнение к этому анализу можно лишь указать, что уровни  $Am^{239}$  - 540 КэВ,  $Am^{241}$  - 480 КэВ,  $Am^{243}$  - 265 КэВ на основании данных об  $\alpha$ -распаде можно интерпретировать либо как  $3/2-$  [521], либо как  $3/2-$  [530;  $1/2$ ] /однотипные с основным состоянием  $Pa^{231; 233}$  /.

При распаде  $Pu^{243}$  в  $Am^{243}$  возбуждается <sup>14/</sup> ротационная полоса из 3 уровней, связанная с основным состоянием  $Am^{243}$   $5/2-$  [523], а также полоса, основанная на уровне 84 КэВ  $5/2+$  [642]. Интерпретация уровня 84 КэВ следует из данных о мультипольности  $\gamma$ -линии 84 КэВ и характере  $\beta$ -перехода <sup>13/</sup>.

$Bk^{249}$ ,  $\alpha$ -распад  $Es^{253}$  сопровождается <sup>14/</sup> возбуждением большого числа уровней в дочернем ядре  $Bk^{249}$ .  $\alpha$ -переход с  $F \approx 1$  идет на основное состояние  $Bk^{249}$ , следовательно, основные состояния  $Bk^{249}$  и  $Es^{253}$  однотипны. По значениям  $F$  и энергиям можно выделить три ротационных полосы. Одна из них состоит из уровней 0 КэВ, 42 КэВ, 93 КэВ и 157 КэВ. Энергетические интервалы однозначно указывают на то, что основное состояние этой полосы /и  $Bk^{249}$  /,  $7/2+$  [633]. Уровни 82 КэВ, 138 КэВ и 207 КэВ образуют вторую ротационную полосу. Энергетические интервалы здесь также указывают на  $K = 7/2$ , однако значение момента инерции несколько завышено.

Более вероятно, что эти уровни представляют собой 3,4 и 5 члены ротационной полосы с  $K = 3/2-$ , основанной на уровне  $\sim 7$  КэВ  $3/2-$  [521]. Уровни 7 КэВ  $3/2-$  / и 38 КэВ  $5/2-$  /, не могут быть замечены, т.к.  $\alpha$ -распад на них затруднен и хорошо

замаскирован облегченным  $\alpha$ -распадом на ротационные уровни 42 Кэв и 93 Кэв. Вероятность  $\alpha$ -переходов, а также энергетические интервалы свидетельствуют о том, что уровни 390 Кэв; 427 Кэв и 464 Кэв образуют ротационную полосу с  $K = 5/2+$ . В соответствии с этим уровень 390 Кэв интерпретируется как  $5/2+$  [642].

### Нечетные N

$Ra^{223}, Ra^{225}, Th^{227}$ . Экспериментальные данные о спектрах возбужденных уровней этих ядер очень скудны <sup>/3, 4, 15/</sup>.

Поэтому приведенная на рис.4 интерпретация отдельных уровней в высшей степени приближительна.

$Th^{229}$ . Уровни  $Th^{229}$  возбуждаются <sup>/3/</sup> в результате  $\alpha$ -распада  $U^{233}$ . Помимо четко выраженной ротационной полосы, связанной с основным состоянием,  $Th^{229}$ , хорошо возбуждается уровень 315 Кэв, который поэтому вероятнее всего должен быть описан, как  $3/2+$  [631], а не как 5-ый ротационный уровень  $15/2+$ , как указано в <sup>/3/</sup>. Уровень 237 Кэв  $13/2+$  <sup>/3/</sup> при повторных исследованиях  $\alpha$ -спектра  $U^{233/15/}$  не обнаружен.

$Th^{231}$ . Появившиеся в последнее время новые данные <sup>/4/</sup> об  $\alpha$ -распаде  $U^{235}$  вынудили нас пересмотреть схему уровней  $Th^{231}$ . В ней выявлены уровни 42 Кэв и 95 Кэв составляющие ротационную полосу, связанную с основным состоянием  $5/2+$  [633]; уровни 185 Кэв; 255 Кэв и, возможно, 280 Кэв - составляют вторую ротационную полосу, а уровни 205 Кэв и 241 Кэв - третью. Величина  $F$  для  $\alpha$ -переходов на уровни 185 Кэв; 205 Кэв и 442 Кэв близка к 1, поэтому эти состояния должны быть сходны, а одно из них однотипно с основным состоянием  $U^{235}$   $7/2-$  [743]. По соображениям, связанным с величиной моментов инерции различных полос, можно думать, что уровень 185 Кэв типа  $5/2-$  [752], уровень 205 Кэв типа  $3/2-$  [761], а уровень 442 Кэв типа  $7/2-$  [743].

$Pu^{237}$ . В результате  $\alpha$ -распада  $Cm^{241}$  в  $Pu^{237}$ , наряду с уровнем 145 Кэв  $1/2+$  [631], возбуждается уровень 202 Кэв <sup>/4/</sup>. Сопоставление интенсивностей  $\alpha$ -переходов показывает, что этот уровень может быть вторым ротационным уровнем  $5/2+$  в полосе с  $K = 1/2+$ . Должен существовать также ротационный уровень  $3/2+$  с энергией 155 Кэв, который до сих пор не обнаружен.

Сопоставление энергетических интегралов между однотипными одночастичными уровнями в ядрах с одним и тем же числом нечетных нуклонов, показывает, что эти интегралы меняются от ядра к ядру в соответствии с диаграммой Нильсона. В начале области, где прибавление пары нуклонов увеличивает деформацию ядра, расстояние между

однотипными уровнями растёт по мере прибавления пар, а затем по мере приближения к концу области прибавление каждой пары нуклонов уменьшает рассматриваемый интервал /в соответствии с уменьшением деформации/.

Цитированная литература

1. Б.С.Джелепов, Л.К.Пекер, "Деформированные ядра в области  $Nd-Os$ ". Изд. ОИЯИ /1958/.
2. B.Mottelson, S. Nilson "The Intrinsic States of Odd-A Nuclei having Ellipsoidal Equilibrium Shape".
3. Б.С.Джелепов, Л.К.Пекер "Схемы распада радиоактивных ядер". Изд.АН СССР /1958/.
4. D. Strömminger, J. Hollander, G. Seaborg Rev.Mod.Phys. 30, N 2. B(1958)
5. P.M. Endt, C.M. Braams Rev.Mod.Phys. 29, 683 (1957).
6. O. Nielsen, Hansen, R. Sheline Частное сообщение. Сливу Л.А. /1958/.
7. S. Ofer Bull. Am. Phys. Soc. 3, 357 (1958).
8. K.P. Jacob, J.W. Mihelich, B. Harmatz, T.H. Handley Bull.Am. Phys. Soc. 3, 358 (1958).
9. В.М.Кельман, Р.Я.Мецхваришвили, Б.К.Преображенский, В.А.Романов, В.В.Тучкевич, ЖЭТФ, 35, 1309 /1958/.
10. J.W. Bichard, J.W. Mihelich, B. Harmatz. Bull.Am.Phys.Soc. 3, 358 (1958).
11. A.K. Kezman Dan. Mat. Fys. Medd 30 N-15 (1956).
12. L.C. Schmid, S.B. Burson Bull.Amer. Phys. Soc. 3, 208 (1958).
13. И.С.Днепровский, Г.М.Колесов. Изв.АН СССР /сер.физическая/. 22, № 7 /1958/.
14. Б.С.Джелепов, В.А.Сергиенко, изв.АН СССР /серия физическая/, 22, № 7 /1958/.
15. Новикова, Волкова, Гольдин, Зив, Третьяков. Тезисы 9 совещания по ядерной спектроскопии. Харьков /1959/.

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

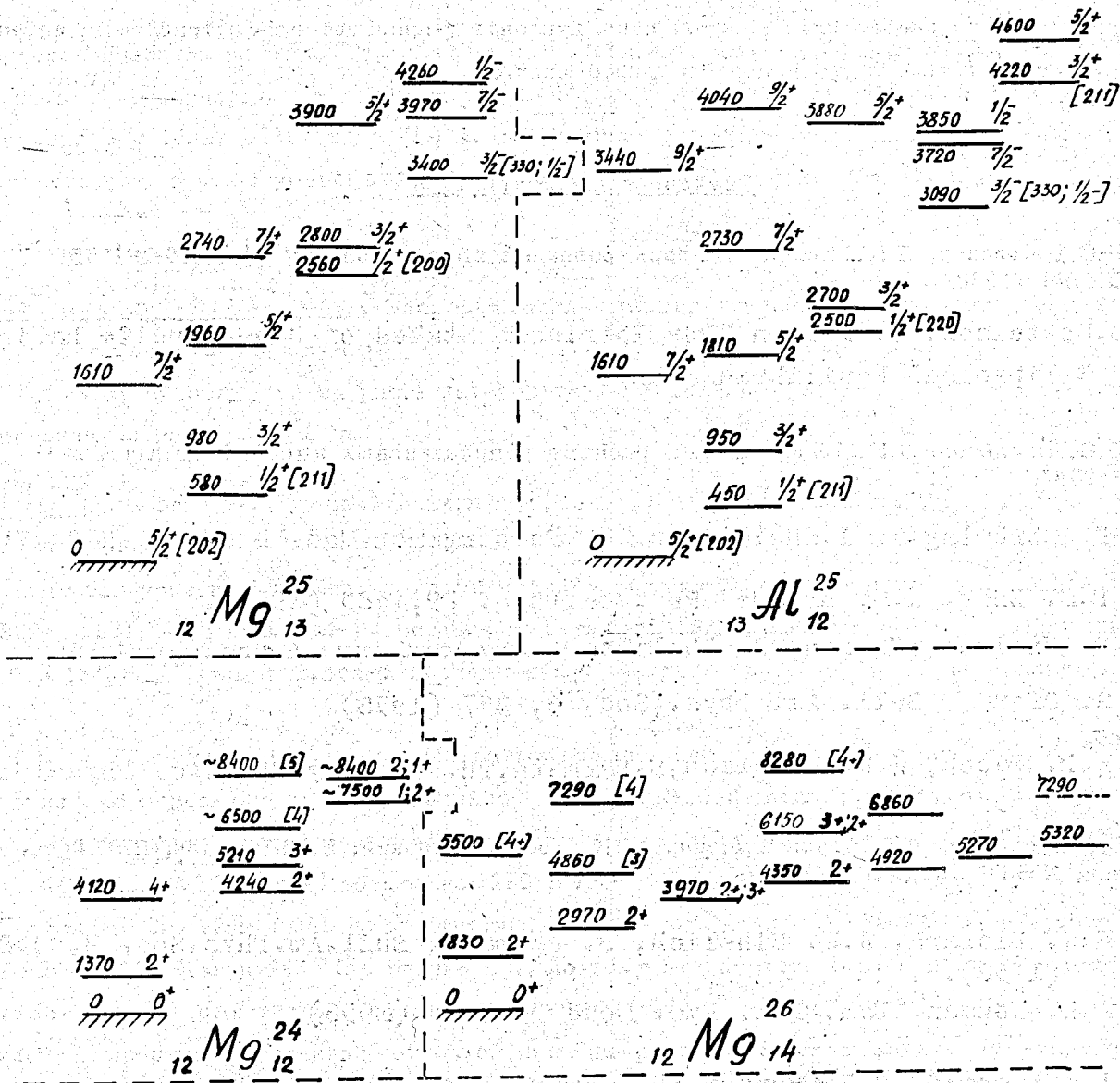


Рис.1. Уровни легких деформированных ядер



Уровни четно-четных ядер в области Nd-05.

1670 3<sup>+</sup>  
1531 2<sup>-</sup> 1578 (4)  
1423 4<sup>+</sup> K-2<sup>-</sup>

1235 3<sup>+</sup>  
1087 2<sup>+</sup>; K-2<sup>+</sup>

961 1<sup>+</sup>; K-0<sup>-</sup>

811 2<sup>+</sup>  
683 0<sup>+</sup>; K-0<sup>+</sup>

366 4<sup>+</sup>

122 2<sup>+</sup>  
0 0<sup>+</sup>; K-0<sup>+</sup>

62 Sm<sup>152</sup><sub>90</sub>

1723

1402 2<sup>-</sup>  
K-2<sup>-</sup>

1045 4<sup>+</sup> 1128 3<sup>+</sup>  
997 2<sup>+</sup>; K-2<sup>+</sup>

718 6<sup>+</sup> 806 2<sup>+</sup>  
679 0<sup>+</sup>; K-0<sup>-</sup>

371 4<sup>+</sup>

123 2<sup>+</sup> 64  
0 0<sup>+</sup>; K-0<sup>+</sup>

Gd<sup>154</sup><sub>90</sub>

1620 (5<sup>-</sup>)  
1507 (4<sup>+</sup>)

2042 4<sup>-</sup>  
1931 3<sup>-</sup>

1246 3<sup>+</sup>  
1152 2<sup>+</sup>; K-2<sup>+</sup>

1008 4<sup>+</sup>

808 2<sup>+</sup>  
720 0<sup>+</sup>; K=0.

584 6<sup>+</sup>

288 4<sup>+</sup>

89 2<sup>+</sup>  
0 0<sup>+</sup>; K=0<sup>+</sup>

64 Gd<sup>156</sup><sub>92</sub>

261 4<sup>+</sup>

79 2<sup>+</sup>  
0 0<sup>+</sup>

64 Gd<sup>158</sup><sub>94</sub>

1696

1565

Уровни четно-четных ядер в области Nd-0s (продолжение)

1358 3<sup>-</sup>  
1264 2<sup>-</sup>; K=2<sup>-</sup>

1156 4<sup>+</sup>

1049 3<sup>+</sup>

966 2<sup>+</sup>; K=2<sup>+</sup>

283 4<sup>+</sup>

86 2<sup>+</sup>  
0 0<sup>+</sup>; K=0  
//////////

<sup>160</sup>  
66 Dy<sub>94</sub>

548 6<sup>+</sup>

266 4<sup>+</sup>

81 2<sup>+</sup>  
0 0<sup>+</sup>  
//////////

<sup>162</sup>  
66 Dy<sub>96</sub>

470 6<sup>+</sup>

248 4<sup>+</sup>

73 2<sup>+</sup>  
0 0<sup>+</sup>  
//////////

<sup>164</sup>  
66 Dy<sub>98</sub>

1542 2<sup>+</sup> 1610 1<sup>-</sup>; K=0<sup>-</sup>  
1462 0<sup>+</sup>; K=0<sup>+</sup>

1543 4<sup>-</sup>

958 4<sup>+</sup>  
861 3<sup>+</sup>  
787 2<sup>+</sup>; K=2<sup>+</sup>

996 4<sup>+</sup> 1095 3<sup>-</sup>; 4<sup>-</sup>  
897 3<sup>+</sup>  
822 2<sup>+</sup>; K=2<sup>+</sup>

546 6<sup>+</sup>

549 6<sup>+</sup>

265 4<sup>+</sup>

264 4<sup>+</sup>

81 2<sup>+</sup>  
0 0<sup>+</sup>  
//////////

<sup>166</sup>  
68 Er<sub>98</sub>

80 2<sup>+</sup>  
0 0<sup>+</sup>  
//////////

<sup>168</sup>  
68 Er<sub>100</sub>

1480

1060 8<sup>+</sup> 1149 8<sup>-</sup>; K=8<sup>-</sup>

1084 8<sup>+</sup> 1142 8<sup>-</sup>; K=8<sup>-</sup>

596 6<sup>+</sup>

633 6<sup>+</sup>

641 6<sup>+</sup>

278 4<sup>+</sup>

260 4<sup>+</sup>

290 4<sup>+</sup>

307 4<sup>+</sup>

309 4<sup>+</sup>

84 2<sup>+</sup>  
0 0<sup>+</sup>  
//////////

<sup>170</sup>  
70 Yb<sub>100</sub>

79 2<sup>+</sup>  
0 0<sup>+</sup>  
//////////

<sup>172</sup>  
70 Yb<sub>102</sub>

89 2<sup>+</sup>  
0 0<sup>+</sup>  
//////////

<sup>176</sup>  
72 Hf<sub>104</sub>

93 2<sup>+</sup>  
0 0<sup>+</sup>; K=0<sup>+</sup>  
//////////

<sup>178</sup>  
72 Hf<sub>106</sub>

93 2<sup>+</sup>  
0 0<sup>+</sup>; K=0<sup>+</sup>  
//////////

<sup>180</sup>  
72 Hf<sub>108</sub>

Уровни четно-четных ядер в области Nd-Os (продолжение)

1481 4+

1332 3+

1222 2+

1255 1-

K=2+

1769 6-

1622 5-

1488 4-

1374 3-

1290 2- K=2-

1661 5-

1554 4-

1810

1830 6-

1961 7-

329 4+

100 2+

0 0+ K=0+

////

74 W 182  
108

125 2+

0 0+ K=0+

////

730 2+; K=2+

~930

~1030

1440

1154

1234

1306

1006 3+

904 2+; K=2+

74 W 186  
112

364 4+

111 2+

0 0+; K=0+

////

74 W 184  
110

1940 1960  $\neq 2$

1765

1461

1306

1662 8+

1683 1700 10-

1060 4+

869 6+

910 3+

769 2+; K=2+

1086

957 4+

790 3+

634 2+; K=2+

1048 6+

956 4+

754 3+

548 4+

557 2+ K=2+

1161

434 4+

478 4+

155 2+

0 0+; K=0+

////

76 Os 188  
112

186 2+

0 0+; K=0+

////

76 Os 190  
114

76 Os 186  
110

Рис 2-В

Уровни ядер с нечетным N  
в области Nd-Os

$\begin{array}{r} 145 \quad 7/2^- \quad 147 \quad 5/2^+ \quad 191 \quad 7/2^+ \\ 60 \quad 5/2^- \quad 87 \quad 3/2^+ [651] \\ 0 \quad 3/2^- [521] \\ \hline 64 \text{ Gd} \quad 155 \\ 91 \end{array}$	$\begin{array}{r} 131 \quad 7/2^- \quad 200 \\ 55 \quad 5/2^- \\ 0 \quad 3/2^- [521] \\ \hline 64 \text{ Gd} \quad 157 \\ 93 \end{array}$	$\begin{array}{r} 125 \quad 7/2^- \\ \sim 55 \quad 5/2^- \\ 0 \quad 3/2^- [521] \\ \hline 66 \text{ Dy} \quad 159 \\ 93 \end{array}$ <p style="text-align: right;"><math>305 \quad 5/2^+ [642] ?</math> <math>5/2^- [523]</math></p>
$\begin{array}{r} 201 \quad 9/2^- \\ 105 \quad 9/2^+ \quad 104 \quad 7/2^- \quad 132 \quad 5/2^- \\ 46 \quad 7/2^+ \quad 26 \quad 5/2^- [523] \quad 75 \quad 3/2^- [521] \\ 0 \quad 5/2^- [642] \\ \hline 66 \text{ Dy} \quad 161 \\ 95 \end{array}$	$\begin{array}{r} 170 \quad 9/2^- \quad 164 \quad 3/2^- [521] \\ 75 \quad 7/2^- \\ 0 \quad 5/2^- [523] \\ \hline 66 \text{ Dy} \quad 163 \\ 97 \end{array}$	$\begin{array}{r} 298 \quad 3/2^- \quad 357 \quad 3/2^- [521] \\ 296 \quad 3/2^- \\ 243 \quad 1/2^- [521] \\ 77 \quad 9/2^- \\ 0 \quad 5/2^- [521] \\ \hline 68 \text{ Er} \quad 165 \\ 97 \end{array}$
$\begin{array}{r} 188 \quad 3/2^- \\ 108 \quad 1/2^- [521] \\ 0 \quad 7/2^+ [633] \\ \hline 66 \text{ Dy} \quad 165 \\ 99 \end{array}$	$\begin{array}{r} 700 \quad 5/2^- [523] \\ 350 \quad 5/2^- [512] \\ 264 \quad 3/2^- \\ 172 \quad 11/2^+ \quad 208 \quad 1/2^- [521] \\ 79 \quad 9/2^+ \\ 0 \quad 7/2^+ [633] \\ \hline 68 \text{ Er} \quad 167 \\ 99 \end{array}$	$\begin{array}{r} 544 \quad 7/2^- \\ 457 \quad 7/2^- \quad [514] \\ 378 \quad 5/2^- [512] \\ 191 \quad 11/2^+ \\ 87 \quad 9/2^+ \\ 0 \quad 7/2^+ [633] \\ \hline 70 \text{ Yb} \quad 169 \\ 99 \end{array}$
$\begin{array}{r} 76 \quad 5/2^- \\ 67 \quad 3/2^- \\ 0 \quad 1/2^- [521] \\ \hline 70 \text{ Yb} \quad 171 \\ 101 \end{array}$		$\begin{array}{r} 636 \quad 7/2^- [514] \\ 351 \quad 7/2^+ [633] \\ 179 \quad 9/2^- \\ 79 \quad 7/2^- \\ 0 \quad 5/2^- [512] \\ \hline 70 \text{ Yb} \quad 173 \\ 103 \end{array}$

Уровни ядер с нечетным N  
в области Nd - Os  
(продолжение)

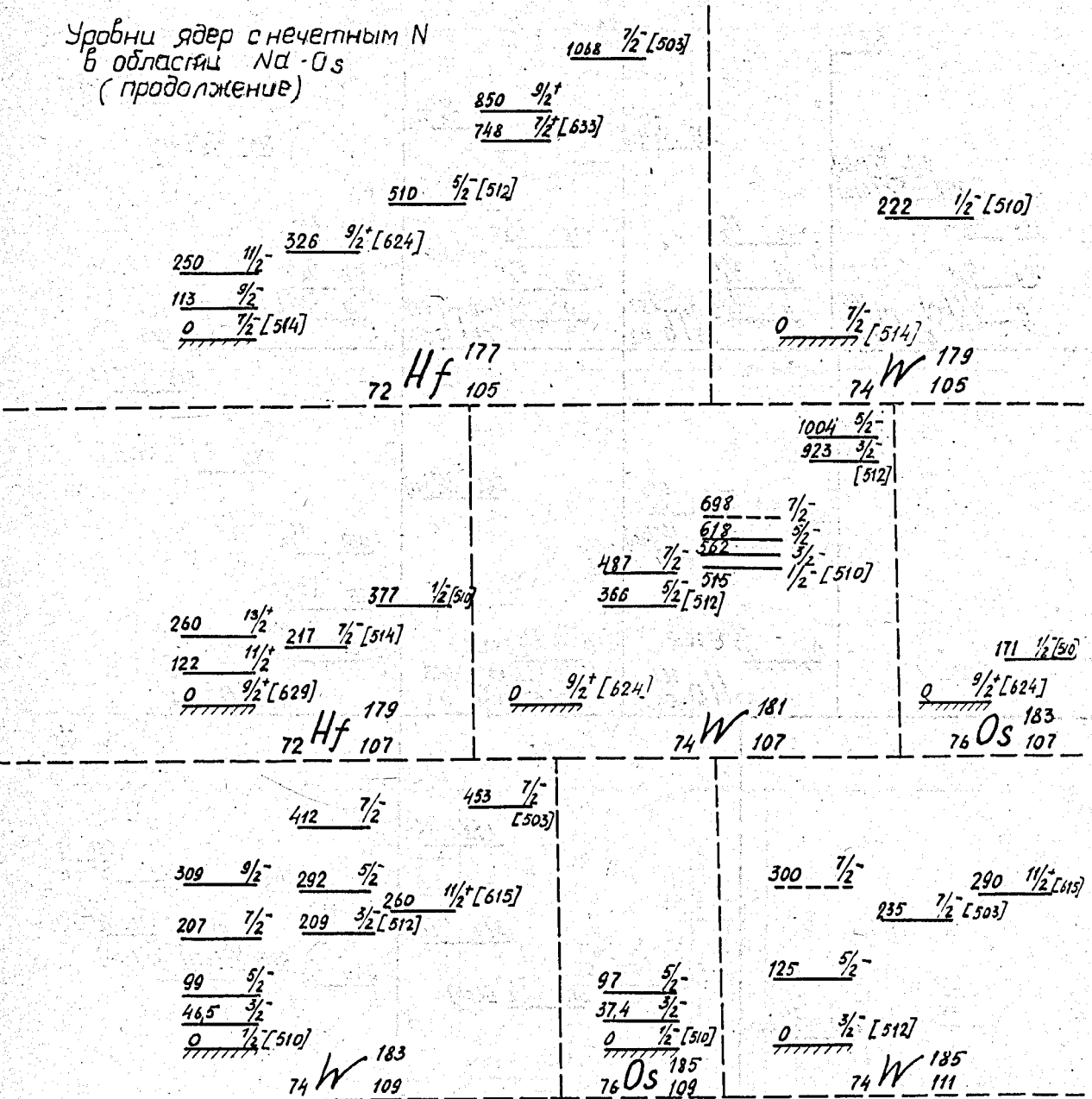
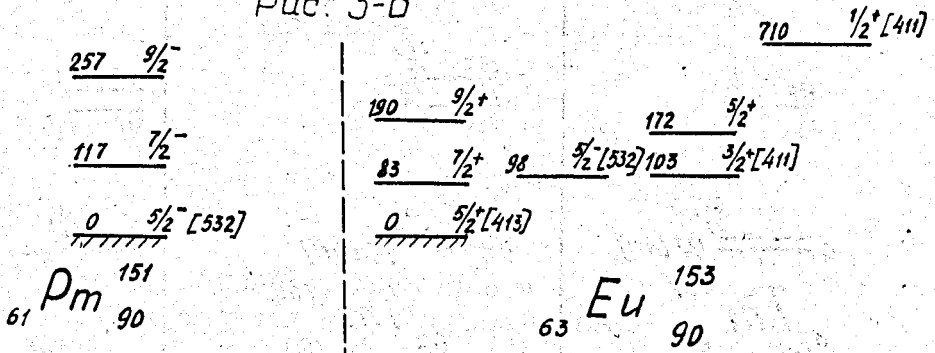


Рис. 3-б





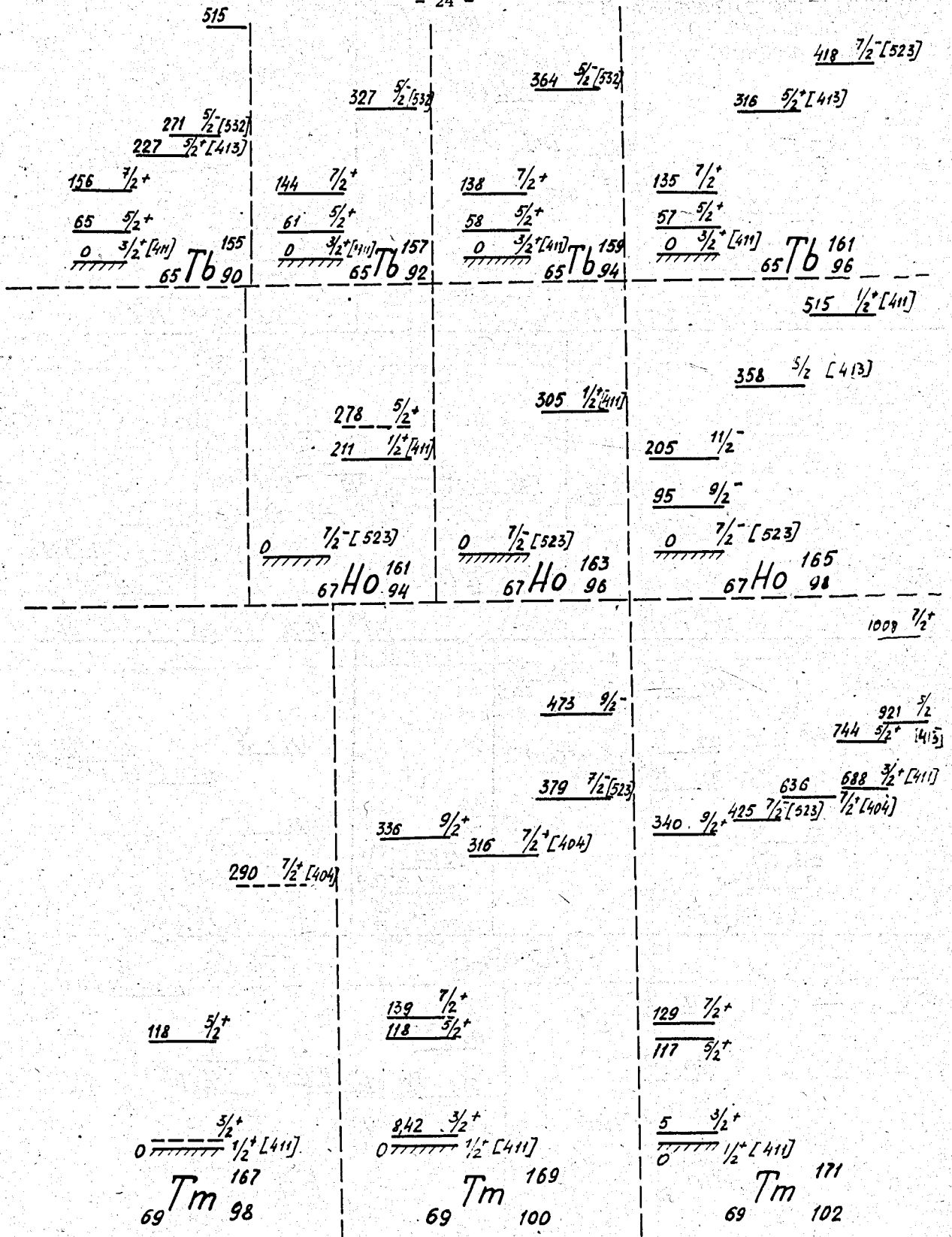


Рис. 3-Г. Уровни ядер с нечетным  $Z$  в области Nd-Os (продолжение)

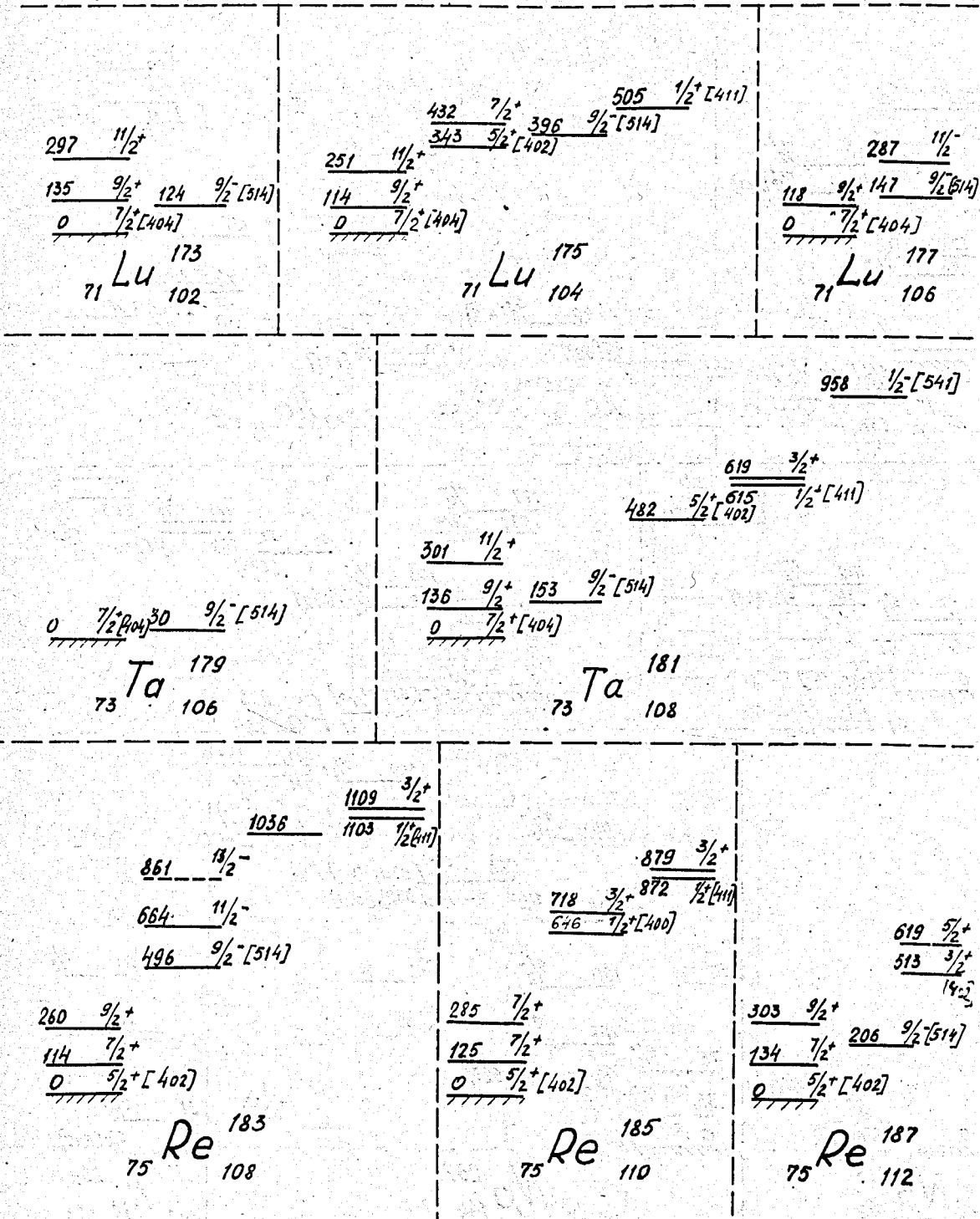


Рис. 3-1) Уровни ядер с нечетным Z в области Nd-Os (продолжение)

Рис. 4

$(\frac{3}{2}^+)$  249  $\frac{9}{2}^+$

$\frac{194}{166} \frac{5}{2}^+ [651]$

$(\frac{7}{2}^+)$   $\frac{103}{85} \frac{5}{2}^+$   
 $(\frac{5}{2}^+)$   $\frac{7}{2}^+$

$(\frac{3}{2}^+)$   $\frac{12}{87} \frac{1}{2}^+$   
 $(\frac{1}{2}^+)$   $\frac{0}{87} \frac{3}{2}^+ [660; \frac{1}{2}^+]$   
Fr 225  
136

210  
110  
 $\frac{40}{89} \frac{5}{2}^+ [642]$   
 $\frac{0}{89} \frac{5}{2}^+ [523]$   
Ac 225  
136

$\frac{387}{356} \frac{7}{2}^-$   
 $\frac{329}{329} \frac{3}{2}^- [530; \frac{1}{2}^-]$   
 $\frac{127}{74} \frac{9}{2}^-$   
 $\frac{74}{74} \frac{7}{2}^-$   
 $\frac{27.5}{0} \frac{3}{2}^- [532]$   $\frac{30}{0} \frac{5}{2}^- [523]$   $\frac{46}{0} \frac{5}{2}^- [523]$   
Ac 227  
138

$\frac{183}{166} \frac{5}{2}^+ [651]$

$\frac{102}{68.5} \frac{7}{2}^+$   
 $\frac{84}{57.5} \frac{5}{2}^+ [642]$   
 $\frac{0}{57.5} \frac{3}{2}^- [530; \frac{1}{2}^-]$   
Pa 231  
140

$\frac{177}{157} \frac{9}{2}^-$   
 $\frac{11}{157} \frac{1}{2}^-$

$\frac{103}{69} \frac{7}{2}^+$   
 $\frac{86}{56} \frac{5}{2}^+ [642]$   
 $\frac{7}{7} \frac{1}{2}^-$   
 $\frac{0}{7} \frac{3}{2}^- [530; \frac{1}{2}^-]$   
Pa 233  
142

$\frac{228}{205} \frac{5}{2}^+$   
 $\frac{171}{162} \frac{1}{2}^+ [660; \frac{1}{2}^+]$   
 $\frac{140}{162} \frac{5}{2}^- [523]$   
 $\frac{171}{162} \frac{3}{2}^+ [631]$

$\frac{305}{305} \frac{13}{2}^-$

$\frac{268}{225} \frac{3}{2}^- [530; \frac{1}{2}^-]$   
 $\frac{11}{225} \frac{1}{2}^- [532]; [521]$

$\frac{160}{160} \frac{9}{2}^-$

$\frac{103}{76} \frac{7}{2}^-$   
 $\frac{60}{33} \frac{5}{2}^- [523]$   
 $\frac{48.3}{0} \frac{5}{2}^+ [523]$   
 $\frac{0}{33} \frac{7}{2}^+$   
 $\frac{0}{0} \frac{5}{2}^+ [642]$   
Np 237  
144

$\frac{381}{371} \frac{1}{2}^+$   
 $\frac{332}{371} \frac{3}{2}^+ [660; \frac{1}{2}^+]$

$\frac{173}{173} \frac{9}{2}^-$

$\frac{117}{117} \frac{7}{2}^-$

$\frac{74}{74} \frac{5}{2}^- [523]$

$\frac{31}{0} \frac{7}{2}^+$   
 $\frac{0}{0} \frac{5}{2}^+ [642]$

Np 239  
146

Рис. 4-А Уровни ядер с нечетным Z в области F<sub>2</sub> - F<sub>m</sub>

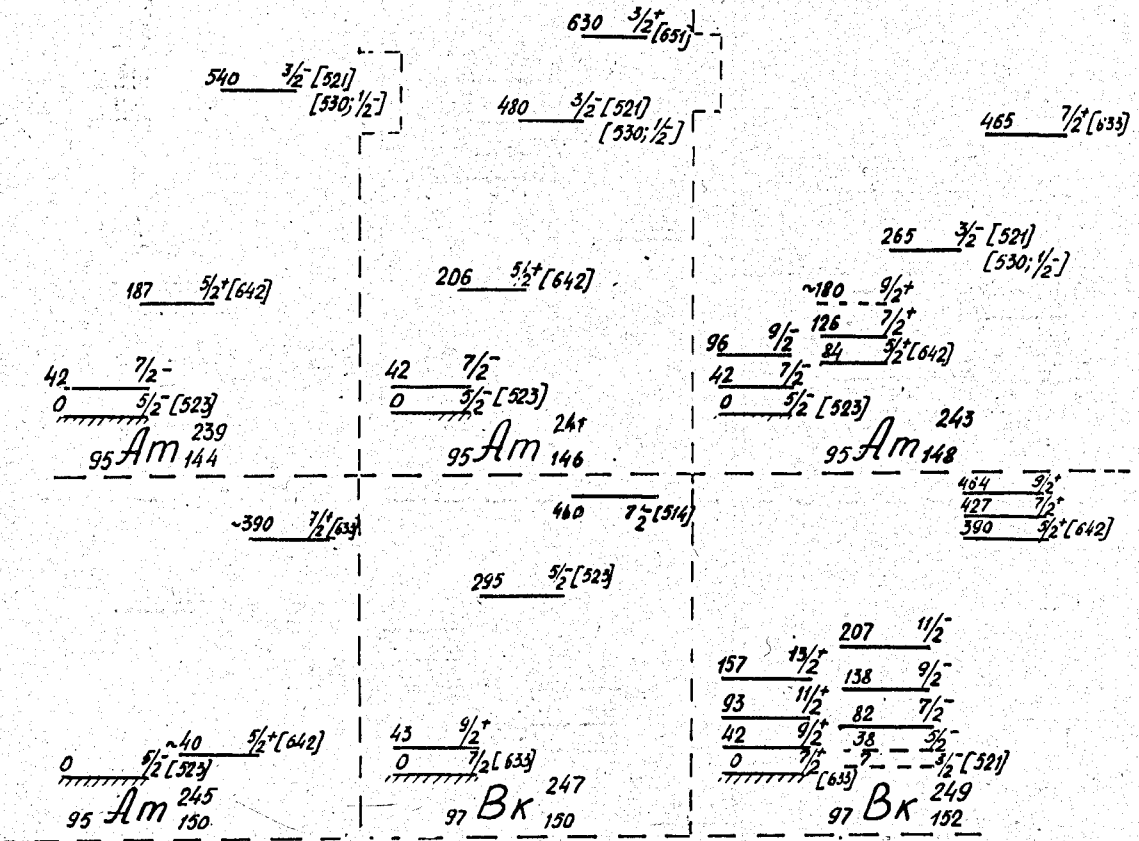
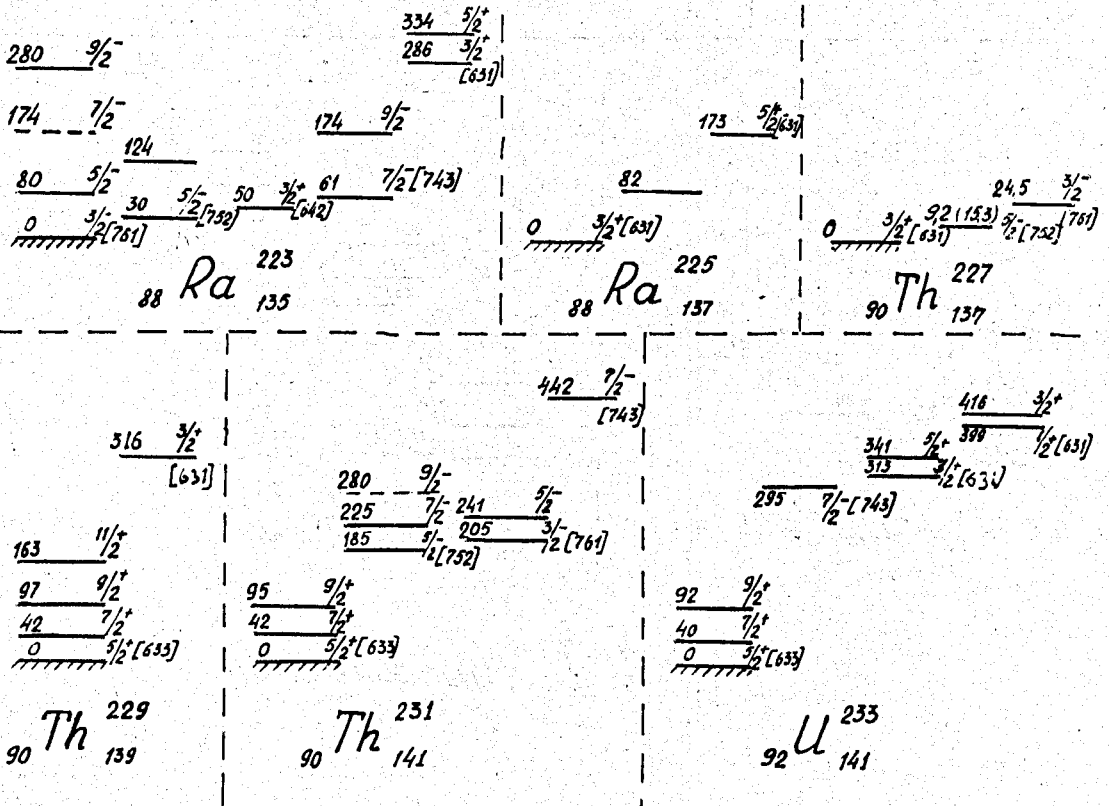


Рис 4-Б

(продолжение)

Рис. 4-В. Уровни ядер с нечетным N в области Fz - Fm



497	$\frac{9}{2}^+$
428	$\frac{7}{2}^+$
376	$\frac{5}{2}^+$
336	$\frac{3}{2}^+ [631]$

235

104	$\frac{11}{2}^-$	150	$\frac{9}{2}^+$	173	
46	$\frac{9}{2}^-$	84	$\frac{7}{2}^+$		
0	$\frac{7}{2}^- [743]$	32	$\frac{5}{2}^+$		
////////		15	$\frac{3}{2}^+$		
		< 0,07	$\frac{1}{2}^+ [631]$		

92 U 235  
143

202	$\frac{5}{2}^+$
---	$\frac{3}{2}^+$
145	$\frac{1}{2}^+ [631]$

0  $\frac{7}{2}^- [743]$   
////////

94 Pu 237  
143

483	$\frac{11}{2}^-$	500		512	
434	$\frac{9}{2}^-$				
388	$\frac{9}{2}^+$	392	$\frac{7}{2}^- [743]$		
330	$\frac{7}{2}^+$				
286	$\frac{5}{2}^+ [622]$				

190	$\frac{7}{2}^+$
145	$\frac{5}{2}^+ [622]$

193	$\frac{11}{2}^+$
164	$\frac{9}{2}^+$

76	$\frac{7}{2}^+$
57	$\frac{5}{2}^+$
8	$\frac{3}{2}^+$
0	$\frac{1}{2}^+ [631]$
////////	

0  $\frac{1}{2}^+ [631]$   
////////

92 U 237  
145

94 Pu 239  
145

632  $\frac{1}{2}^+ [631]$

511	$\frac{13}{2}^-$		
~50	$\frac{11}{2}^-$		
422	$\frac{11}{2}^-$	394	$\frac{9}{2}^- [734]$
357	$\frac{9}{2}^+$		
301	$\frac{7}{2}^+$		
257	$\frac{5}{2}^+ [622]$		

~230	$\frac{9}{2}^+$
172	$\frac{7}{2}^+ [624]$

207	$\frac{13}{2}^+$
124	$\frac{11}{2}^+$
55	$\frac{9}{2}^+$
0	$\frac{7}{2}^+ [624]$
////////	

44	$\frac{7}{2}^+$	~80	
0	$\frac{5}{2}^+ [622]$		
////////			

94 Pu 241  
147

96 Cm 245  
149

Рис. 4-Г (продолжение).