

3  
П-99



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

---

Н.И. Пятов, А.С. Чернышев

P-1338

ТРЕХКВАЗИЧАСТИЧНЫЕ СОСТОЯНИЯ  
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

*Изв. АН СССР, 1964, сер. физ.,  
т 28, № 7, с 1173-1180.*

Дубна 1963

Н.И. Пятов, А.С. Чернышев

P-1338

2029/2 чр

ТРЕХКВАЗИЧАСТИЧНЫЕ СОСТОЯНИЯ  
В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БМБ ИМФ СО АН  
СССР

Дубна 1983

## 1. Введение

Недавно появились сообщения об изомерных состояниях в ядрах с большим спином. В частности, такое состояние с большим временем жизни (180 дней) найдено в  $Lu^{177/1}$ . Полагают, что спин состояния равен  $23/2$ , а энергия - 989 Кэв. Состояния с таким большим значением спина не могут быть одночастичными. Теоретические оценки<sup>/2/</sup> показывают, что в деформированных ядрах можно ожидать появления трехквaziчастичных уровней при энергии 1-1,5 Мэв, причем в ряде случаев можно ожидать появления изомерных состояний с большим спином. Успешное применение сверхтекучей модели для объяснения свойств одно- и двухквaziчастичных уровней в деформированных ядрах позволяет надеяться получить некоторые качественные оценки для трехквaziчастичных уровней. Однако в рамках сверхтекучей модели каждый трехквaziчастичный уровень оказывается вырожденным, причем каждому уровню можно приписать четыре значения спина. Учет взаимодействия между квaziчастичцами приводит к появлению мультиплета из четырех уровней, имеющих одинаковую четность.

В работе проведены расчеты трехквaziчастичных уровней типа  $(2p, p)$  и  $(2p, n)$  в ряде ядер с учетом взаимодействия между квaziчастичцами в первом порядке теории возмущения. Проведен анализ трехквaziчастичных мультиплетов в  $Lu^{177}$  и  $Ni^{177}$ , вычислены вероятности некоторых  $\beta$ -переходов, указаны возможные гамма-переходы.

Полученные результаты могут качественно применяться для анализа трехквaziчастичных состояний в других ядрах.

## 2. Трехквaziчастичные мультиплеты в деформированных ядрах

Ранее было показано<sup>/3/</sup>, что учет взаимодействия неспаренных нуклонов приводит к расщеплению состояний в четно-массовых ядрах, причем это может быть только короткодействующее взаимодействие притягивающего типа. Легко показать, что расщепление является следствием не учитываемых в обычном гамильтониане парных взаимодействий типа:

$$\sum_{\substack{s_1 \neq s_2 \\ s'_1 \neq s'_2}} \langle s_1 \sigma_1; s_2 \sigma_2 | V | s'_1 \sigma'_1; s'_2 \sigma'_2 \rangle a_{s_1 \sigma_1}^+ a_{s_2 \sigma_2}^+ a_{s'_1 \sigma'_1} a_{s'_2 \sigma'_2} \quad (1)$$

где  $V$  - некоторый потенциал взаимодействия, а  $\{s, \sigma\}$  - квантовые характеристики одночастичных состояний. Действительно, считая взаимодействие (1) возмущением и используя симметризованные по знаку проекции момента двухквaziчастичные функции, можно в первом порядке получить все результаты работ<sup>/3/</sup> при соответствующем выборе потенциала  $V$ .

Аналогичным образом можно получить и расщепление трехквaziчастичных мультиплетов в нечетных ядрах.

Рассмотрим трехкваркочастичные состояния типа  $(2n, p)$  и  $(2p, n)$  и проведем учет взаимодействия кваркочастиц в первом порядке теории возмущения, используя волновые функции модели Нильссона<sup>/4/</sup>. Потенциал парного взаимодействия для простоты выберем в виде:

$$V_{ij} = -4\pi g \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) [1 - a + a \vec{\sigma}_i \vec{\sigma}_j], \quad (2)$$

где  $g$  и  $a$  - некоторые параметры, причем  $a$  определяет часть спиновых сил в общих парных силах.

Симметризованная по знаку проекции момента волновая функция состояний типа  $(2n, p)$  и  $(2p, n)$  имеет вид:

$$\Psi(IMK) = \sqrt{\frac{2I+1}{32\pi^2}} \cdot (1 + R_I) [ \chi_{N_1 \Omega_1}^{(1)} \chi_{N_2 \Omega_2}^{(2)} - \chi_{N_1 \Omega_1}^{(2)} \chi_{N_2 \Omega_2}^{(1)} ] \chi_{N_3 \Omega_3}^{(3)} D_{MK}^I(\theta_1), \quad (3)$$

где цифрами 1 и 2 обозначаются тождественные нуклоны;  $R_I$  - оператор вращения системы на угол  $\pi$  вокруг оси 2;  $\chi_{N \Omega}^I$  - внутренние одночастичные волновые функции;  $D_{MK}^I(\theta_1)$  - обобщенная сферическая функция Вигнера;  $K = \Omega_1 + \Omega_2 + \Omega_3$ , причем знаки  $\Omega_i$  произвольны.

Энергия остаточного взаимодействия трех частиц в первом порядке теории возмущения равна:

$$E(K) = \langle \Psi(IMK), \frac{1}{2} \sum_{i,j} V_{ij} \Psi(IMK) \rangle. \quad (4)$$

Используя свойства симметрии матричных элементов, легко получить:

$$E(K) = \langle \chi_{N_1 \Omega_1}^{(1)} \chi_{N_2 \Omega_2}^{(2)}, V_{12} \chi_{N_1 \Omega_1}^{(1)} \chi_{N_2 \Omega_2}^{(2)} \rangle - \langle \chi_{N_1 \Omega_1}^{(1)} \chi_{N_2 \Omega_2}^{(2)}, V_{12} \chi_{N_1 \Omega_1}^{(2)} \chi_{N_2 \Omega_2}^{(1)} \rangle + \langle \chi_{N_1 \Omega_1}^{(1)} \chi_{N_2 \Omega_2}^{(2)}, V_{13} \chi_{N_1 \Omega_1}^{(2)} \chi_{N_2 \Omega_2}^{(1)} \rangle + \langle \chi_{N_1 \Omega_1}^{(1)} \chi_{N_2 \Omega_2}^{(2)}, V_{23} \chi_{N_1 \Omega_1}^{(2)} \chi_{N_2 \Omega_2}^{(1)} \rangle + \langle \chi_{N_1 \Omega_1}^{(1)} \chi_{N_2 \Omega_2}^{(2)}, V_{12} \chi_{N_1 \Omega_1}^{(1)} \chi_{N_2 \Omega_2}^{(2)} \rangle + \langle \chi_{N_1 \Omega_1}^{(1)} \chi_{N_2 \Omega_2}^{(2)}, V_{13} \chi_{N_1 \Omega_1}^{(1)} \chi_{N_2 \Omega_2}^{(3)} \rangle + \langle \chi_{N_1 \Omega_1}^{(1)} \chi_{N_2 \Omega_2}^{(2)}, V_{23} \chi_{N_1 \Omega_1}^{(1)} \chi_{N_2 \Omega_2}^{(3)} \rangle. \quad (5)$$

Полная проекция момента на ось симметрии ядра принимает четыре возможных значения:

$$K = \Omega_1 + \Omega_2 + \Omega_3; \quad |-\Omega_1 + \Omega_2 + \Omega_3|; \quad |\Omega_1 - \Omega_2 + \Omega_3|; \quad |\Omega_1 + \Omega_2 - \Omega_3|.$$

Подставляя (2) в (5) можно найти энергетические разности, соответствующие этим значениям  $K$ :

$$\begin{aligned} E(K = |-\Omega_1 + \Omega_2 + \Omega_3|) - E(K = \Omega_1 + \Omega_2 + \Omega_3) &= \\ &= (1 - 4a) [A_{12} + B_{12}] - 2a [A_{13} + B_{13}]; \\ E(K = |\Omega_1 - \Omega_2 + \Omega_3|) - E(K = \Omega_1 + \Omega_2 + \Omega_3) &= \\ &= (1 - 4a) [A_{12} + B_{12}] - 2a [A_{23} + B_{23}]; \\ E(K = |\Omega_1 + \Omega_2 - \Omega_3|) - E(K = \Omega_1 + \Omega_2 + \Omega_3) &= \\ &= -2a [A_{23} + B_{23}] - 2a [A_{13} + B_{13}]; \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} A_{ij} &= \sum_{\ell_i, \ell_i', \ell_j, \ell_j'} [(2\ell_i + 1)(2\ell_i' + 1)(2\ell_j + 1)(2\ell_j' + 1)]^{\frac{1}{2}} \times \\ &\times F^0(n_i, \ell_i; n_i', \ell_i' | n_j, \ell_j; n_j', \ell_j') \sum_L \frac{1}{2L+1} \langle \ell_i, \ell_j, 00 | L0 \rangle \times \\ &\times \langle \ell_i', \ell_j', 00 | L0 \rangle \cdot a_{\ell_i, \Omega_i - \Sigma}^a a_{\ell_j, \Omega_j - \Sigma}^a \times \\ &\times \langle \ell_i, \ell_j, \Omega_i - \Sigma - \Omega_j + \Sigma | L \Omega_i - \Omega_j \rangle [a_{\ell_i', \Omega_i - \Sigma}^a \times \\ &\times a_{\ell_j', \Omega_j - \Sigma}^a \langle \ell_i', \ell_j', \Omega_i - \Sigma - \Omega_j + \Sigma | L \Omega_i - \Omega_j \rangle - \\ &- a_{\ell_i', \Omega_i + \Sigma}^a a_{\ell_j', \Omega_j + \Sigma}^a \langle \ell_i', \ell_j', \Omega_i + \Sigma - \Omega_j - \Sigma | L \Omega_i - \Omega_j \rangle]; \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} B_{ij} &= -\sum_{\ell_i, \ell_i', \ell_j, \ell_j'} [(2\ell_i + 1)(2\ell_i' + 1)(2\ell_j + 1)(2\ell_j' + 1)]^{\frac{1}{2}} \times \\ &\times F^0(n_i, \ell_i; n_i', \ell_i' | n_j, \ell_j; n_j', \ell_j') \cdot \sum_L \frac{1}{2L+1} \times \\ &\times \langle \ell_i, \ell_j, 00 | L0 \rangle \langle \ell_i', \ell_j', 00 | L0 \rangle \cdot a_{\ell_i, \Omega_i - \Sigma}^a \times \\ &\times a_{\ell_j, \Omega_j + \Sigma}^a \langle \ell_i, \ell_j, \Omega_i - \Sigma \Omega_j + \Sigma | L \Omega_i + \Omega_j \rangle \times \\ &\times [a_{\ell_i', \Omega_i - \Sigma}^a a_{\ell_j', \Omega_j + \Sigma}^a \langle \ell_i', \ell_j', \Omega_i - \Sigma \Omega_j + \Sigma | L \Omega_i + \Omega_j \rangle - \\ &- a_{\ell_i', \Omega_i + \Sigma}^a a_{\ell_j', \Omega_j - \Sigma}^a \langle \ell_i', \ell_j', \Omega_i + \Sigma \Omega_j - \Sigma | L \Omega_i + \Omega_j \rangle]. \end{aligned} \quad (8)$$

В (7) и (8)  $F^0(n_i, \ell_i; n_i', \ell_i' | n_j, \ell_j; n_j', \ell_j')$  - радиальные интегралы, аналитическая формула которых дана в /3/;  $a_{\ell \Omega - \Sigma}^a$  коэффициенты разложения волновых функций Нильссона по сферическим функциям<sup>/4/</sup>.

Для нахождения правил сложения моментов используем асимптотическое поведение (7) и (8), исследованное в /3/.

I. Асимптотические спиновые квантовые числа  $\Sigma_i$  и  $\Sigma_j$  одного знака:

$$A_{ij} < 0; \quad B_{ij} \rightarrow 0.$$

II. Асимптотические спиновые квантовые числа  $\Sigma_i$  и  $\Sigma_j$  имеют противоположные знаки:

$$A_{ij} \rightarrow 0; \quad B_{ij} > 0.$$

Исследуя все возможные комбинации асимптотических спинов, легко установить, что самыми высокими по энергии оказываются состояния, в котором спины тождественных нуклонов параллельны, а спин нечетного нуклона антипараллелен им ( $\uparrow\uparrow\downarrow$ ). Следующим по энергии оказывается состояние с параллельными спинами всех трех частиц ( $\uparrow\uparrow\uparrow$ ). Осталь-

ные два состояния со спиновой конфигурацией типа  $(\uparrow\downarrow\uparrow)$  или  $(\uparrow\downarrow\downarrow)$  очень близки по энергии и являются нижайшими среди всех уровней мультиплетта. В качестве примера рассмотрим конфигурацию  $\{n_1 \frac{7}{2} + [624], n_2 \frac{7}{2} - [514]; p \frac{7}{2} + [404]\}$ .

Согласно асимптотическим правилам, нижайшими по энергии оказываются состояния  $K = \frac{23}{2} (\uparrow\downarrow\downarrow)$  и  $\frac{9}{2} (\uparrow\downarrow\uparrow)$ . Затем идет уровень с  $K = \frac{5}{2} (\uparrow\uparrow\uparrow)$ , и, наконец, самый высокий уровень мультиплетта имеет  $K = \frac{9}{2} (\uparrow\uparrow\downarrow)$ .

Отметим, что выражения  $A_{ij}$  и  $B_{ij}$  такие же, как в <sup>13/</sup>, и, следовательно, как двухчастичные, так и трехчастичные расщепления выражаются через одни и те же величины. Это дает нам в дальнейшем возможность выбрать параметры трехчастичного расщепления из экспериментальных данных по двухчастичным расщеплениям.

При установлении асимптотических правил сложения моментов мы полагали, что спиновые силы составляют менее 25% общих парных сил.

#### Вычисления

Для вычисления энергий расщепления мультиплетов необходимо выбрать параметры взаимодействия  $a$  и  $g$ . Для удобства мы введем параметр  $W = g [2v^3/\pi]^{\frac{1}{4}}$ , где  $v = \omega m/\hbar$  - параметр, входящий в волновые функции Нильссона <sup>14/</sup>. Выберем параметры  $a$  и  $W$ , рассчитывая энергии расщеплений в четно-массовых ядрах и сравнивая их с экспериментальными данными. При этом по возможности выберем расщепления между состояниями, в которых влияние коллективных эффектов мало. Расчет расщепления в  $Ho^{166/5/}$  между состояниями 0- и 7- дает значение  $aW = 314$  КэВ. Вычисленные величины  $(1-4a)W$  проводилось из данных по  $Gd^{156/7/}$  и  $W^{182/6/}$ . В  $Gd^{156}$  рассчитанное расщепление состояний 4+ (1511 КэВ) и 1+ (2028 КэВ) конфигурации  $pp \{5/2 + [413], 3/2 + [411]\}$  дает значение  $(1-4a)W = 8,6$  МэВ. В  $W^{182}$  из расщепления состояний 2- (1290 КэВ) и 7- (1981 КэВ) конфигурации  $pp \{9/2 - [514], 5/2 + [402]\}$  получаем значение  $(1-4a)W = 8,3$  МэВ.

Расчеты энергий расщепления в других ядрах показывают довольно сильную зависимость от характеристик состояний. В ряде случаев интерпретация экспериментальных данных оказывается весьма ненадежной. Так, в  $W^{182}$  расчет энергии расщепления состояний конфигурации  $pp \{9/2 + [624], 1/2 - [510]\}$  дает значение  $\Delta E = E(5-) - E(4-) = 63$  КэВ, если использовать значение  $(1-4a)W = 8,3$  МэВ. В работе Галлахера и Соловьева <sup>18/</sup> полагается, что расщепленные состояния имеют энергии 1554 КэВ (4-) 1819 КэВ (5-), что явно противоречит нашим расчетам. Вероятнее всего, что вторым уровнем дублета является уровень 1822 КэВ (5-).

Итак, в дальнейших расчетах мы используем параметры  $aW = 314$  КэВ и усредненное по данным в  $Gd^{156}$  и  $W^{182}$  значение  $(1-4a)W = 8,45$  МэВ.

На рис. 1 приведены примеры расщепления четырех мультиплетов различных конфигураций, рассчитанных на электронно-счетной машине. Видно, что полная энергия расщепления мультиплетта оказывается порядка 1 МэВ. Асимптотические правила сложения моментов

во всех случаях выполняются хорошо. Эти рассчитанные мультиплеты и используются нами в дальнейшем для анализа экспериментальных данных в  $Lu^{177}$  и  $Hf^{177}$ .

#### 4. Анализ экспериментальных данных

Недавно в  $Lu^{177}$  найдено изомерное состояние со спином 23/2 и энергией 989 КэВ. Мы полагаем, что это трехквантовое состояние с конфигурацией  $\{n_1 \frac{7}{2} - [514], n_2 \frac{9}{2} + [624]\}; p \frac{7}{2} + [404]\}$  (см. рис. 1с и рис. 2). Уровень 23/2 является нижайшим уровнем мультиплетта. Центр тяжести мультиплетта совпадает с центром тяжести двухквантового дублета  $\{ \frac{7}{2} - [514], \frac{9}{2} + [624] \}$ . Рассчитанная энергия такого двухквантового состояния в  $Hf^{178}$  равна 1,5 МэВ <sup>16/</sup>. Следовательно, уровень 23/2 - в  $Lu^{177}$  должен лежать при энергии порядка 1 МэВ, что и подтверждается экспериментом.

Все гамма-переходы с уровня 23/2- являются K-запрещенными. Наблюдается бета-распад этого изомерного состояния предположительно на ротационные уровни с большим спином в  $Hf^{177/1/}$ . Бета-распад изомерного состояния  $Lu^{177}$  может осуществляться в трехквантовое состояние со спином 23/2+ и конфигурацией  $\{p_1 \frac{9}{2} - [514], p_2 \frac{7}{2} + [404]\}; n \frac{7}{2} - [514]\}$   $Hf^{177}$  (см. рис. 1а). Вычисленное с учетом сверхтекучести значение  $\log ft = 6,5$  для такого перехода. Найти точное положение этого мультиплетта в  $Hf^{177}$  весьма трудно. Если такой бета-переход существует, то в  $Hf^{177}$  можно ожидать появления изомерного состояния 23/2+. На нижайший уровень 9/2+ этого мультиплетта может осуществляться бета-распад типа  $av (\log ft \leq 5)$  с  $Ta^{177}$ . В эксперименте <sup>19/</sup> бета-переход такого типа не обнаружен, следовательно, энергия состояния 9/2+ больше разности масс  $Ta^{177}$  и  $Hf^{177}$ , равной 1160 КэВ. Все гамма-переходы с этого уровня на уровни ротационной полосы основного состояния являются  $\Lambda$ -запрещенными (аналогично  $\Lambda$ -запрету в бета-распаде <sup>18/</sup>). Одночастичные гамма-переходы на любые другие уровни в первом порядке запрещены (F). Запрет, однако, может существенно ослабляться примесями одночастичных состояний в трехквантовом.

В  $Lu^{177}$  может наблюдаться трехквантовое состояние 9/2-, принадлежащий тому же мультиплету, что и уровень 23/2-. На него может идти бета-переход типа  $I_{cs}$  с вычисленной величиной  $\log ft = 6,5$ . Однако переход может оказаться слабым по интенсивности из-за малой разности масс. С уровня 9/2- можно наблюдать  $\Lambda$ -запрещенные E1-переходы на уровни ротационной полосы основного состояния.

Известен бета-распад  $Yb^{177}$  на уровень 1240 КэВ с  $\log ft = 4,4 - 5$  <sup>18/</sup>. В этой области схемы Нильссона нет ни одного одночастичного состояния, на которое может идти бета-переход типа  $av$  с  $Yb^{177}$ . Однако в  $Lu^{177}$  возможно трехквантовое состояние конфигурации  $\{n_1 \frac{7}{2} - [514], n_2 \frac{9}{2} + [624]\}; p \frac{9}{2} - [514]\}$ , причем на нижайший уровень этого мультиплетта (см. рис. 1d) со спином 7/2+ может идти  $av$ -переход с  $Yb^{177}$  с вычисленной величиной  $\log ft = 4,8$ . Центр тяжести этого мультиплетта лежит выше центра тяжести мультиплетта с) на энергию одночастичного возбуждения состояния 9/2-[514] в  $Lu^{177}$ , равную 147 КэВ. Это дает нам положение уровня 7/2+ в  $Lu^{177}$  при энергии порядка 1200 КэВ, что опять хорошо согласуется с экспериментальными данными. Однако уровень 25/2+ этого мультиплетта уже не может

быть изомерным, так как с него идет E1-переход в состояние  $23/2^-$ . Гамма-переход между этими состояниями является одночастичным, типа  $9/2^- [514] \uparrow \rightarrow 7/2^- [404] \uparrow$ , причем сверхтекущая поправка к вероятности перехода такая же, как для гамма-перехода между соответствующими состояниями. Зная приведенную вероятность перехода 147 Кэв в  $Lu^{177/10}$  и вычисляя отношение статистических весов состояний  $\eta = |\langle I_i, \lambda, K_i, K_i - K_f | I_f, K_f \rangle|^2$ , можно оценить примерное время жизни уровня  $25/2^+ : \tau_{1/2} = 10^{-8}$  сек.

На уровень  $9/2^-$  (990 Кэв) в  $Lu^{177}$  может идти E2-переход с уровня  $7/2^+$  (1240 Кэв) также типа  $7/2^+ [404] \uparrow \rightarrow 9/2^- [514] \uparrow$ . Экспериментальное обнаружение этого перехода было бы весьма интересным.

Наблюдать остальные уровни всех указанных мультиплетов возможно лишь в реакциях.

Полная схема цепочки распада  $Yb^{177} \rightarrow Lu^{177} \rightarrow Hf^{177} \rightarrow Ta^{177}$  дана на рис. 2 с указанием пунктирными линиями возможных уровней трехквартичных мультиплетов и схемами - возможных бета- и гамма-переходов.

Укажем, что проведенное рассмотрение дает возможность качественного анализа трехквартичных состояний в любом деформированном ядре.

В заключение авторы выражают благодарность В.Г.Соловьеву за постоянный интерес и помощь в работе, К.Я.Громову за полезные обсуждения и Ом Сан Ха за проведение численных расчетов.

#### Л и т е р а т у р а

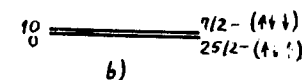
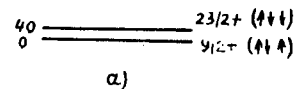
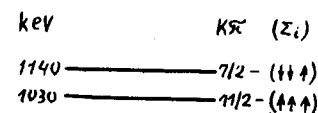
1. M.Jorgensen, O.B.Nielsen and G.Sidenius. Phys. Lett., 1, 321 (1962).
2. В.Г.Соловьев. ЖЭТФ, 43, 246 (1962). V.G.Soloviev. Lectures given at the International summer school, Low Tatra Mountains. Selected Topics in Nuclear Theory, Vienna, IAEA (1963).
3. Н.И.Пятов. Изв. АН СССР, серия физ., 1963 (в печати).  
Препринт ОИЯИ Р-998, Дубна, 1962.  
Препринт ОИЯИ Р-1088, Дубна, 1962.
4. S.G.Nilsson. Kgl. Dan. Vid. Selsk. Mat.-Fys. Medd. 29, No. 16 (1955).
5. G.L.Struble, N.Shelton and R.K.Sheline. Phys. Rev. Lett., 10, 58 (1962).
6. C.J.Gallagher and V.G.Soloviev. Mat.-Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk. 2, No. 2 (1962).
7. Н.И. Пятов, В.Г.Соловьев. Препринт ОИЯИ Р-1209, Дубна, 1963.
8. Energy Levels of Nuclei, Landolt-Bornstein, Springer-Verlag, Berlin (1961).
9. H.I.West, L.G.Mann and R.J.Nagle.  
Препринт UCRL - 6263 (1961).
10. Н.И.Пятов. Препринт ОИЯИ Р-1303, Дубна, 1963.

Рукопись поступила в издательский отдел  
17 июня 1963 г.

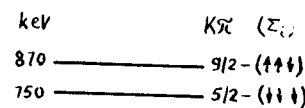
$$\{P_1 9/2-[514] \uparrow; P_2 7/2+[404] \uparrow; n 7/2-[514] \uparrow\}$$



$$\{P_1 9/2-[514] \uparrow; P_2 7/2+[404] \uparrow; n 9/2+[624] \uparrow\}$$



$$\{n_1 7/2-[514] \uparrow; n_2 9/2+[624] \uparrow; p 7/2+[404] \uparrow\}$$



$$\{n_1 7/2-[514] \uparrow; n_2 9/2+[624] \uparrow; p 9/2-[514] \uparrow\}$$

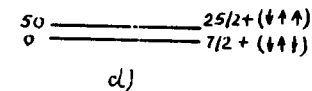
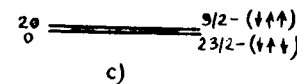
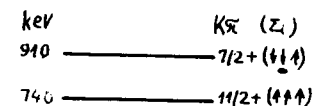


Рис. 1

keV	$1\pi$
2150	----- $7/2^+$
1980	----- $11/2^+$
1890	----- $9/2^-$
1720	----- $5/2^-$

keV	$1\pi'$
1190	----- $9/2^+$
1040	----- $5/2^+$

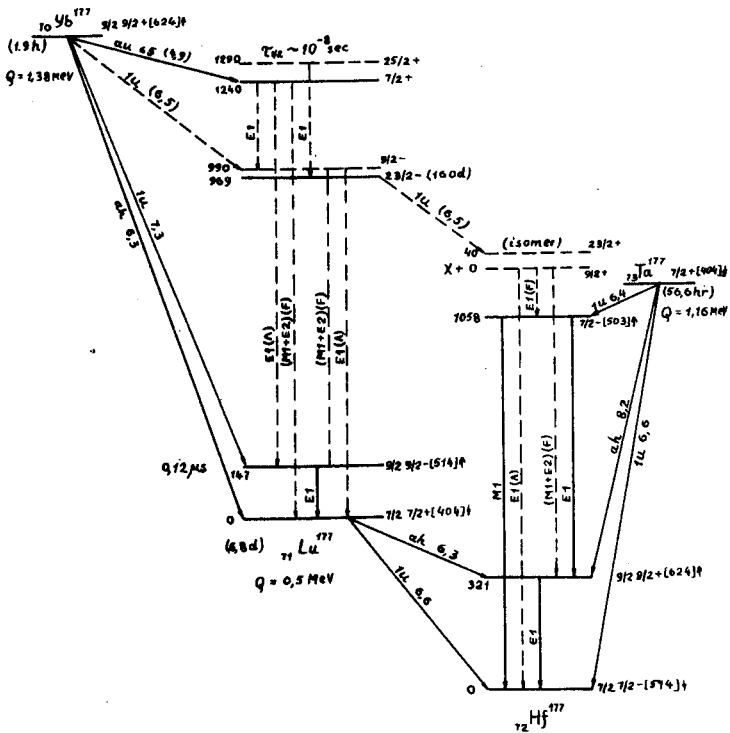


Рис. 2