

4/11-72

A-828

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

283/2-72

P6 - 6167



6167

Р.Арльт, В.В.Кузнецов, В.Нойберт, Л.К.Пекар,
А.В.Потемпа, У.Хагеманн

О СТРУКТУРЕ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ
148,150,152 ТЬ И ДВУХЧАСТИЧНЫХ УРОВНЕЙ
148,150,152 Gd И 146,148 Sm



1971

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

P6 - 6167

Р.Арльт, В.В.Кузнецов, В.Нойберт, Л.К.Пекер,
А.В.Потемпа, У.Хагеманн

О СТРУКТУРЕ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ
 $^{148,150,152}\text{Tb}$ И ДВУХЧАСТИЧНЫХ УРОВНЕЙ
 $^{148,150,152}\text{Gd}$ И $^{146,148}\text{Sm}$

Направлено в Изв. АН СССР (серия физическая)

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Исследование свойств ядер переходной области с числом нейтронов $N = 83-89$ позволяет получать важные сведения о процессе изменения их равновесной формы от сферической к эллипсоидальной. В связи с этим значительный интерес представляет изучение особенностей двухчастичных уровней ядер этой области с четным массовым числом A и большим спином, так как их структура в меньшей степени зависит от эффектов смешивания конфигураций, чем у уровней ядер с малым спином и, следовательно, с большей определенностью они демонстрируют, какая из схем уровней лучше их отражает - схема Нильссона для деформированных ядер или схема Майера для сферических ядер.

Применение схемы Майера позволяет предсказать, что у нечетно-нечетных ядер этой области и в особенности у ядер, приведенных в таблице 1, могут существовать низкие изомерные состояния с конфигурацией $\{p(h_{11/2})^{v_1} n(f_{7/2})^{v_2}\}$ с $l = l_{max} = 9^+$ при $v_2 = 1; 3; N = 83; 85;$ и $l = l_{max} - 1 = 8^+$ при $v_2 = -3; N = 87.$

Таблица 1

$z \setminus N$	83	85	87
63	^{146}Eu	^{148}Eu	^{150}Eu
65	^{148}Tb	^{150}Tb	^{152}Tb
67	^{150}Ho	^{152}Ho	^{154}Ho
69	^{152}Tm	^{154}Tm	^{156}Tm

В рамках модели сферических ядер указанные изомерные состояния, если это энергетически допустимо, могут испытывать разрешенный бета-распад с малым значением $lg ft \leq 6$ на двухчастичные нейтронные уровни дочерних четно-четных ядер типа $\{n_1(h_{9/2})^1 n_2(f_{7/2})^{1,3}\}$ с $I^\pi = I^\pi_{max} = 8^+$ или $\{n_1(h_{9/2})^1 n_2(f_{7/2})^{-3}\}$ с $I^\pi = I^\pi_{max} - 1$ (в этом случае бета-переход связывает состояния $p(h_{11/2})^1 n(h_{9/2})$, причем $\Delta I = 1$). В то же время применение схемы уровней Нильссона для деформированных ядер не может привести к предсказанию существования однотипных низких изомерных состояний с $I^\pi = 8^+; 7^+$ в такой большой группе нечетно-нечетных ядер с различными значениями Z и N .

В связи со сказанным выше в Объединенном институте ядерных исследований были предприняты поиски в нечетно-нечетных ядрах, подчеркнутые в таблице 1, однотипных изомерных состояний с конфигурацией $p(h_{11/2})^{v_1} n(f_{7/2})^{v_2}$ с $I^\pi = 9^+, 8^+$, а в дочерних четно-четных ядрах - поиски двухчастичных нейтронных уровней типа $n_1(h_{9/2})^1 n_2(f_{7/2})^1$ с $I^\pi = 8^+; 7^+$.

В настоящей работе мы попытаемся показать, что обнаруженные недавно короткоживущие изомерные состояния ^{148}Tb ($T_{1/2} = 2,1$ мин); ^{150}Tb ($T_{1/2} = 6,0$ мин) $^{1/1}$; ^{152}Tb ($T_{1/2} = 4$ мин) $^{1,2/}$, а также ^{154}Ho $^{3,4/}$ скорее всего являются именно такими изомерными состояниями.

В /1/ приведены данные о гамма-лучах, сопровождающих распад изомеров $^{148,150}\text{Tb}$ и показано, что в дочернем ядре $^{148}_{64}\text{Gd}$ заселяются уровни 784 кэВ ($l^\pi = 2^+$) и 1415 кэВ ($l^\pi = 4^+$), а в $^{150}_{64}\text{Gd}_{86}$ - уровни 638 кэВ ($l^\pi = 2^+$), 1288 кэВ ($l^\pi = 4^+$); 1134 кэВ ($l^\pi = 3^-$) и 1700 кэВ ($l^\pi = 5^-$).

Ниже мы попытаемся на основании данных /1/ построить более полные схемы уровней $^{148,150}\text{Gd}$ и проанализировать их структуру.

В основном состоянии $^{148}_{64}\text{Gd}_{84}$ сверх заполненной протонной подоболочки $Z = 64$ и нейтронной оболочки $N = 82$ имеются только два нейтрона на уровне $f_{7/2}$. В спектре уровней такой двухчастичной конфигурации $n(f_{7/2})^2$ интервал между соседними уровнями с ростом их спина должен уменьшаться ^{x/} (рис. 1 - спектр изотопов $^{144}_{60}\text{Nd}_{84}$ и $^{146}_{62}\text{Sm}_{84}$). Это позволяет с некоторой степенью достоверности фиксировать в $^{148}_{64}\text{Gd}_{84}$ положение гамма-перехода 396 кэВ и уровня 1811 кэВ ($l^\pi = 6^+$). Уровень с $l^\pi = 6^+$ вместе с нижними уровнями с $l^\pi = 4^+$; 2^+ ; 0^+ образует мультиплет конфигурации $n(f_{7/2})^2$.

Наблюдение интенсивных гамма-лучей с энергией 882 кэВ позволяет ввести уровень 2693 кэВ. Данные об интенсивностях гамма-лучей показывают, что это наиболее низкий уровень, интенсивно заселяющийся при бета-распаде ^{148}Tb с $lg ft \leq 5,0$ (если использовать оценку $Q_\beta \sim 5$ МэВ). Малое значение $lg ft$ свидетельствует о том, что этот бета-переход связывает состояния протона и нейтрона - члены спин-орбитального дублета. В области значений $Z = 64; 65$ и $N = 84, 83$ есть только один такой дублет $r(h_{11/2}) \rightarrow n(h_{9/2})$ так как в основных состояниях ядер этой области 83 и 84 нейтроны находятся на уровне $f_{7/2}$.

^{x/} Это вытекает как из теоретического анализа, так и из экспериментальных данных о спектрах конфигураций такого типа в других ядрах.

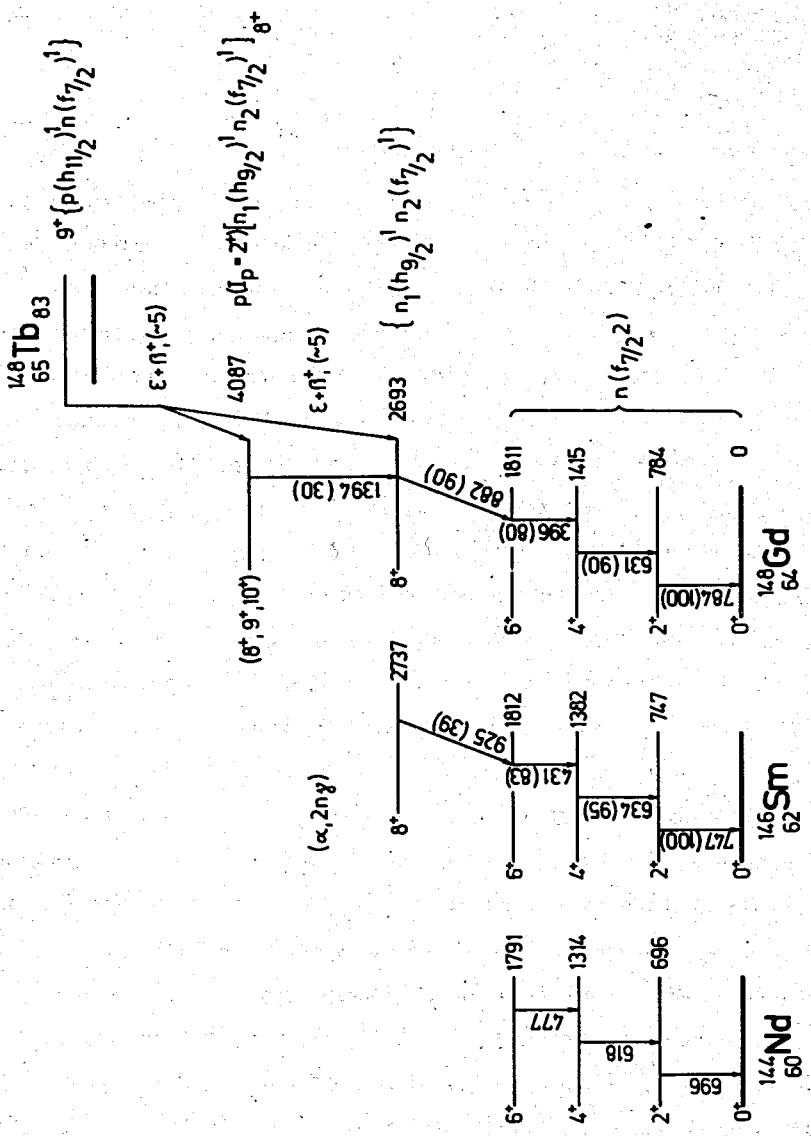


Рис. 1. Уровни ^{148}Gd , возбуждаемые при распаде $^{148\text{m}}\text{Tb}$. Для сравнения приведены возбужденные уровни соседних ядер ^{146}Sm и ^{144}Nd .

Малое значение $lg ft$ бета-перехода позволяет фиксировать исходную конфигурацию $\{p(h_{11/2})^1 n(f_{7/2})^1\}$ в $^{148}_{65}Tb_{83}$ и конечную конфигурацию $\{n_1(h_{9/2})^1 n_2(f_{7/2})^1\}$ уровня 2693 кэВ в ядре $^{148}_{64}Gd_{84}$, а правила для определения спинов нижних уровней мультиплетов предсказывают их спины $I_i^\pi = 9^+$ (^{148}Tb) и $I_f^\pi = 8^+$ (^{148}Gd).

Итак, мы приходим к выводу, что двухчастичный нейтронный уровень типа $\{n_1(h_{9/2})^1 n_2(f_{7/2})^1\}$ с $I^\pi = 8^+$ в $^{148}_{64}Gd_{84}$ имеет энергию 2693 кэВ.

Данные об интенсивности гамма-перехода 1394 кэВ позволяют фиксировать уровень $^{148}_{64}Gd_{84}$ с энергией 4087 кэВ, а малое значение $lg ft \sim 5,0$ указывает, что бета-переход на него типа $p(h_{11/2})^1 \rightarrow n(h_{9/2})^1$. Возможно, что уровень 4087 кэВ отличается от рассмотренного выше двухнейтронного уровня с $I^\pi = 8^+$ возбуждением пары протонов. Тогда гамма-переход 1394 кэВ может быть аналогичен гамма-переходу 1580 кэВ, связывающему уровни с $I^\pi = 2^+$ и $I^\pi = 0^+$ в $^{146}_{64}Gd_{82}$, а уровень 4087 кэВ, вероятно, есть четырехчастичный уровень типа $\{p(I_p^\pi = 2); [n_1(h_{9/2})^1 n_2(f_{7/2})^1] 8^+\}$ с $I^\pi = 10^+$ (возможно, $I^\pi = 9^+; 8^+$).

Так как известно, что энергия однотипных двухчастичных уровней мало меняется при переходе к соседним ядрам, можно с большой степенью вероятности заключить, что обнаруженный в $^{146}_{62}Sm_{84}$ уровень 2797,6 кэВ с $I^\pi = 8^+$ также является двухчастичным уровнем типа $\{n_1(h_{9/2})^1 n_2(f_{7/2})^1\}$.

Аналогичные соображения могут быть использованы при конструировании распада изомера $^{150}_{65}Tb_{85}$ на уровне $^{150}_{64}Gd_{86}$, хотя из-за наличия в последнем четырех нейтронов на уровне $f_{7/2}$ характерная квазичастичная картина, возможно, несколько искажена коллективными эффектами.

Данные об интенсивностях наблюдающихся гамма-переходов при распаде $^{150}_{65}Tb$ позволяют ввести в $^{150}_{64}Gd_{86}$ уровень 2554 кэВ, аналогичный уровню 2693 в $^{148}_{64}Gd_{84}$. Этот уровень интенсивно заселяется при бета-распаде изомера $^{150}_{65}Tb$. Малое значение $lg ft \sim 5$, как и в преды-

душем случае, показывает, что конфигурация изомерного состояния $^{150}_{65}\text{Tb}_{85}$ $\{ p(h_{11/2})^1 n(f_{7/2})^3 \}$ ($I^\pi = 9^+$), а конфигурация уровня 2554 кэВ в ядре $^{150}_{64}\text{Gd}_{86}$ $\{ n_1(h_{9/2})^1 n(f_{7/2})^3 \}$ ($I^\pi = 8^+$).

Уровень 2554 кэВ с $I^\pi = 8^+$ разряжается на уровень 1288 кэВ с $I^\pi = 4^+$ каскадом из двух гамма-переходов 828 и 438 кэВ. Порядок их излучения по нашим экспериментальным данным трудно установить, однако то обстоятельство, что в реакции $^{151}\text{Eu}(p, 2n)$ ^{150}Gd /6/ наблюдается гамма-переход 828 кэВ (и нет перехода 438 кэВ), позволяет предположить, что он является нижним переходом каскада и поэтому следует ввести уровень 2116 с $I^\pi = 6^+$. Мы, однако, не можем полностью исключить противоположный порядок следования этих переходов 828 и 438 кэВ. В этом случае промежуточный уровень с $I^\pi = 6^+$ имеет $E_{\text{ui}} = 1726$ кэВ.

Предполагается, что уровень 2554 кэВ с $I^\pi = 8^+$ разряжается также каскадом из двух гамма-переходов 343 и 511 кэВ на уровень 1700 кэВ с $I^\pi = 5^-$ (через введенный нами уровень 2211 кэВ).

Переход с энергией 510,5 кэВ в ^{150}Gd существует, так как он обнаружен при исследовании конверсионных электронов в реакции $^{151}\text{Eu}(p, 2n)$ ^{150}Gd /6/. Предположения о том, что γ 511 - есть нижний переход каскада, согласуется с тем, что верхний переход 343 кэВ в указанной реакции не обнаружен. Возможно, что уровень 2211 кэВ вместе с уровнями 1134 кэВ ($I^\pi = 3^-$) и 1700 кэВ ($I^\pi = 5^-$) составляет полосу и ему могут быть приписаны спин и четность $I^\pi = 7^-$.

Спектр уровней $^{150}_{64}\text{Gd}_{86}$ может быть сопоставлен со спектром уровней изотопа $^{148}_{62}\text{Sm}_{86}$, хотя следует ожидать, что из-за незаполненности протонной подоболочки $Z = 64$ во втором из них роль коллективных эффектов может быть больше, чем в первом.

В $^{148}_{62}\text{Sm}_{86}$ предположительно введен уровень 2545,3 кэВ с $I^\pi = 8^+$. Если он действительно существует, то напрашивается заклю-

чение о его сходстве с двухчастичным нейтронным уровнем 2554 кэв в ${}_{64}^{150}\text{Gd}$ с $I^\pi = 8^+$, тем более, что он выпадает из энергетической последовательности, характерной для квазиротационной полосы (где интервалы между соседними уровнями растут с увеличением спина).

Отметим, наконец, что в ${}_{62}^{148}\text{Sm}$, как и в ${}_{64}^{150}\text{Gd}$, по-видимому, существует полоса уровней с $I^\pi = 3^-; 5^-; 7^-; 9^-$. Однако, как и следовало ожидать, в первом из этих ядер она больше похожа на типичную квазиротационную полосу (интервалы между уровнями растут с ростом спина).

В ^{1/2/} проведено более полное, чем у нас исследование распада изомерного состояния ${}^{152}\text{Tb}$ с $T_{1/2} = 4$ мин и построена схема его распада (рис. 3). Из анализа своих данных авторы ^{1/2/} сделали вывод, что изомерное состояние ${}^{152}\text{Tb}$ скорее всего имеет спин $I^\pi = 8^+$ и испытывает бета-распад с малым значением $lg ft \sim 4,7$ на двухчастичный нейтронный уровень ${}_{64}^{152}\text{Gd}$ 2394,5 кэв с $I^\pi = 7^+$. Авторы ^{1/2/} заключили, что этот переход связывает состояние деформированных ядер $\{p\ 3/2^- / 532 / n\ 11/2^- / 505 / ; I^\pi = 8^+ \} \xrightarrow{\beta} \{n\ 3/2^- / 532 / n\ 11/2^- / 505 / ; I^\pi = 7^+ \}$ (бета-переход $p\ 5/2^- / 532 / \rightarrow n\ 3/2^- / 532 /$). Заметим, однако, что спины обоих состояний и малое значение $lg ft$ могут быть с таким же успехом описаны в рамках модели сферического ядра (схемы Майера)

$$\{[p(h_{11/2})^1 n(f_{7/2})^{-3}] I^\pi = I_{max}^\pi - 1 = 8^+ \} \xrightarrow{\beta} \{[n(h_{9/2})^1 n(f_{7/2})^{-3}] I^\pi = I_{max}^\pi - 1 = 7^+ \}$$

(бета-переход $p(h_{11/2}) \rightarrow n(h_{9/2})$). Легко также видеть, что энергия двухнейтронного уровня в ядрах гадолиния с увеличением числа нейтронов понижается от 2693 кэв в ${}^{148}\text{Gd}$ до 2664 кэв в ${}^{150}\text{Gd}$ и 2394,5 кэв в ${}^{152}\text{Gd}$ (таблица 2). Это может свидетельствовать о сходстве их структуры. Наконец, только схема уровней Майера но не схема Нильссона может объяснить существование в трех изотопах тербия близких по

особенностям бета-распада изомерных состояний с большим спином и одинаковой четностью. Напомним также, что в $^{149}_{65}\text{Tb}_{84}$ и $^{153}_{65}\text{Tb}_{88}$ обнаружены низкие изомерные состояния, причем у последнего из них $I^\pi = 11/2^-$. Это можно понять только в рамках схемы Майера.

В $^{13/}$ был исследован распад изомерного состояния $^{154}_{67}\text{Ho}_{87}$ с $T_{1/2} = 3,25$ мин $^x/$. Построенная авторами схема распада этого изомера очень похожа на схему распада изомерного состояния $^{152}_{65}\text{Tb}_{88}$ с $T_{1/2} = 4$ мин (рис. 4). Так же как и ^{152}Tb , изомерное состояние ^{154}Ho имеет большой спин и, в основном, испытывает бета-распад на уровень $^{154}_{66}\text{Dy}_{88}$ с энергией 2474 кэВ и $I^\pi = 7^+; 8^+$ ($\lg ft \approx 5$). Эти свойства, как и в случае ^{152}Tb , легко понять, если указанный переход связывает состояния ^{154}Ho и ^{154}Dy .

$$\{ [p(h_{11/2})^{1/2} n(f_{7/2})^{-3}] I^\pi = I^\pi_{\max} - 1 = 8^+ \} \xrightarrow{\beta} \{ [n(h_{9/2})^{1/2} p(f_{7/2})^{-3}] I^\pi = I^\pi_{\max} - 1 = 7^+ \}$$

Конечно, и в ^{154}Ho рассматриваемые особенности бета-перехода могут быть также поняты в рамках схемы Нильссона, однако, данные о существовании изомеров с большим спином в $^{151}, ^{153}, ^{155}\text{Ho}$ могут быть поняты только в рамках схемы Майера и лучше согласуются с моделью сферического ядра.

В заключение отметим, что обнаруженное в $^{17/}$ и детально исследованное в $^{18/}$ изомерное состояние в $^{146}_{63}\text{Eu}_{83}$ еще в одном ядре из группы, приведенной в табл. 1, также, по-видимому, имеет конфигурацию $\{ p(h_{11/2}) n(f_{7/2}) ; I^\pi = 9^+ \}$.

$^x/$ Заключение о большом спине изомера ^{154}Ho вытекает из анализа его функции возбуждения. Это состояние связано также альфа-переходом с малой задержкой ($T_{1/2} = 3,25$ мин) с одним из низших уровней $^{150}_{65}\text{Tb}_{85}$. Поэтому оба они должны иметь близкую структуру и большой спин. По-видимому, получающееся при альфа-распаде состояние ^{150}Tb идентично изомеру с $T_{1/2} = 6,0$ мин, рассматриваемому в настоящей работе.

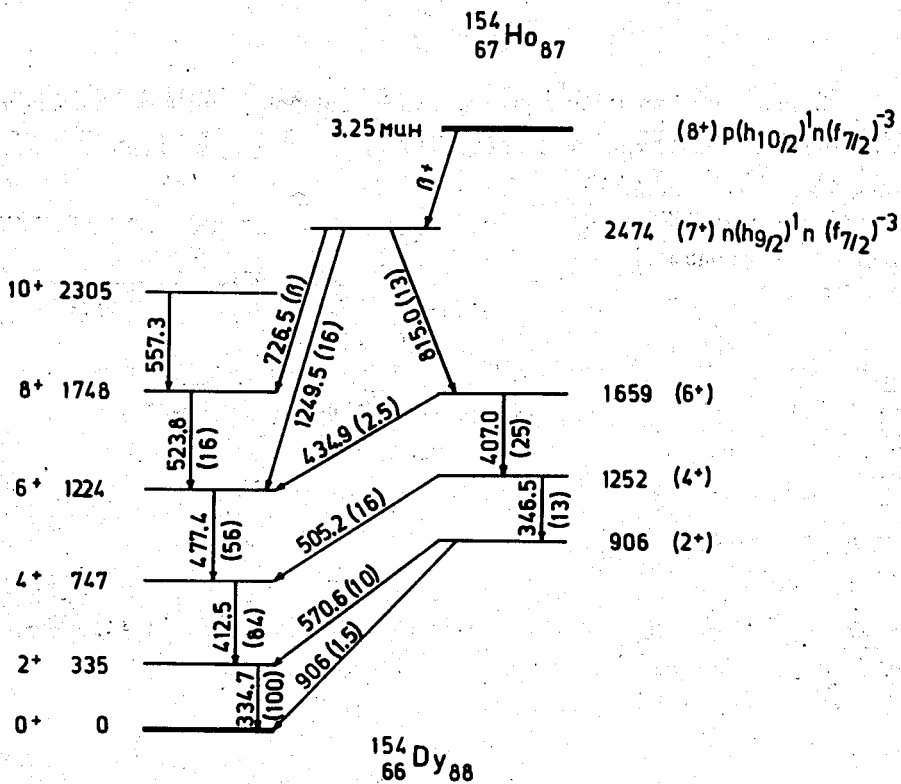


Рис. 4. Схема распада $^{154}\text{Ho} \rightarrow ^{154}\text{Dy}$.

Итак, можно констатировать, что в большой группе нечетно-нечетных ядер переходной области обнаружены однотипные изомерные состояния с большим спином $I^\pi = 9^+; 8^+$, а в четно-четных ядрах - однотипные двухчастичные нейтронные уровни с $I^\pi = 8^+; 7^+$ с четко проявляющимися закономерностями в ходе энергий (табл. 2).

Таблица 2

Энергии двухчастичных нейтронных уровней - нижних компонент мультиплетов конфигурации $\{n(h_{9/2})^1 n(f_{7/2})^1\}$ в четно-четных ядрах переходной области

$N \setminus Z$	62 (Sm)	64 (Gd)	66 (Dy)
84	2738 ($I^\pi = 8^+$)	2693 ($I^\pi = 8^+$)	
86	2545 ($I^\pi = 8^+$)	2554 ($I^\pi = 8^+$)	
88		2395 ($I^\pi = 7^+$)	2474 ($I^\pi = 7^+$)

В соответствии со сказанным в начале статьи это свидетельствует о предпочтительности модели сферических ядер для описания рассмотренных в работе состояний.

Литература

1. Р.Арльт, Г.Байер, В.В.Кузнецов, В.Нойберт, А.В.Потемпа, У.Хагеманн, Э.Херрманн. Препринт ОИЯИ, Р6-5681, Дубна, 1971.
2. W.W.Bownan, T.T.Sugihara, F.R.Hamiter. Phys.Rev., 3с, 1271 (1971).
3. D.Ward, M.Neiman. Nucl. Phys., A115, 529 (1968).
4. K.S.Toth, R.L.Hahn. Phys. Rev., 3с, 854 (1971).

5. I. Adam, L. E. Fröberg, J. Kowancki, H. Ryde, Z. Sujkowski. Ann. Rep. Research Institute for Physics, Stockholm, 36, (1970).
6. D. Kewley, D. A. Eastham, P. D. Forsyth, B. W. Renwick, D. G. E. Martin, C. J. Gibbins, B. Byrne. Nucl. Phys., A165, 56 (1971).
7. Ю. П. Ремаев и др. ЖЭТФ 42, 408 (1962).
8. В. Нойберт, Ф. Стари, У. Хагеманн, В. Шульце. Тезисы XXII совещания по ядерной спектроскопии, Киев, 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 декабря 1971 года.