

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛ

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

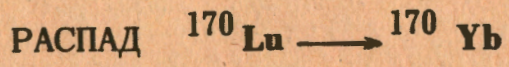
Дубна



Р6 - 4773

Н. Бонч-Осмоловская, Х. Баллунд, А. Зглинский,
А. Плохоцкий, Э. Прейбыш

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ



1969

Р6 - 4773

Н. Бонч-Осмоловская, Х. Баллунд^{х/}, А. Зглинский^{хх/},
А. Плохоцкий^{хх/}, З. Прейбыш^{хх/}

РАСПАД $^{170}\text{Lu} \longrightarrow ^{170}\text{Yb}$

**Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ**

^{х/} Физический институт Университета г.Орхус (Дания)
^{хх/} Институт ядерных исследований (Сверк, Польша)

В в е д е н и е

При бета-распаде $^{170}\text{Lu} \rightarrow ^{170}\text{Yb}$ возбуждается большое число состояний с малыми спинами $(0^+, 1^+, 1^-, 0^-)$ /1/, что проявляется в одном ядре весьма редко и вызывает к исследованию ^{170}Yb несомненный интерес.

В последние годы изучению распада ^{170}Lu посвящен ряд работ/1-7/. Целью настоящей работы являлось дальнейшее исследование схемы уровней ^{170}Yb , возбуждающихся при бета-распаде ^{170}Lu , при использовании более совершенной, чем в работе/1/, методики измерения гамма-спектра, а также измерений $e^- - \gamma$, $\gamma - \gamma$ и $e^- - e^-$ - совпадений.

Методическая часть

Методика получения радиоактивных источников ^{170}Lu была такая же, как и в работе/1/.

Измерения гамма-спектра ^{170}Lu проводились на спектрометре с $\text{Ge}(\text{Li})$ - детекторами объемом 10 и 20 см³ и разрешающей способностью 2,7; 3,9; 5,5 кэВ для линий 662, 1280 и 3030 кэВ, соответственно. Регистрация проводилась на 4096-канальном анализаторе.

Для точной энергетической калибровки были использованы стандартные источники ^{24}Na , ^{88}Y , ^{60}Co , ^{65}Zn , смешанные с ^{170}Lu .

Спектры $e^- - \gamma$ -совпадений измерялись при помощи тороидального железного бета-спектрометра (максимальная трансмиссия 9% при разрешающей способности 1,5%) и гамма-спектрометра с кристаллами $\text{NaJ}(\text{Tl})$ раз -

мерами $7,6 \times 7,6 \text{ см}^2$ и $3,8 \times 2,5 \text{ см}^2$, а также с Ge(Li) -детектором объемом 2 см^3 .

Для измерения $e^- - e^-$ -совпадений использовались тороидальный железный бета-спектрометр и бета-спектрометр с Si(Li) -детектором объемом $2 \text{ мм} \times 1 \text{ см}^2$.

Спектры гамма-гамма-совпадений измерялись при помощи спектрометра, в одном канале которого находился кристалл NaJ(Tl), а в другом Ge(Li) - детектор объемом $\approx 5 \text{ см}^3$. Регистрация совпадений велась на 400-канальном анализаторе.

Результаты измерений

Результаты измерений гамма-спектра ^{170}Lu представлены в таблице 1 и на рис. 1,2.

Для большей точности построения схемы распада мы брали средние значения энергий γ -переходов по нашим данным и данным работы [3], в которой измерялся спектр конверсионных электронов ^{170}Lu , или же выбирали из двух результатов заведомо лучший (колонка 3, таблицы 1.) Ввиду неплохого согласия наших данных и данных работы [1] и несколько лучшего измерения в последней мягкой области гамма-спектра ^{170}Lu мы сочли разумным провести аналогичную процедуру и с усреднением интенсивностей гамма-лучей (колонка 7), что дало нам возможность получить значения коэффициентов внутренней конверсии с большей точностью. Коэффициенты внутренней конверсии гамма-переходов определялись из соотношения $I_k/100I_\gamma = a_k$, которое выведено из нормировки для гамма-переходов 1280,0; 1364,2; 2125,8; 2190,8; 2275,1; 2691,0; 2863,5; 2747,8 и 2845,5 кэВ при условии, что они являются чистыми E1 -переходами.

Результаты измерения спектров совпадений $e^- - \gamma$, $\gamma - \gamma$ и $e^- - e^-$ отражены на рис. 3-6. Интерпретацию этих данных можно видеть из рис. 7 и таблицы 2, где в рамках построенной схемы уровней ^{170}Yb (рис.8-11) приводится расположение наблюдаемых каскадов.

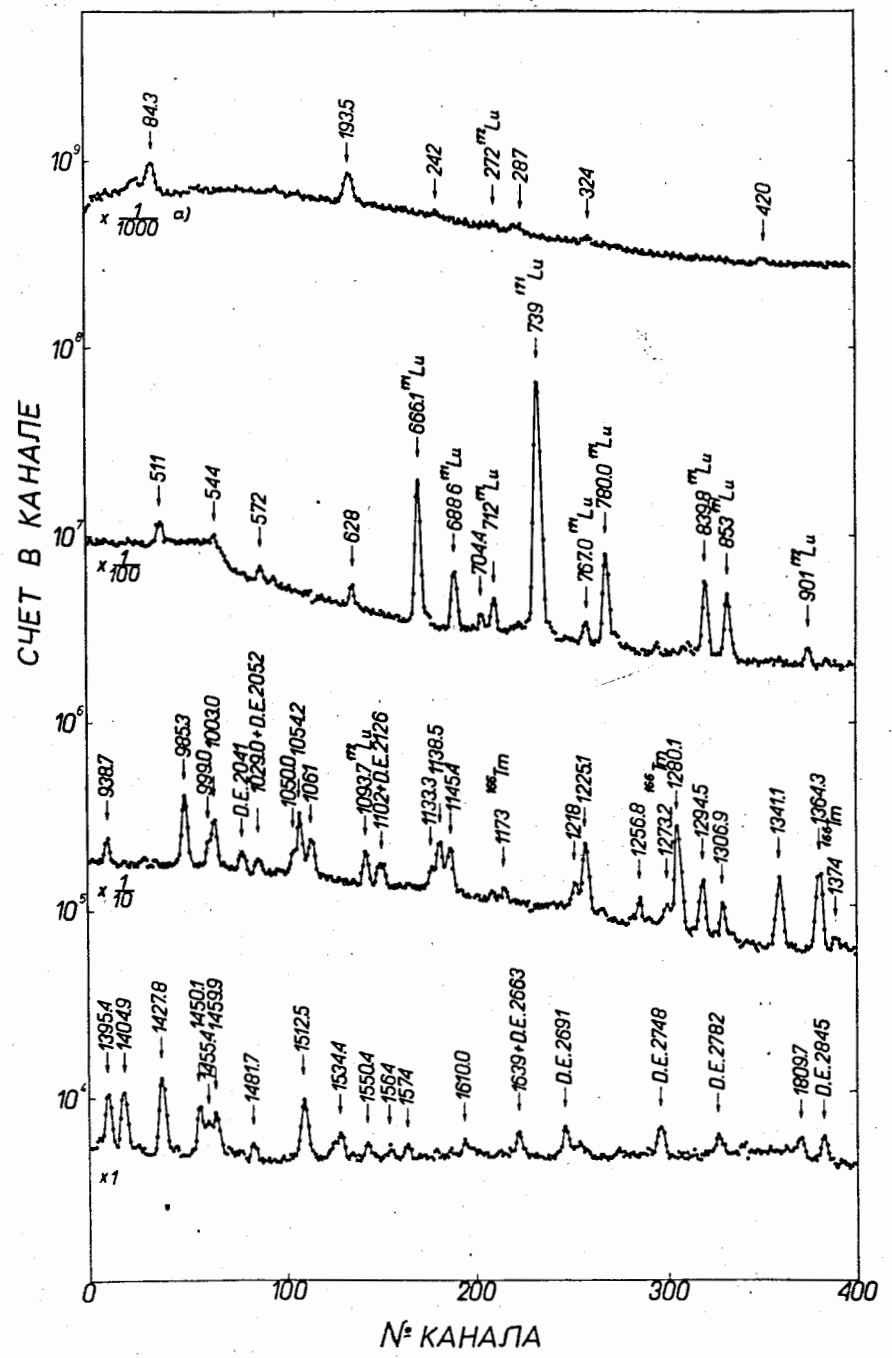


Рис. 1. Гамма-спектр ^{170}Lu (от 50 до 1825 кэВ).

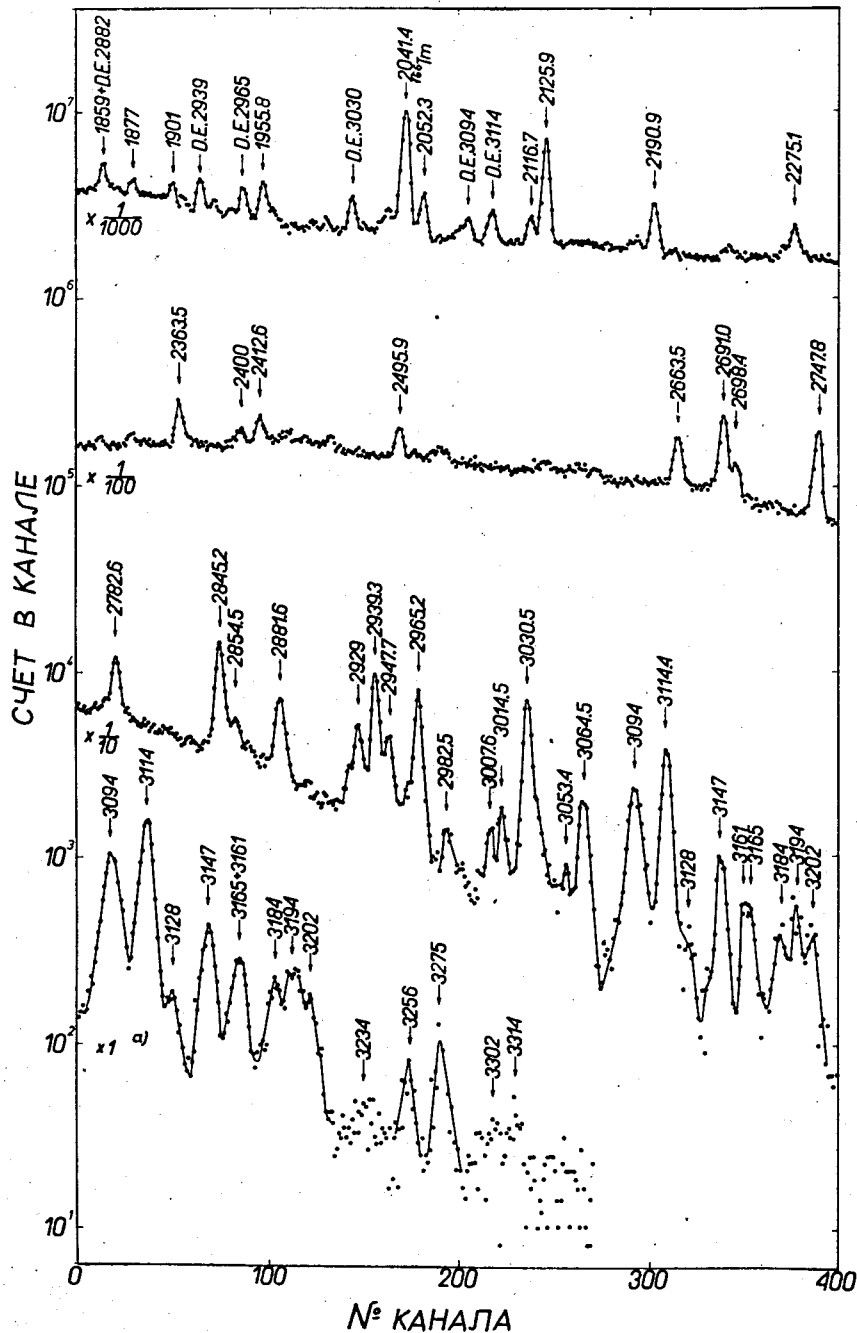


Рис. 2. Гамма-спектр ^{170}Lu (от 1825 до 3350 кэв).

Таблица 1
Переходы в ^{170}Yb , возникающие при распаде ^{170}Lu .

| E _γ кэв | | | I _γ | I _γ | | α _L · 10 ⁴ | Выход о мульт. полюс. | Предполагаемое размещение перехода | | | | |
|--------------------|-------------|----------|----------------|----------------|---------|----------------------------------|--------------------------------|---------------------------------------|----------------|----------------|----------------------|----------------|
| /3/ | вост. рад. | ср. | | /3/ | /1/ | | | ср. | I ₁ | I ₂ | E _i | E _f |
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 |
| 84,26±0,01 | 84,26±0,01 | >12600 | 170±35 | 183±18 | 180±15 | >6500 | E2 | 2 ⁺ | 0 ⁺ | 84,26 | 0 | |
| 152,8 ±0,2 | 152,8 ±0,2 | 667 | 7,5±4,0 | 5,8±6 | 5,8±6 | 11500 | M1 | | | | | |
| 193,5±0,2 | 193,5 ±0,2 | 1300 | 50±10 | 52±5 | 52±5 | 2500 | E2 | 4 ⁺ | 2 ⁺ | 277,8 | 84,26 | |
| 221,2±0,3 | 221,2±0,3 | 24 | | | | ≥1200 | ≥E2 | 1 ⁻ | 1 ⁻ | 2496,0 | 2275,1 ^c | |
| 222,7±0,3 | 222,7±0,3 | 52 | 42 | | 42 | ≥2600 | ≥M1 | | | | | |
| 223,8±0,3 | 223,8±0,3 | 22,2 | | | | ≥1100 | ≥E2 | 2 ⁺ | 2 ⁺ | 1757,16 | 1534,16 | |
| 228,5±0,3 | 228,5±0,3 | 78 | 41 | - | 41 | ≥7800 | ≥M2 | 2 ⁺ | 2 ⁺ | 1534,16 | 1306,15 | |
| 236,1±0,4 | 236,1±0,4 | 27,8 | 42 | | 42 | ≥1400 | ≥E2 | 2 ⁺ | 0 ⁺ | 1306,15 | 1069,14 | |
| 241,7±0,4 | 241,7±0,4 | 197 | 4,3±2,5 | 5,4±0,8 | 5,3±0,8 | 3720 | M1 | 1 ⁻ | 1 ⁻ | 2367,2 | 2125,6 ^c | |
| 251,3±0,4 | 251,3±0,4 | ~21 | 41 | | 41 | ≥2100 | ≥M1 | 0 ⁺ | 0 ⁺ | 1479,55 | 1228,4 | |
| 283,4±0,4 | 283,4±0,4 | 119 | 5,0±2,5 | 8,5±8 | 5,0±2,5 | 2380 | M1 | | | | | |
| 286,8±0,4 | 286,8±0,4 | 37,1 | 15±4 | 12±1 | 15±4 | 250 | E1 | 1 ⁺ | 1 ⁻ | 2782,6 | 2496,0 | |
| 301,9±0,5 | 301,9±0,5 | 13,7 | 42 | | 42 | ≥680 | ≥M1 | 1 ⁺ | 1 ⁺ | 3184,1 | 2883,6 | |
| 323,6±0,2 | 323,6±0,2 | 132±40 | 7,5±4,0 | 10±1 | 10±1 | 1320±400 | ≥M1 | 1 ⁻ | 1 ⁻ | 2819,3 | 2496,0 ^c | |
| 366,2±0,3 | 366,2±0,3 | 10 | 43 | | 43 | ≥500 | ≥M1 | | | | | |
| 369,7±0,3 | 369,7±0,3 | 8,5 | 43 | | 43 | ≥420 | ≥M1 | 1 ⁻ | 1 ⁻ | 2496,0 | 2125,60 | |
| 372,0±0,3 | 372,0±0,3 | ~11 | | | | ≥550 | ≥M1 | | | | | |
| 382,6±0,3 | 382,6±0,3 | ~11 | | | | ≥550 | ≥M1 | | | | | |
| 384,6±0,3 | 384,6±0,3 | 5,5 | 43 | | 43 | ≥270 | ≥E2 | 1 ⁻ | 1 ⁻ | 2747,8 | 2363,45 | |
| 388,9±0,3 | 388,9±0,3 | 24 | 43 | | 43 | ≥800 | ≥M2 | 2 ⁺ | 2 ⁺ | 1534,16 | 1145,52 | |
| 396,0±0,1 | 396,0±0,1 | 44±15 | 44 | | 43 | ≥1000 | ≥M2 | 2 ⁺ | 2 ⁺ | 1534,16 | 1138,27 | |
| 410,3±0,3 | 410,3±0,3 | 9 | 42 | | 41 | ≥900 | ≥M2 | 0 ⁺ | 0 ⁺ | 1479,55 | 1069,14 | |
| 419,7±0,1 | 419,7±0,1 | 83±23 | 11,5±2,5 | 10±2 | 11±2 | 750±260 | M1 | 1 ⁻ | 2 ⁻ | 3195,3 | 2775,3 | |
| 443,4±0,2 | 443,4±0,2 | 8±3 | 44 | | 42 | ≥250 | ≥E2 | 1 ⁻ | 1 ⁻ | 2939,2 | 2496,0 | |
| 455,5±0,2 | 455,5±0,2 | 16±6 | 44 | | 43 | ≥330 | ≥M1 | 1 ⁻ | 1 ⁻ | 2819,3 | 2363,45 | |
| 478,1±0,3 | 478,1±0,3 | 8±3 | 42 | | 42 | ≥250 | ≥M1 | 2 ⁺ (1 ⁺) | 2 ⁺ | 2113,17 | 1634,77 | |
| 492,5±0,2 | 492,5±0,2 | 11±4 | 13,5±3,5 | 10±2 | 11±2 | 100±40 | E1, E2 | | | | | |
| 497,0±0,2 | 497,0±0,2 | 7±3 | 42 | | 41 | >400 | ≥M1 | 0 ⁺ | 0 ⁺ | 1565,87 | 1069,14 ^c | |
| 516,0±0,4 | 516,0±0,4 | 2,7±1,2 | a | | | | | | | | | |
| 530,4±0,4 | 530,4±0,4 | 2,5±0,6 | 41 | | 41 | ≥190 | ≥M1 | 1 ⁻ | 1 ⁻ | 2929,6 | 2399,1 | |
| 540,1±0,2 | 540,1±0,2 | 14,6±1,7 | | | | ≥650 | ≥M2 | | | | | |
| (541,6±0,4) | (541,6±0,4) | 3±1 | 42 | | 42 | ≥100 | ≥E2 | | | | | |
| 542,8±0,3 | 542,8±0,3 | 3,3±1,1 | 16±8 | 16±3 | 16±3 | (a) | (E2/M2) | 1 ⁺ | 1 ⁺ | 3184,1 | 2641,4 | |
| 544,2±0,2 | 544,2±0,2 | 54,5±4,4 | | | | | (M1/M2) | 1 ⁻ | 1 ⁻ | 2819,3 | 2275,1 | |
| 547,4±0,4 | 547,4±0,4 | 4,0±1,5 | a | | | | | 2 ⁺ (1 ⁺) | 0 ⁺ | 2113,17 | 1565,87 | |
| 561,4±0,4 | 561,4±0,4 | 2,0±0,7 | | | | ≥40 | - | 1 ⁻ | 2 ⁻ | 3336,5 | 2775,3 | |
| 563,4±0,3 | 563,4±0,3 | 2,6±0,9 | 43 | | 43 | ≥60 | ≥E2 | | | | | |
| 571,5±0,3 | 571,5±0,3 | 4,2±1,3 | 25,0±2,5 | 26±5 | 25±2 | (a) | E1 | 1 ⁺ | 1 ⁻ | 2533,1 | 1961,4 | |
| 572,3±0,2 | 572,3±0,2 | 12,5±1,8 | | | | | E2(M1) | 1 ⁻ | 1 ⁻ | 2939,2 | 2367,2 | |
| 574,3±0,2 | 574,3±0,2 | 1,9±0,6 | 42 | | 42 | ≥65 | ≥E2 | | | | | |
| 579,1±0,3 | 579,1±0,3 | 11±4 | 8,7±2,0 | 6,4±1,0 | 7±1 | 160±60 | M1, E2 | 2 ⁺ (1 ⁺) | 2 ⁺ | 2113,2 | 1534,16 | |
| 582,4±0,6 | 582,4±0,6 | 1,6±0,8 | 43 | | 43 | ≥30 | - | 1 ⁻ | 1 ⁺ | 3114,7 | 2533,1 | |
| 587,0±0,4 | 587,0±0,4 | 2,9±1,1 | 41 | | 41 | ≥180 | ≥M1 | | | | | |
| 618,9±0,3 | 618,9±0,3 | 3,5±0,6 | 42 | ~4 | 42 | ≥150 | ≥M1 | 2 ⁺ | 2 ⁺ | 1757,6 | 1138,27 | |
| 621,2±0,3 | 621,2±0,3 | 3,3±0,6 | 42 | | 42 | ≥135 | ≥M1 | | | | | |
| 631,3±0,3 | 631,3±0,3 | 2,0±0,6 | 42 | | 42 | ≥70 | ≥E2 | | | | | |
| 649,8±0,4 | 649,8±0,4 | 2,3±0,6 | 41 | | 41 | ≥170 | ≥M1 | 2 ⁻ | 1 ⁻ | 2775,3 | 2125,6 | |

Table with columns 1-13. It contains numerical data and alphanumeric codes across multiple rows, representing various categories and values.

Table with columns I-13. It contains numerical data and alphanumeric codes, similar in structure to the first table but with different values and codes.

| I | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 |
|------------|------------|------------|-----------|----------|---------|----------|-----------|--------|----------------|-------------------|---------|----------------------|
| 1634,8±1,0 | 1636,6±1,2 | 1635,5±0,8 | 0,85±0,14 | 5,5±2,0 | 3,9±1,2 | 4,3±1,0 | 20±6 | MI(E2) | 2 ⁺ | 0 ⁺ | 1634,77 | 0 |
| 1638,3±0,9 | | 1638,3±0,9 | 0,61±0,13 | 8,5±3,0 | ~1 | 8,5±3,0 | | | 1 ⁻ | 2 ⁺ | 3274,9 | 1634,77 |
| 1641,7±0,5 | | 1641,7±0,5 | | | | | | | 1 ⁻ | 2 ⁺ | 2947,5 | 1306,15 |
| 1647,6±0,9 | 1646±2 | 1647,3±0,8 | 0,56±0,13 | -2,5 | -2 | 2±1 | 30±15 | MI,M2 | | | | |
| 1650,9±1,0 | | 1650,9±1,0 | 0,53±0,10 | 2±1 | 2,3±1,1 | 2,1±0,7 | 25±10 | (MI) | 1 ⁺ | 2 ⁺ | 3184,1 | 1534,16 |
| 1659,6±1,0 | | 1659,6±1,0 | 0,52±0,27 | -2 | 3,6±1,4 | 3,6±1,4 | 15±10 | MI-MI | 1 ⁺ | 2 ⁺ | 2965,3 | 1306,15 |
| 1666,2±1,0 | | 1666,2±1,0 | 0,43±0,10 | -2 | 2±1 | 20±10 | | MI,E2 | 1 ⁺ | 2 ⁺ | 3301,7 | 1634,77 |
| 1673,5±1,0 | | 1673,5±1,0 | 0,86±0,12 | 7±2 | 18±4 | 7±2 | 12±4 | E2(MI) | 2 ⁺ | 2 ⁺ | 1757,6 | 84,26 |
| 1679,8±1,0 | | 1679,8±1,0 | 0,59±0,16 | 6±2 | | 6±2 | 10±4 | E2(EI) | 1 ⁻ | 2 ⁺ | 2819,3 | 1138,27 |
| 1683,3±1,2 | | 1683,3±1,2 | | | | | | | 1 ⁻ | 1 ⁻ | 3195,3 | 1511,65 |
| 1686,8±1,0 | | 1686,8±1,0 | 0,51±0,13 | ±2 | 3,7±1,8 | ±2 | ≥20 | ≥MI | | | | |
| 1699,7±0,7 | | 1699,7±0,7 | | | | | | | | | | |
| 1702,7±1,1 | 1702,1±1,2 | 1702,4±0,8 | 0,77±0,12 | 5,2±1,0 | 3,3±1,3 | 4,5±0,8 | 17±4 | MI(E2) | 1 ⁻ | 2 ⁻ | 3067,6 | 1364,23 |
| 1708,2±1,2 | | 1708,2±1,2 | | | | | | | 1 ⁻ | 0 ⁺ | 3274,8 | 1565,87 |
| 1712,9±1,2 | | 1712,9±1,2 | 0,35±0,10 | ±3 | | ±3 | | | 1 ⁺ | 0 ⁺ | 2782,6 | 1069,14 |
| 1718,0±0,5 | | 1718,0±0,5 | | | | | | | | | | |
| 1723,6±1,1 | | 1723,6±1,1 | 0,32±0,10 | 4,5±2,0 | | 4,5±2,0 | 7±4 | EI,E2 | | | | |
| 1735,0±1,0 | | 1735,0±1,0 | 0,35±0,12 | ±1 | | ±3 | ≥23 | ≥MI | 1 ⁻ | 1 ⁻ | 3099,4 | 1364,23 ^c |
| 1740,0±1,0 | | 1740,0±1,0 | 0,29±0,10 | ±3 | | ±3 | ≥6 | | 1 ⁺ | 2 ⁺ | 3274,9 | 1534,16 |
| 1746,3±1,0 | | 1746,3±1,0 | 0,26±0,7 | ±3 | | ±3 | ≥6 | | 1 ⁺ | 2 ⁺ | 2883,6 | 1138,27 |
| 1752,4±1,1 | | 1752,4±1,1 | 0,30±0,07 | 4±2 | | 4±2 | | | 1 ⁺ | (2 ⁺) | 3091,9 | 1341,1 |
| 1758,6±1,1 | | 1758,6±1,1 | | | | | | | 2 ⁺ | 0 ⁺ | 1757,6 | 0 |
| 1765,3±1,0 | | 1765,3±1,0 | 0,38±0,10 | ±1 | | ±1 | ≥28 | ≥MI | | | | |
| 1775,4±1,0 | 1774,8±1,2 | 1775,2±0,8 | 1,13±0,08 | 5,2±1,0 | 5,4±1,1 | 5,3±0,8 | 21,4±3,6 | MI | 0 ⁺ | 1 ⁻ | 3286,9 | 1511,65 |
| 1786,6±1,1 | 1785,1±1,5 | 1786,1±0,9 | 0,29±0,07 | 2±1 | | 2±1 | 15±8 | MI,E2 | 1 ⁺ | 2 ⁺ | 3091,9 | 1306,15 |
| 1793,5±1,1 | 1792,5±1,5 | 1793,2±0,9 | 0,19±0,07 | 3,0±1,5 | | 3,0±1,5 | 6±4 | EI,E2 | 1 ⁻ | 2 ⁺ | 3093,4 | 1306,15 ^c |
| 1801,7±1,1 | 1801,7±1,1 | 1801,7±0,8 | 0,28±0,07 | 5,5±2,0 | | 5,5±2,0 | 5±2 | EI | 1 ⁻ | 2 ⁺ | 2947,5 | 1145,52 ^c |
| 1808,9±1,1 | 1809,7±0,4 | 1809,7±0,4 | 1,01±0,08 | 19±2 | 17±4 | 18±2 | 5,6±0,8 | EI | 1 ⁺ | 2 ⁺ | 2947,5 | 1138,27 |
| 1819,0±1,2 | | 1819,0±1,2 | 0,27±0,07 | ±1 | | ±1 | ≥20 | ≥MI | 1 ⁺ | 2 ⁺ | 2965,3 | 1145,52 |
| 1830,4±1,2 | | 1830,4±1,2 | 0,21±0,07 | ±1 | | ±1 | ≥14 | ≥MI | | | | |
| 1839,4±1,1 | | 1839,4±1,1 | 0,27±0,06 | ±2 | 5±1 | ±2 | ≥10 | ≥E2 | | | | |
| 1848,3±1,3 | | 1848,3±1,3 | 0,15±0,06 | ±1 | | ±1 | ≥9 | ≥E2 | | | | |
| 1859,2±1,2 | 1858,8±0,6 | 1858,8±0,6 | 0,91±0,09 | 14±3 | 13±3 | 13,5±2,5 | 6,7±1,4 | ≥E1,E2 | | | | |
| 1877,5±1,2 | 1877,2±1,2 | 1877,4±0,9 | 0,76±0,07 | 16±2 | 14±2 | 15,0±1,5 | 5,1±0,7 | EI | 1 ⁻ | 2 ⁺ | 1961,4 | 84,26 |
| 1886,4±1,2 | | 1886,4±1,2 | 0,24±0,07 | 2±1 | | 2±1 | 12±7 | E2,MI | | | | |
| 1896,0±1,2 | | 1896,0±1,2 | 0,37±0,09 | 2±1 | | 2±1 | 18,5±10,0 | E2-M2 | 1 ⁺ | 0 ⁺ | 2965,3 | 1069,14 |
| 1900,6±1,2 | 1901,2±1,2 | 1900,9±0,9 | 0,64±0,09 | 12±4 | 17±4 | 14±3 | 4,6±1,2 | EI | | | | |
| 1919,6±1,2 | | 1919,6±1,2 | 0,15±0,09 | 3,0±1,5 | | 3,0±1,5 | 5±4 | EI,E2 | 1 ⁺ | 0 ⁺ | 3148,3 | 1228,4 |
| 1936,9±1,2 | 1936,0±1,5 | 1936,6±1,0 | 0,33±0,07 | 4,5±1,5 | -2 | 4,5±1,5 | 7,3±2,9 | E2(EI) | 1 ⁺ | 1 ⁻ | 3301,7 | 1364,23 |
| 1955,3±0,3 | 1955,8±0,3 | 1955,5±0,3 | 4,00±0,22 | 32,5±2,0 | 28±3 | 31±2 | 12,2±1,1 | MI | 2 ⁺ | 2 ⁺ | 2039,6 | 84,26 |
| 1960,9±1,2 | 1961,3±1,2 | 1961,1±0,9 | 0,60±0,14 | 10±2 | 4,4±0,8 | 10±2 | 6,0±1,9 | EI | 1 ⁻ | 0 ⁺ | 1961,4 | 0 |
| 2029,3±1,2 | 2030,8±0,6 | 2030,5±0,6 | 0,56±0,12 | 18±3 | 23±4 | 20±3 | 2,8±0,7 | EI | 1 ⁻ | 0 ⁺ | 3099,4 | 1069,14 |
| 2039,3±0,4 | 2041,4±0,2 | 2039,3±0,4 | 6,9±0,5 | 20±8 | 19±10 | 197±6 | (a) | MI | 1 ⁺ | 0 ⁺ | 2039,6 | 0 |
| 2041,2±0,4 | 2041,2±0,4 | 2041,2±0,4 | 6,3±0,4 | | | | | EI | 1 ⁺ | 2 ⁺ | 2125,6 | 84,26 |
| 2115,6±1,6 | 2116,7±0,6 | 2116,7±0,6 | 0,48±0,05 | 17±2 | 16±3 | 17±2 | 2,8±0,4 | EI | | | | |
| 2125,6±1,3 | 2125,9±0,2 | 2125,8±0,2 | 4,14±0,15 | 119±6 | 134±7 | 186±5 | 3,3±0,2 | EI | 1 ⁻ | 0 ⁺ | 2125,6 | 0 |
| 2148,6±1,3 | 2148,6±1,3 | 2148,6±1,3 | 1,00±0,09 | -2,5 | 4,6±1,1 | 4,6±1,1 | 22±6 | M2 | 0 ⁺ | 2 ⁺ | 3286,9 | 1138,27 |
| 2190,6±0,4 | 2190,9±0,3 | 2190,8±0,3 | 1,38±0,06 | 38±2 | 38±3 | 38±2 | 3,6±0,3 | EI | 1 ⁻ | 2 ⁺ | 2275,1 | 84,26 |
| 2197,1±1,3 | | 2197,1±1,3 | 0,14±0,06 | ±1 | | ±1 | ≥8 | ≥E2 | | | | |
| 2207,0±1,3 | 2202,6±1,5 | 2202,6±1,5 | | 3±1 | | 3±1 | | | | | | |
| 2219,2±1,3 | | 2207,0±1,3 | 0,18±0,03 | ±1 | | ±1 | ≥15 | ≥MI | | | | |
| 2226,0±1,3 | | 2219,2±1,3 | 0,06±0,04 | ±2 | -3 | ±2 | ≥1 | | | | | |
| | | 2226,0±1,3 | 0,09±0,4 | ±1 | | ±1 | ≥5 | ≥E2 | | | | |
| | 2240,0±1,0 | 2240,0±1,0 | | 5,0±1,5 | | 5,0±1,5 | | | | | | |
| | 2252,0±2,0 | 2252,0±2,0 | | 2,2±0,7 | | 2,2±0,7 | | | | | | |
| 2257,1±1,3 | 2257,1±1,3 | 2257,1±1,3 | 0,08±0,03 | 2,2±0,7 | | 2,2±0,7 | 3,6±1,8 | EI | | | | |

| I | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 |
|------------|------------|------------|-----------|----------|----------|----------|----------|--------|-------------------|----------------|--------|---------|
| 2265,9±1,3 | | 2265,9±1,3 | 0,25±0,06 | ~6 | ~4 | 5±2 | 5,0±2,5 | EI,E2 | 1 ⁻ | 0 ⁺ | 3336,5 | 1069,14 |
| 2275,6±1,4 | 2275,1±0,3 | 2275,1±0,3 | 0,95±0,09 | 24,5±2,0 | 22±3 | 24±2 | 4,0±0,5 | EI | 1 ⁻ | 0 ⁺ | 2275,1 | 0 |
| 2288,1±1,4 | | 2288,1±1,4 | 0,14±0,03 | 3,0±1,5 | | 3,0±1,5 | 4,7±2,5 | EI,E2 | 1 ⁻ | 2 ⁺ | 3432,6 | 1145,52 |
| 2314,8±1,4 | 2315,4±1,2 | 2315,1±0,9 | 0,20±0,05 | 4,3±1,0 | | 4,4±1,0 | 4,7±1,6 | E2,EI | 1 ⁻ | 2 ⁺ | 2399,1 | 84,26 |
| 2326,3±1,4 | | 2326,3±1,4 | 0,40±0,05 | ~2 | ~4 | 3,0±1,5 | 13±7 | E2-M2 | | | | |
| 2342,2±1,4 | 2342,8±1,2 | 2342,5±0,9 | 0,15±0,04 | ~1 | ~3,6 | 2±1 | 8±5 | E2-MI | | | | |
| 2363,5±0,4 | 2363,5±0,3 | 2363,5±0,3 | 1,21±0,06 | 33±2 | 32±3 | 33±3 | 3,7±0,3 | EI | 1 ⁻ | 0 ⁺ | 3432,6 | 1069,14 |
| 2399,0±0,4 | 2400,0±1,2 | 2399,0±0,4 | 0,42±0,04 | 13±2 | 12,0±1,2 | 12±1 | 3,5±0,5 | EI | 1 ⁻ | 0 ⁺ | 2399,1 | 0 |
| 2410,6±1,4 | 2412,6±0,6 | 2412,3±0,6 | 0,60±0,06 | 23±2 | 22,5±2,5 | 23±2 | 2,6±0,4 | EI | 1 ⁻ | 2 ⁺ | 2496,0 | 84,26 |
| 2423,2±1,4 | 2422,0±2,0 | 2422,8±1,2 | 0,32±0,04 | 6,5±0,2 | 9±3 | 7,5±2,0 | 4,3±1,3 | EI,E2 | | | | |
| 2437,0±1,4 | | 2437,0±1,4 | 0,27±0,05 | 3,0±1,5 | | 3,0±1,5 | 9±5 | E2,MI | (2 ⁺) | 2 ⁺ | 2521,3 | 84,26 |
| 2449,2±1,4 | | 2449,2±1,4 | 0,17±0,05 | ~2 | ~5 | 3,0±1,5 | 5,7±3,3 | EI-MI | 1 ⁺ | 2 ⁺ | 2533,1 | 84,26 |
| 2484,6±1,4 | 2495,9±0,3 | 2495,9±0,3 | 0,55±0,05 | 19,0±1,5 | 19±3 | 19±1 | 2,9±0,3 | EI | 1 ⁻ | 0 ⁺ | 2496,0 | 0 |
| 2521,3±1,4 | 2521,7±2,0 | 2521,3±1,2 | 0,30±0,04 | ~3 | ~5 | 3,0±1,5 | 10±5 | E2-M2 | (2 ⁺) | 0 ⁺ | 2521,3 | 0 |
| 2533,1±1,4 | | 2533,1±1,4 | 0,10±0,02 | ±2 | ~2 | ±2 | ±4 | ≥E2 | 1 ⁺ | 0 ⁺ | 2533,1 | 0 |
| 2556,9±1,4 | | 2556,9±1,4 | 0,16±0,03 | ±2 | ~1,8 | ±2 | ±7 | ≥MI | 1 ⁺ | 2 ⁺ | 2641,4 | 84,26 |
| 2575,3±1,4 | | 2575,3±1,4 | 0,18±0,03 | ±2 | ~5 | ±2 | ±7 | ≥MI | | | | |
| 2585,4±1,4 | | 2585,4±1,4 | 0,14±0,02 | ~4 | ~6 | 5±2 | 2,8±1,2 | EI | | | | |
| 2591,9±1,4 | | 2591,9±1,4 | 0,04±0,02 | ±2 | ~3 | ±2 | ±1 | | | | | |
| 2601,5±1,4 | | 2601,5±1,4 | 0,07±0,02 | ±2 | ~10 | ±2 | ±2 | | | | | |
| 2616,2±1,4 | 2615,0±1,5 | 2615,6±1,0 | <0,017 | ~4 | ~1 | 2±1 | | (E1) | | | | |
| 2641,7±1,4 | | 2641,7±1,4 | 0,19±0,03 | ±2 | ~2 | ±2 | ±8 | ≥MI | 1 ⁺ | 0 ⁺ | 2641,4 | 0 |
| 2654,1±1,4 | | 2654,1±1,4 | 0,10±0,03 | ±2 | ~2 | ±2 | ±3,5 | ≥E2 | | | | |
| 2663,4±0,6 | 2663,5±0,3 | 2663,5±0,3 | 0,67±0,09 | 33±2 | 32±3 | 33±2 | 2,0±0,3 | EI | 1 ⁻ | 2 ⁺ | 2747,8 | 84,26 |
| 2691,0±1,5 | 2691,0±1,3 | 2691,0±1,0 | 1,29±0,07 | 52±3 | 52±3 | 52±3 | 2,4±0,20 | EI | 2 ⁻ | 2 ⁺ | 2775,3 | 84,26 |
| 2698,2±1,5 | 2698,4±0,6 | 2698,4±0,6 | 0,80±0,16 | 14,5±2,0 | ~12 | 14,5±2,0 | 5,5±1,4 | E2,MI | 1 ⁺ | 2 ⁺ | 2782,6 | 84,26 |
| 2747,8±0,6 | 2747,8±0,3 | 2747,8±0,3 | 1,26±0,15 | 48±3 | 44±5 | 47±3 | 2,7±0,4 | EI | 1 ⁻ | 0 ⁺ | 2747,8 | 0 |
| 2782,2±0,6 | 2782,6±0,3 | 2782,6±0,3 | 1,35±0,07 | 23±3 | 24±3 | 23±2 | 5,9±0,6 | MI | 1 ⁺ | 0 ⁺ | 2782,6 | 0 |
| 2845,5±1,5 | 2845,2±0,3 | 2845,2±0,3 | 0,97±0,12 | 42±3 | 40±4 | 41±3 | 2,4±0,3 | EI | 1 ⁻ | 2 ⁺ | 2929,6 | 84,26 |
| 2855,8±1,5 | 2854,5±1,2 | 2855,0±1,0 | 0,22±0,06 | 9±2 | 8±3 | 8,5±2,0 | 2,6±1,0 | EI | 1 ⁻ | 2 ⁺ | 2939,2 | 84,26 |
| 2881,9±1,2 | 2881,6±0,6 | 2881,6±0,6 | 1,02±0,06 | 21,0±1,5 | 19±3 | 20,5±1,5 | 5,0±0,5 | MI | 1 ⁺ | 2 ⁺ | 2965,3 | 84,26 |
| 2929,2±0,7 | 2929,1±0,7 | 2929,2±0,5 | 0,36±0,03 | 14±2 | 16±3 | 14,5±2,0 | 2,5±0,4 | MI | 1 ⁻ | 0 ⁺ | 2929,6 | 0 |
| 2939,2±0,6 | 2939,3±0,3 | 2939,3±0,3 | 0,83±0,04 | 34±3 | 35±4 | 34,5±2,5 | 2,4±0,2 | EI | 1 ⁻ | 0 ⁺ | 2939,2 | 0 |
| 2947,2±0,6 | 2947,7±0,6 | 2947,5±0,4 | 0,34±0,03 | 11,5±1,5 | 13±2 | 12±1,5 | 2,8±0,5 | EI,E2 | 1 ⁻ | 0 ⁺ | 2947,5 | 0 |
| 2956,2±1,2 | 2957,3±1,2 | 2956,7±0,9 | 0,09±0,03 | ~5 | ~5 | 4±2 | 2,5±1,4 | EI(E2) | | | | |
| 2965,0±0,6 | 2965,2±0,3 | 2965,2±0,3 | 1,45±0,08 | 2 | | | | | | | | |

| I | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | |
|------------|------------|------------|-------------|-----------|---------|-----------|---------|--------|-------------------|----------------|----------------|--------|-------|
| 3147,2±1,0 | 3147,0±1,5 | 3147,2±0,9 | 0,135±0,017 | 4,8±0,5 | 4,0±0,8 | 4,6±0,4 | 3,0±0,5 | E2(M1) | I ⁺ | 0 ⁺ | 3148,3 | 0 | |
| 3160,4±1,2 | 3161,0±1,5 | 3160,6±1,0 | ~0,02 | 1,5±0,5 | 2,2±0,5 | 1,5±0,5 | 1,3±0,8 | E1 | I ⁻ | 2 ⁺ | | | |
| 3164,3±1,0 | 3165,0±1,5 | 3164,5±0,9 | 0,04±0,02 | 1,5±0,5 | | 1,5±0,5 | 2,7±1,5 | E1-M1 | I ⁻ | 0 ⁺ | | | |
| 3172,7±1,0 | | 3172,7±1,0 | | | | | | | | | | | |
| 3179,2±1,5 | | 3179,2±1,5 | | | | | | | | | | | |
| 3184,0±0,9 | 3184,0±1,5 | 3184,0±0,8 | 0,084±0,008 | 1,9±0,3 | ~1,5 | 1,9±0,3 | 4,4±0,8 | M1 | I ⁺ | 0 ⁺ | 3184,1 | 0 | |
| 3190,1±1,0 | 3191,0±1,5 | 3190,4±0,9 | | 1,1±0,6 | 2,2±0,5 | 1,1±0,6 | 1,1±0,6 | | I ⁻ | 2 ⁺ | 3274,9 | 84,26 | |
| 3196,4±0,8 | 3195,0±1,5 | 3196,1±0,7 | 0,056±0,015 | 1,6±0,6 | | 1,6±0,6 | 3,5±1,6 | E1-M1 | I ⁻ | 0 ⁺ | 3195,3 | 0 | |
| 3202,6±0,7 | 3202,6±1,5 | 3202,6±0,7 | 0,097±0,015 | 1,7±0,3 | 1,5±0,5 | 1,7±0,3 | 5,7±1,3 | M2 | 0 ⁻ | 2 ⁺ | 3286,9 | 84,26 | |
| 3207,2±1,2 | | 3207,2±1,2 | | | | | | | | | | | |
| (3212,8) | | (3212,8) | | | | | | | | | | | |
| 3218,1±1,6 | | 3218,1±1,6 | | | | | | | | I ⁺ | 2 ⁺ | 3301,7 | 84,26 |
| 3236,5±2,0 | 3234±2 | 3235,3±1,5 | ≤0,006 | 0,2±0,1 | - | 0,2±0,1 | ≤6 | E1-M1 | I ⁻ | 2 ⁺ | 3274,9 | 0 | |
| 3257,9±1,0 | 3256±2 | 3257,5±0,9 | 0,022±0,010 | 0,45±0,10 | - | 0,45±0,10 | 4,9±2,7 | E2-M2 | I ⁻ | 0 ⁺ | 3274,9 | 0 | |
| 3276±2 | 3275±2 | 3275,5±1,5 | 0,012±0,004 | 0,90±0,15 | - | 0,90±0,15 | 1,3±0,5 | E1 | I ⁻ | 0 ⁺ | 3301,7 | 0 | |
| | 3295±2 | 3295,0±2,0 | ~0,05 | - | - | ~0,05 | - | - | - | - | - | - | |
| 3300±2 | 3302±2 | 3301,0±1,5 | 0,009±0,003 | ~0,2 | - | ~0,2 | 4,5±2,6 | E2-M2 | I ⁺ | 0 ⁺ | 3301,7 | 0 | |
| 3314,5±1,2 | 3314,5±1,5 | 3314,5±1,0 | 0,012±0,003 | 0,30±1,5 | - | 0,30±0,15 | 4,0±2,2 | E2, M1 | I ⁻ | 0 ⁺ | 3336,5 | 0 | |
| 3338,5±2,5 | | 3338,5±2,5 | 0,004±0,002 | - | - | - | - | - | (I ⁻) | 0 ⁺ | 3336,5 | 0 | |

Примечание: I. (а) определены I_{γ} менее: большой комpton-фон, интенсивные гамма-линии от примесных изотопов, либо пики двойного вылета
 (в) сложная линия
 (с) гамма-переход может быть расположен в двух местах схемы
 2. Данные в колонке (I) помещены для ряда гамма-переходов с округлением до 0,1 кэв.
 3. Обозначения в колонке (9) типа $\geq M1$ соответствуют тому, что мультипольность гамма-перехода может быть либо M1, либо любая другая, при которой $\sigma_{\gamma} > \sigma_{\beta} > \sigma_{\alpha} M1$.

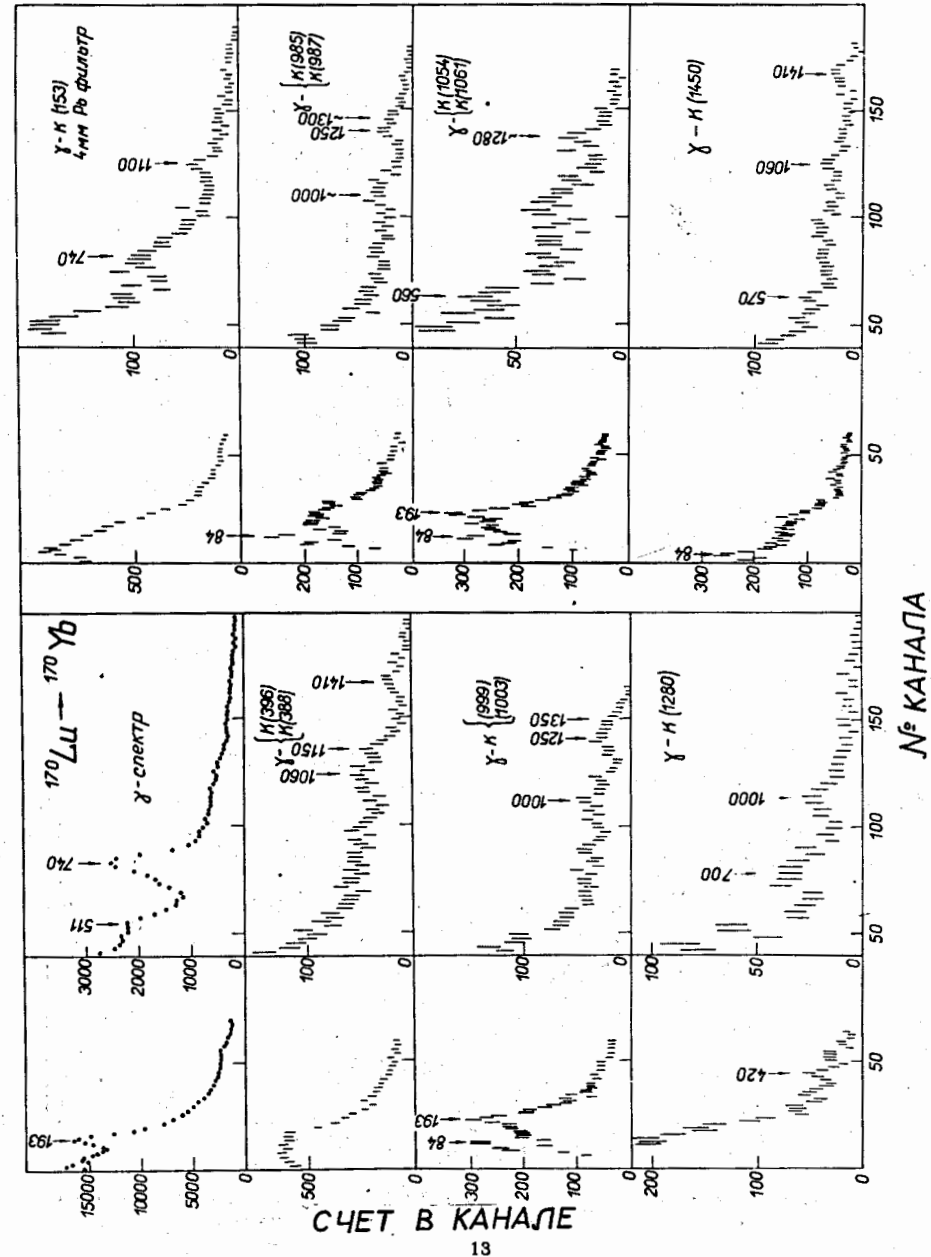


Рис. 3. Спектры совпадений $\epsilon^- - \gamma$, измеренные при помощи торондального спектрометра и гамма-спектрометра с кристаллами NaJ(Tl).

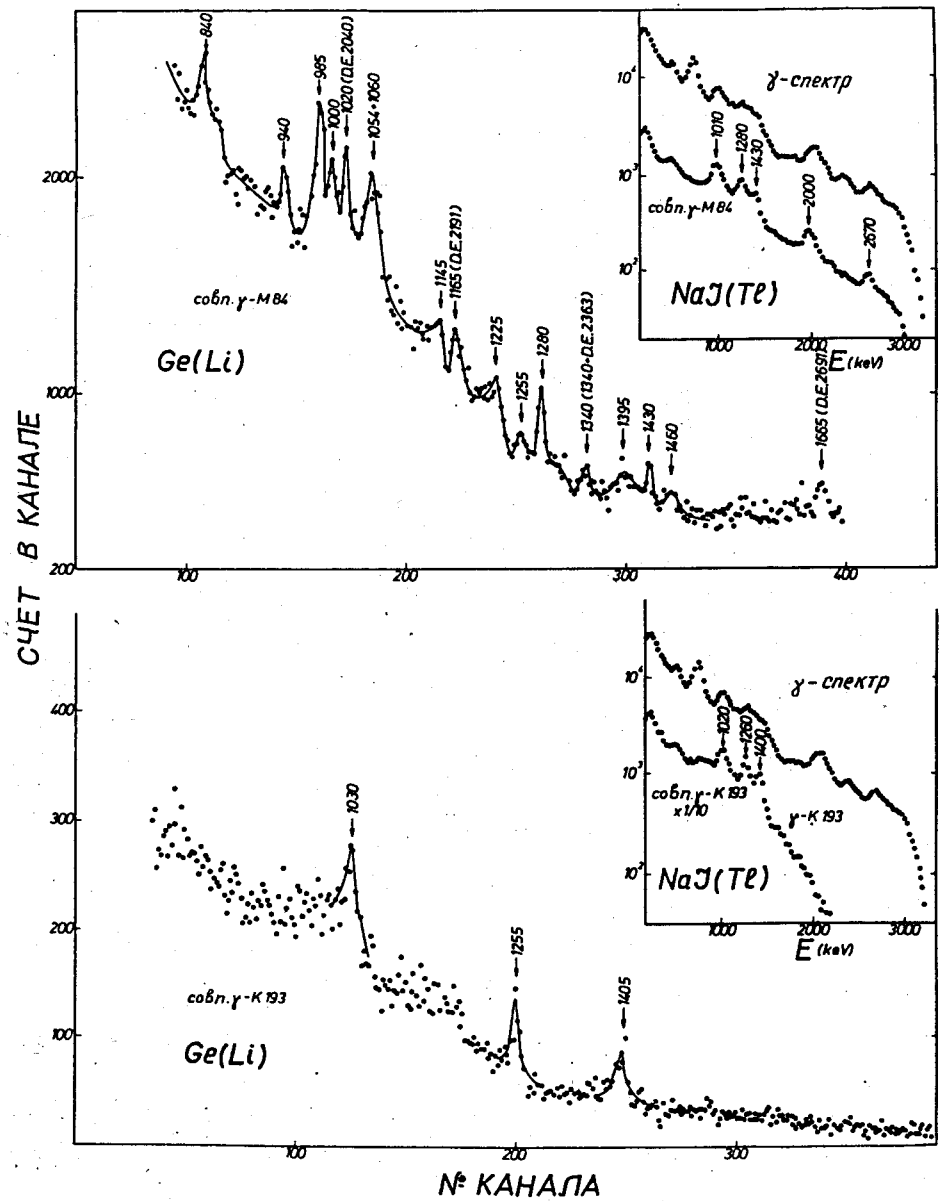


Рис. 4. Спектры совпадений $e^- - \gamma$, измеренные при помощи железного тороидального бета-спектрометра и гамма-спектрометра с Ge(Li)-детектором.

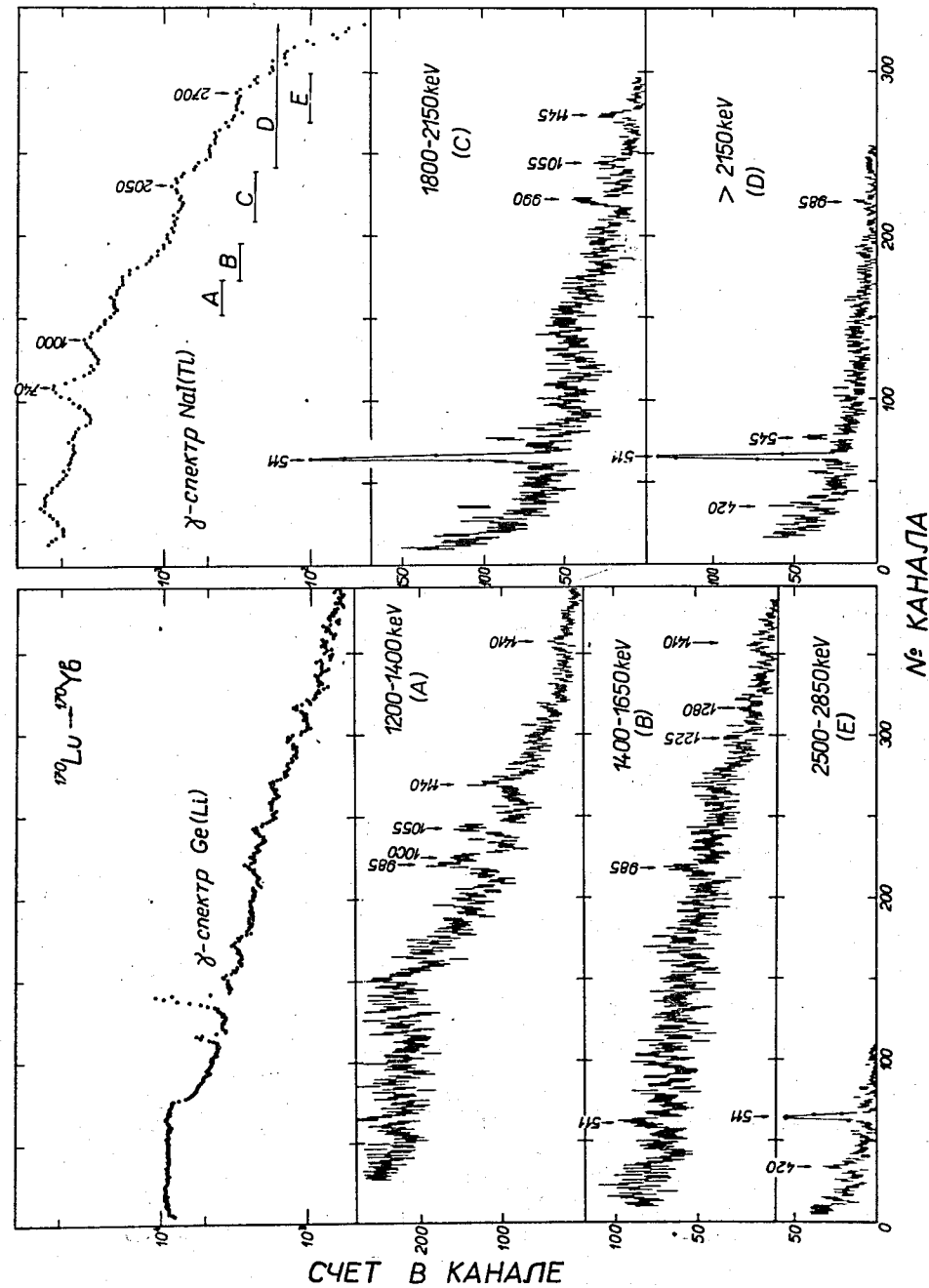


Рис. 5. Спектры совпадений $\gamma - \gamma$, измеренные на спектрометре, в одном канале которого находился кристалл NaJ(Tl) ("энергетическое окно" А, В и т.д.), в другом - Ge(Li) - детектор.

Таблица 2

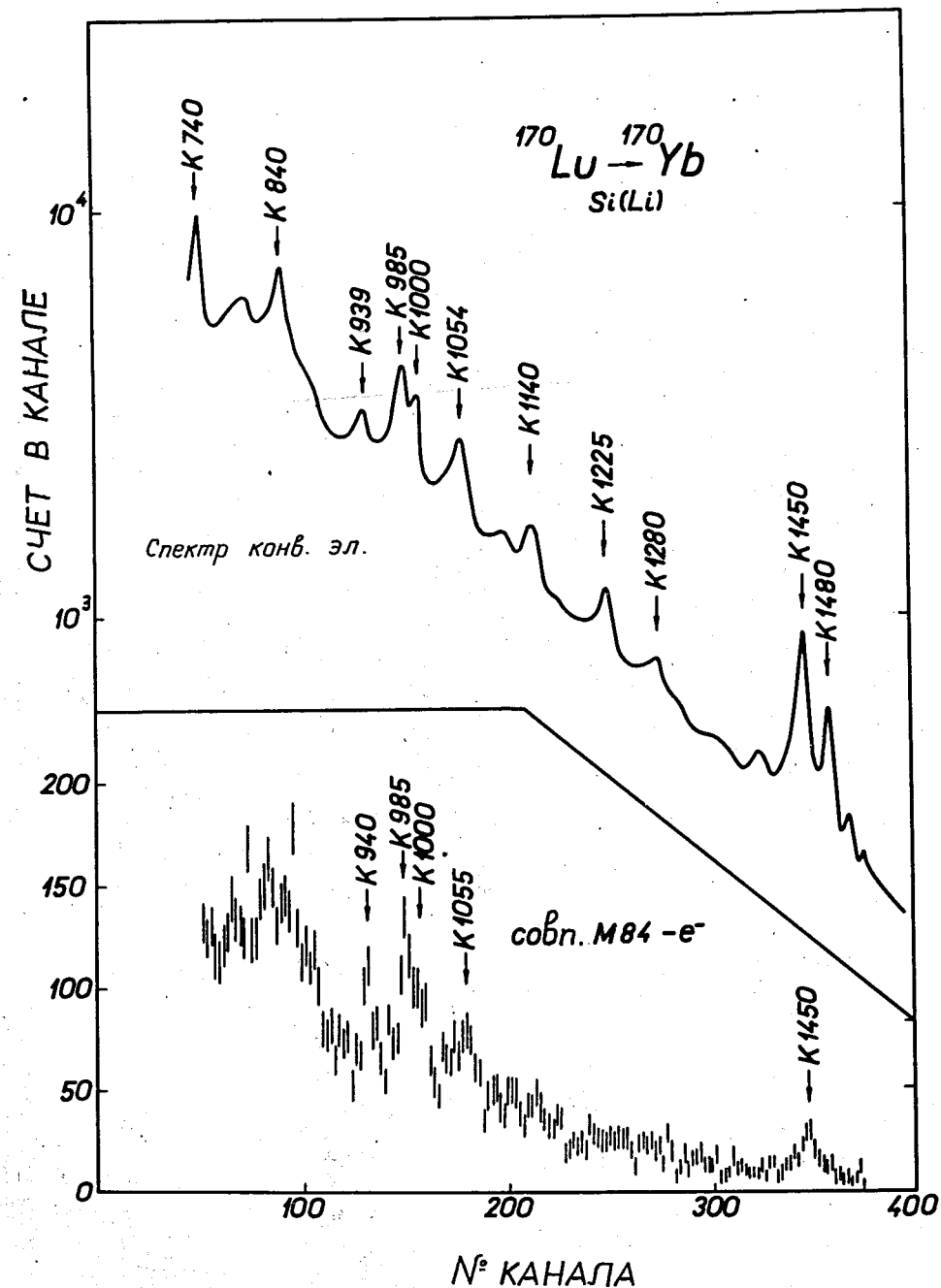
Результаты измерения спектров совпадений в ^{170}Yb .

Рис. 6. Совпадения линии М-84 кэв (тороидальный бета-спектрометр) со спектром конверсионных электронов (бета-спектрометр с Si(Li) - детектором).

| Совпадения $e^- - \gamma$ (тороид. спектр. - NaI(Tl)). | | | |
|---|-------------------------|-------------------------|--|
| Е. кэв | E_γ кэв | E_γ кэв идент. | Интерпретация каскада |
| K - 153 | 1100 | 1101,3 | |
| K + 388 396 | 1060 | 1054,0+1061,3 | 1534,16 $\xrightarrow{396,0}$ 1138,27 |
| | 1150 | 1138,2+1145,4 | 1534,16 $\xrightarrow{388,9}$ 1145,52 |
| | 1410 | 1405,0 | 2939,2 $\xrightarrow{1405}$ 1534,16 $\xrightarrow{396,0}$ 388,9 |
| K + 985 987 | 1250 | (1280,0) | 2351,2 $\xrightarrow{987}$ 1364,23 |
| | 1300 | (1364,2) | |
| K + 999 1003 | 193 | 193,5 | 2533,1 $\xrightarrow{999,3}$ (1534,16 \rightarrow) 277,8 $\xrightarrow{193,5}$ 84,26 |
| | 1000 | - | |
| | 1260 | 1280,0 | } 2367,2 $\xrightarrow{1003}$ 1364,23 |
| | 1350 | 1364,2 | |
| K - 1280 | 420 | - | |
| | 1000 | 1003,0 | 2367,2 $\xrightarrow{1003}$ 1364,23 $\xrightarrow{1280}$ 84,26 |
| K - 1450 | 84 | 84,26 | 1534,16 $\xrightarrow{1449,9}$ 84,26 |
| | 490 | 492,5 | |
| | 570 | 579,1 | 2113,3 $\xrightarrow{579,1}$ 1534,16 $\xrightarrow{1449,9}$ 84,26 |
| | 1410 | 1405,0 | 2939,2 $\xrightarrow{1405,0}$ 1534,16 $\xrightarrow{1449,9}$ 84,26 |
| Совпадения $e^- - \gamma$ (тороид. спектр. - $\text{Ge}(\text{Ge})$) | | | |
| K - 193 | 1030 | 1028,7 | 1306,15 $\xrightarrow{1028,7}$ 277,8 $\xrightarrow{193,5}$ 84,26 |
| | 1255 | 1256,3 | 1534,16 $\xrightarrow{1256,3}$ 277,8 $\xrightarrow{193,5}$ 84,26 |
| | 1405 | 1405,0 | 2939,2 $\xrightarrow{1405,0}$ (1534,16 \rightarrow) 277,8 $\xrightarrow{193,5}$ 84,26 |
| K - 1479 | 1405 | 1404,1 | 2883,6 $\xrightarrow{1404,1}$ 1479,55 $\xrightarrow{1479,5}$ 0 |
| | 1460 | 1459,9 | 2939,2 $\xrightarrow{1459,9}$ 1479,55 $\xrightarrow{1479,5}$ 0 |
| Совпадения $\gamma - \gamma$ ($\text{Ge}(\text{Ge})$ - $\text{NaI}(\text{Tl})$) | | | |
| Область энергий кэв [NaI(Tl)] | E_γ [Ge(Ge)] кэв | E_γ идентиф. кэв | Интерпретация каскада |
| 1200-1400 | 985 | 984,8 | 2363,45 $\xrightarrow{1294,5}$ 1069,14 $\xrightarrow{984,8}$ 84,26 |
| | 1000 | 1003,0 | 2367,2 $\xrightarrow{1003,0}$ 1364,23 |
| | 1055 | 1054,0+1061,3 | 2363,45 $\xrightarrow{1225,1}$ 1138,27 |
| | 1140 | 1138,2+1145,4 | 2363,45 $\xrightarrow{1217,8}$ 1145,52 |
| | 1410 | 1405,0 | 2939,2 $\xrightarrow{1405,0}$ 1534,16 $\xrightarrow{1256,3}$ 277,8 |
| 1400-1650 | 985 | (984,8) | 2496,0 $\xrightarrow{984,8}$ 1511,65 |
| | 1225 | - | |
| | 1280 | 1280,0 | 2819,3 $\xrightarrow{1455,1}$ 1364,23 $\xrightarrow{1280,0}$ 84,26 |
| | 1410 | 1405,0 | 2939,2 $\xrightarrow{1405,0}$ 1534,16 |
| 1800-2150 | 990 | 984,8 | 3099,4 $\xrightarrow{2030,8}$ 1069,14 $\xrightarrow{984,8}$ 84,26 |
| | 1055 1145 | 1054,0 1138,2 | 2947,5 $\xrightarrow{1809,7}$ 1138,27 |
| > 2150 | 420 | 419,7 | (3195,3 $\xrightarrow{419,7}$ 2775,3 $\xrightarrow{2691,0}$ 84,26) |
| | 545 | 544,2 | 2819,3 $\xrightarrow{544,2}$ 2275,1 |
| | 985 | 984,8 | 3432,6 $\xrightarrow{2363,5}$ 1069,14 $\xrightarrow{984,8}$ 84,26 |
| 2500-2850 | 420 | 419,7 | (3195,3 $\xrightarrow{419,7}$ 2775,3 $\xrightarrow{2691,0}$ 84,26) |

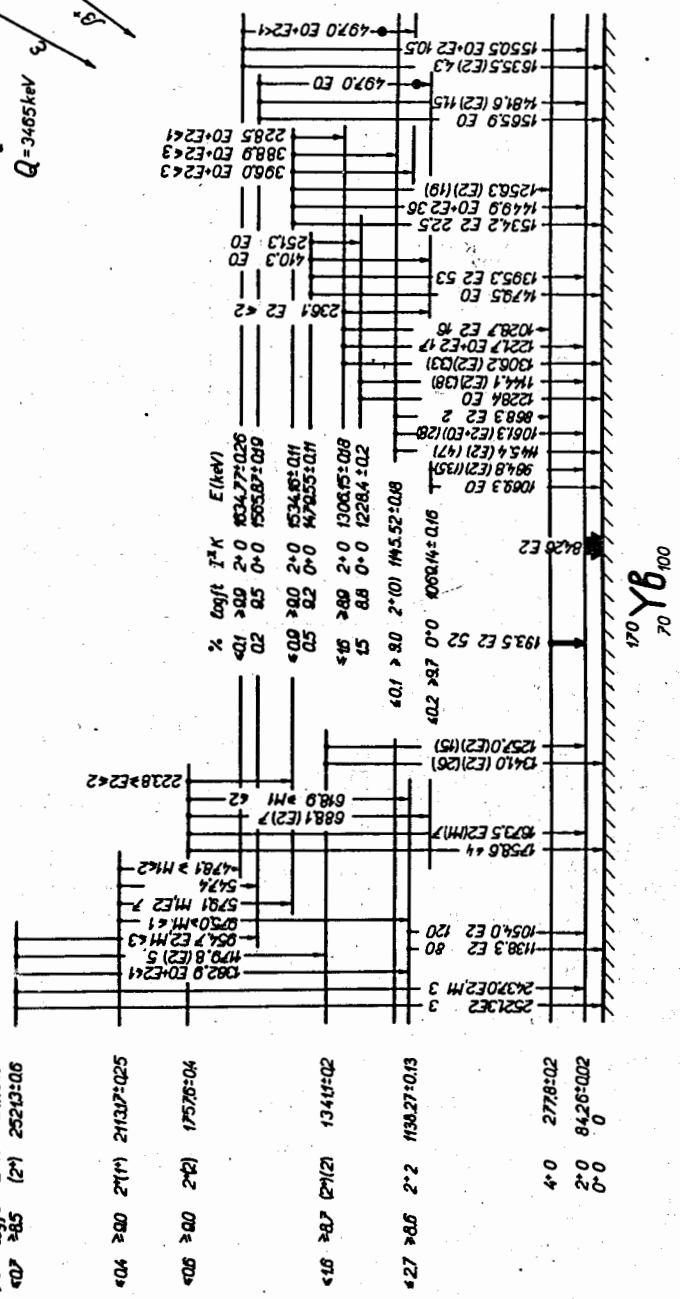
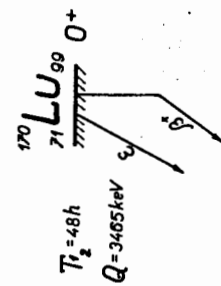
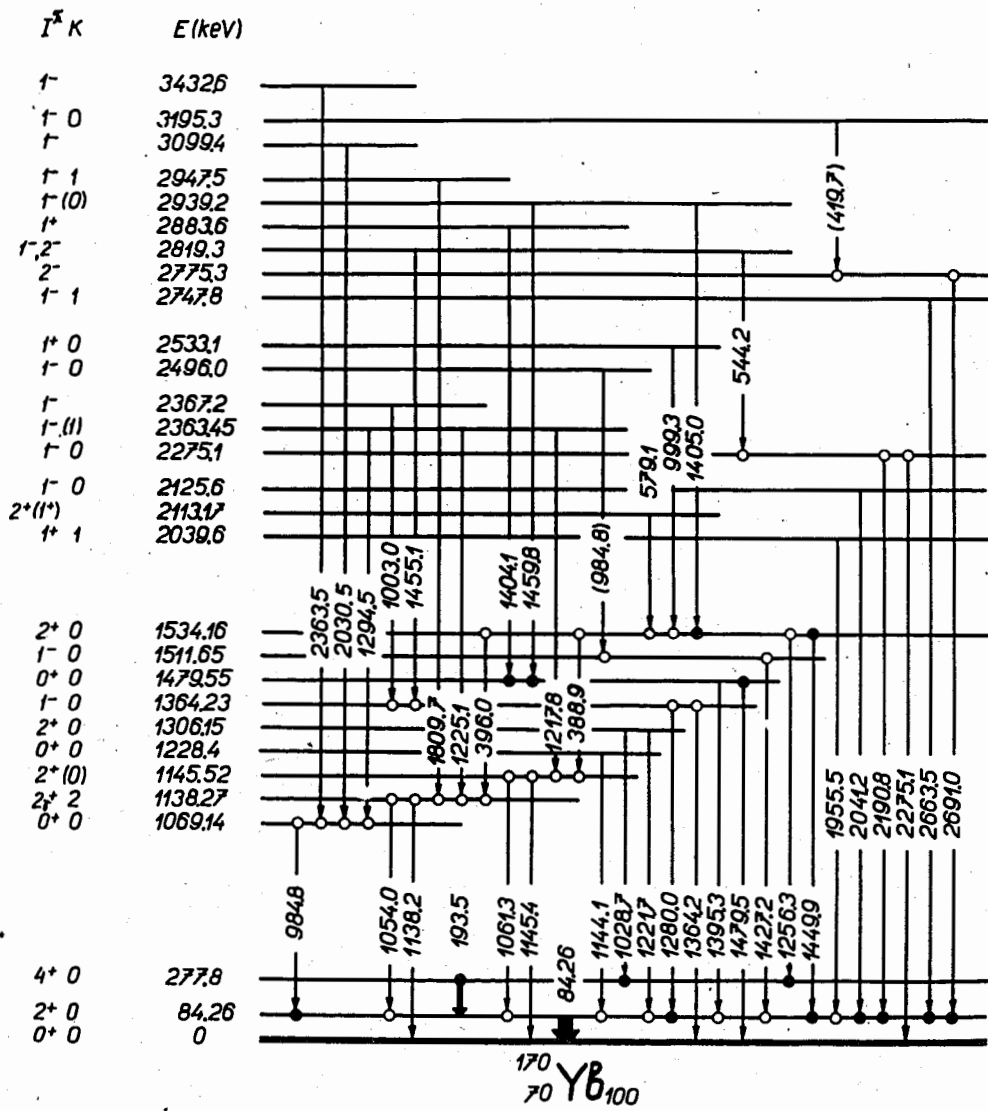
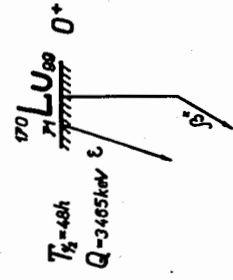
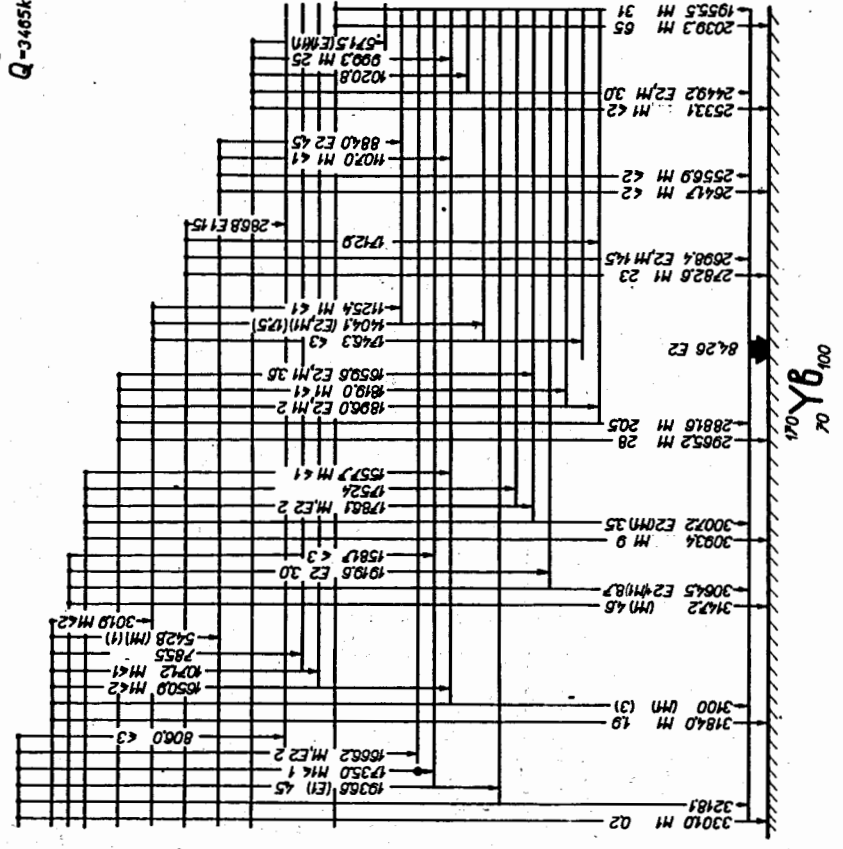


Рис. 7. Размещение каскадов в ^{170}Yb , следующих из измерений спектров совпадений. Кругок \bullet означает, что размещение гамма-перехода безусловно следует из измерений, Предполагаемые размещения обозначаются кружками \circ .

Рис. 8. Схема возбужденных состояний ^{170}Yb со спинами 0^+ и 2^+ . Для гамма-переходов, расположенных в двух местах схемы, менее вероятный случай обозначается кружком на стрелке. Для равновероятных случаев кружок ставится в двух местах. Интенсивности на гамма-переходах соответствует I_γ .



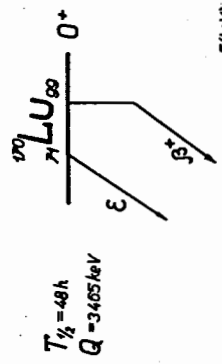
| % | log I ^k | I ^k | E(keV) |
|----|--------------------|----------------|----------|
| 05 | 72 | + | 33072±11 |
| 05 | 755 | + | 34841±07 |
| 08 | 745 | (+) | 34831±05 |
| 07 | 765 | + | 36910±08 |
| 24 | 735 | + | 20653±03 |
| 11 | 78 | + | 28838±04 |
| 23 | 765 | + | 27826±03 |
| 04 | 86 | + | 26444±03 |
| 17 | 80 | + | 25331±06 |
| 29 | 82 | + | 20309±02 |



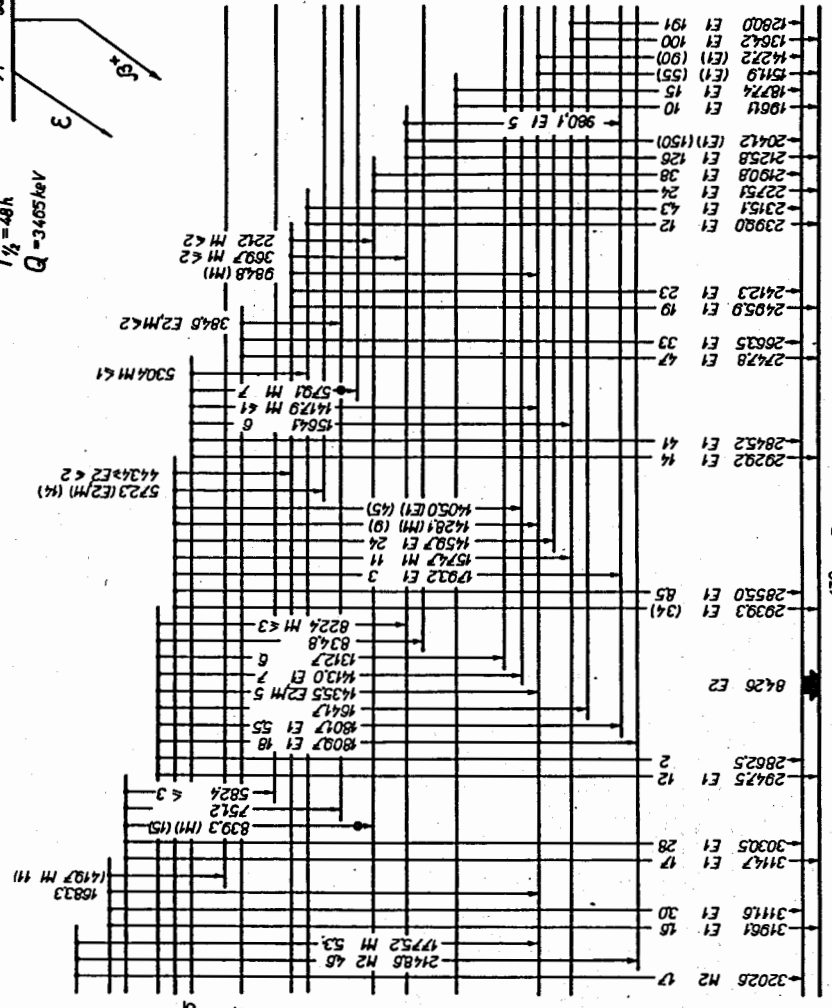
| E(keV) | I ^k | K |
|---------|----------------|-----|
| 3498.0 | + | 0 |
| 3398.1 | + | 1 |
| 2431.7 | 2(+) | 2 |
| 1999.4 | + | 0 |
| 1757.6 | 2 | (2) |
| 1634.7 | 2 | 0 |
| 1534.6 | 2 | 0 |
| 1516.5 | + | 0 |
| 1478.55 | + | 0 |
| 1364.23 | + | 0 |
| 1341.1 | 2(+) | (2) |
| 1308.65 | + | 0 |
| 1228.4 | + | 0 |
| 1145.52 | 2 | (0) |
| 1138.27 | 2 | (2) |
| 1068.4 | + | 0 |

| E(keV) | I ^k | K |
|--------|----------------|---|
| 8428 | 2+ | 0 |
| 0 | 0+ | 0 |

Рис. 9. Схема возбужденных состояний ¹⁷⁰Yb со спином 1⁺



| % | log I ^k | I ^k | E(keV) |
|-----|--------------------|----------------|------------|
| 05 | 72 | 0-0 | 32669±06 |
| 07 | 74 | + | 34053±03 |
| 02 | 71 | 0 | 3147±02 |
| 26 | 73 | (+) | 20435±04 |
| 64 | 70 | (+) | 20302±02 |
| 30 | 73 | + | 29280±025 |
| 40 | 75 | + | 274780±025 |
| 10 | 83 | (+) | 24680±03 |
| 08 | 86 | + | 23981±04 |
| 19 | 82 | 0 | 22751±02 |
| 115 | 76 | + | 212590±05 |
| 05 | 90 | + | 19994±06 |
| 41 | 83 | + | 16165±015 |
| 51 | 82 | + | 136423±1 |



| E(keV) | I ^k | K |
|--------|----------------|------|
| 27753 | 2- | 2- |
| 25331 | + | 1-1 |
| 23072 | + | 1-1 |
| 236345 | + | 1-1 |
| 23512 | + | 1- |
| 21317 | 2(+) | 2(+) |
| 163477 | 2+0 | 2+0 |
| 153416 | 2+0 | 2+0 |
| 147955 | 0+0 | 0+0 |
| 130615 | 2+0 | 2+0 |
| 114552 | 2+0 | 2+0 |
| 113827 | 2+2 | 2+2 |

| E(keV) | I ^k | K |
|--------|----------------|-----|
| 8428 | 2+0 | 2+0 |
| 0 | 0 | 0 |

Рис. 10. Фрагмент схемы возбужденных состояний ¹⁷⁰Yb с отрицательной чётностью (1-ая часть).

Схема распада

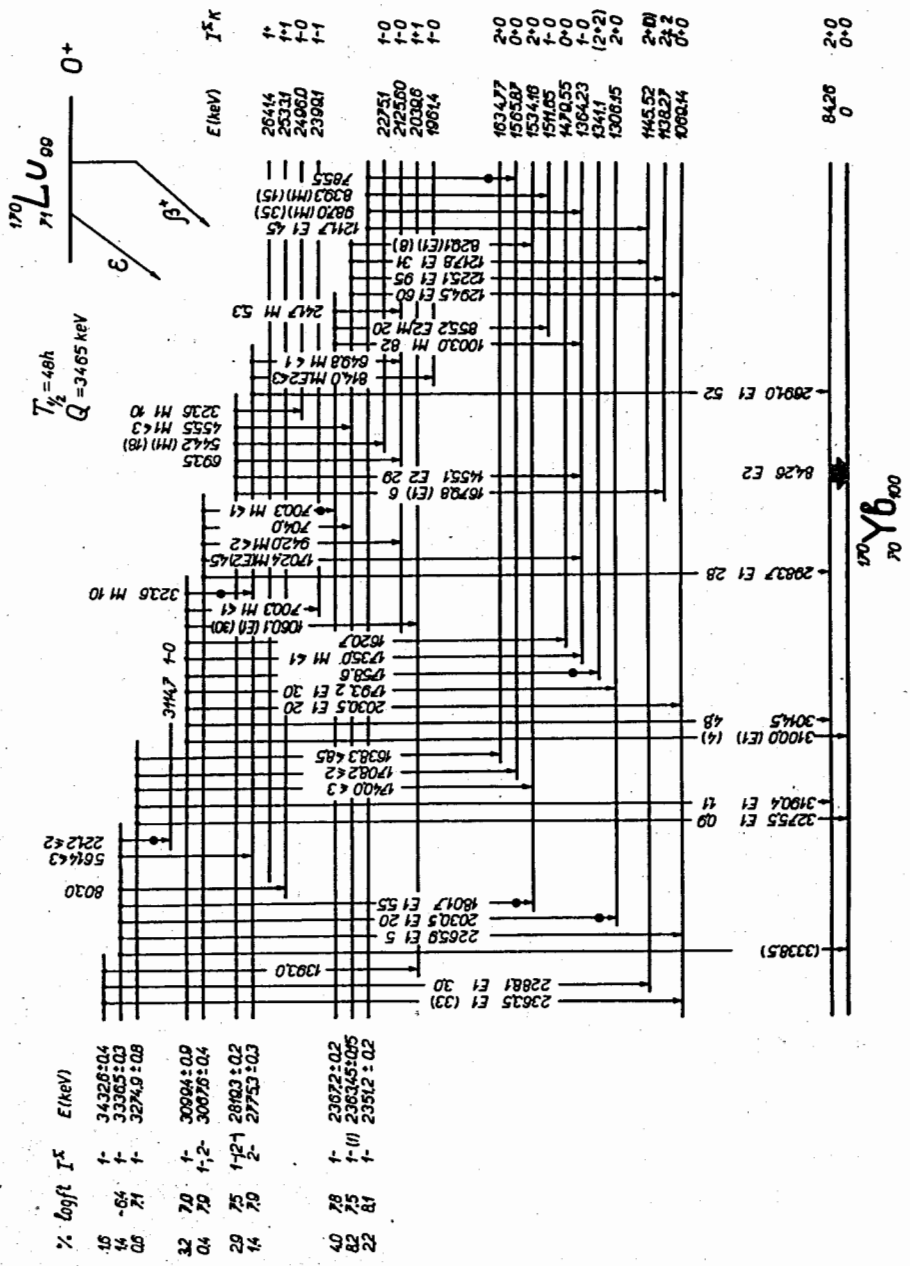


Рис. 11. Фрагмент схемы возбужденных состояний ^{170}Yb с отрицательной четностью (2-ая часть).

При построении схемы уровней ^{170}Yb за основу принимались: энергетический баланс, совместимость мультипольностей гамма-переходов, разряжающих определенный уровень, подтверждение измерениями спектров совпадений (или, по крайней мере, непротиворечие этим данным), баланс интенсивности, наличие для большинства состояний высокой энергии пары гамма-переходов на уровни 0^+ , 2^+ полосы основного состояния. В виду обширности схемы уровней ^{170}Yb мы приводим ее в виде четырех фрагментов (рис. 8-11). Предлагаемая нами схема уровней ^{170}Yb имеет некоторое отличие по сравнению с опубликованными ранее в работах^{1,3/}: уточнены энергии возбужденных состояний, изменены квантовые характеристики ряда уровней, изменен способ разрядки многих состояний, введены новые уровни, следующие в основном из измерения спектров совпадений.

Уровни типа $I^\pi = 0^+$

В ^{170}Yb обнаружено четыре уровня со спином 0^+ : 1069,14; 1479,55; 1565,87^{1/} и 1228,4 кэВ^{2/}. Это подтверждается еще раз и нашими данными.

Большое число 0^+ - состояний известно пока в немногих ядрах, и вопрос о природе этих возбуждений вызывает в настоящее время несомненный интерес. Очевидно, что наличие нескольких 0^+ - состояний невозможно объяснить в рамках коллективной модели, которая предсказывает существование только двух возбуждений типа 0^+ (бета-вибрационного и гамма-вибрационного). Микроскопическая теория не имеет такого ограничения. Существует несколько типов расчёта 0^+ состояний при разных физических предпосылках: рассматриваются бета-вibrации как суперпозиция двухквазичастичных состояний и остаточного квадруполь-квадрупольного взаимодействия, бета-вibrации с учётом спин-квадрупольных сил, парные vibrации, когерентные парные флюктуации (ссылки можно найти в обзоре^{8/}). Однако только в работе Пятова и Кулиева^{9/} имеются численные расчёты для ряда состояний 0^+ в ^{170}Yb .

Величиной для сравнения эксперимента и теории может служить безразмерный параметр X , значение которого может свидетельствовать об определенной природе 0^+ -состояния. Формула для X имеет следующий вид:

$$X = \frac{B(E0, 0^+ \rightarrow 0^+_g)}{B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+_g)} = \frac{2,54 \cdot 10^9 A^{4/3} E_{\gamma E2}^5}{\Omega_k} \times \frac{I_k(0^+ \rightarrow 0^+_g)}{I_{\gamma}(0^+ \rightarrow 2^+_g)}$$

где A - массовое число ядра, $E_{\gamma E2}$ - энергия гамма-перехода в Мэв, Ω_k - параметр, определенный по формуле:

$$\Omega_k = \frac{a^2}{36} \cdot \frac{1+\gamma}{\Gamma(2\gamma+1)} \cdot \frac{\rho(\omega+\gamma)}{a z} (2a z R)^{2\gamma+2} F(z, \rho),$$

где:

$$\gamma = \sqrt{1 - (a z)^2},$$

$$R = r_0 A^{1/3}, \quad r_0 = 1,22 f,$$

Γ - гамма-функция,

$$\omega = \frac{E_k}{m_0 c^2} + 1, \quad \rho = \sqrt{\omega^2 - 1}, \quad E_k \equiv E_k^{0^+}$$

$F(z, \rho)$ - функция, учитывающая влияние электрического поля атома на вылетающий электрон конверсии.

Сравним экспериментальные значения X с теоретическими (табл. 3). Для первого 0^+ состояния мы даем только оценку параметра X и сделать какие-либо выводы здесь трудно. Для двух следующих величин X видно, что нет однозначного согласия ни с одной схемой расчёта. Возможно, расхождение с колонкой (в) связано с неточным подбором параметров расчёта в работе/9/ для ^{170}Yb . По-видимому, по этой же причине расчётные значения энергий 0^+ -уровней завышены по сравнению с экспериментом. При учёте более сильного спин-квадрупольного взаимодействия величины энергий в колонке (в) могли бы стать ниже.

Таблица 3
Энергии и параметры X 0^+ - состояния

| Эксперимент | Теория /9/ | | | | | | |
|-------------|-----------------------|---------------|----------------------|------|----------------------|------|--|
| | Ω_k | X | (а) | | (в) | | |
| | | | Е _{ур.} Мэв | X | Е _{ур.} Мэв | X | |
| Е ур. КэВ | | | | | | | |
| 1069,14 | 1,03.10 ¹¹ | $\geq 0,0027$ | 1,34 | 0,15 | 1,24 | 0,14 | |
| 1228,4 | 1,18.10 ¹¹ | 0,096±0,020 | 1,61 | 0,03 | 1,53 | 0,29 | |
| 1479,55 | 1,4.10 ¹¹ | 1,02±0,10 | 1,82 | 4,40 | 1,63 | 0,05 | |
| 1565,87 | 1,51.10 ¹¹ | 0,93±0,14 | - | - | - | - | |

(а) - соответствует расчету с учетом парных вибраций

(в) - соответствует учету спин-квадрупольного взаимодействия

Для бета-вибрационного состояния модель Давыдова^{/10/} предсказывает $X = 0,4$ при $\beta = 0,3$. Ближе всего к этой величине параметр X для состояния 1565,87 кэв.

Бета-переходы ^{170}Lu на 0^+ - уровни запрещены по изобарному спину. В работах^{/6,7/} исследовался бета-распад ^{170}Lu на основное состояние ^{170}Yb . Величины $\log ft$, полученные в них, равны 9,65 и $> 9,5$, соответственно. Из наших данных следует, что $\log ft$ для бета-переходов на возбужденные 0^+ - состояния имеют подобные же величины (рис. 8). Заметное уменьшение $\log ft$ наблюдается только для уровня 1228,4 кэв. Возможно, это связано с неполнотой схемы распада: размещены еще не все гамма-переходы с заметной интенсивностью.

На каждом состоянии 0^+ в ^{170}Yb были введены^{/1,3/} ротационные состояния 2^+ . Основаниями для этого введения могут служить: 1) способ разрядки уровней 2^+ , 2) близость к единице величины s - отношения параметров X для 0^+ и 2^+ состояний, 3) величина инерционного параметра.

Рассмотрим полосы с $K^\pi = 0^+$ в ^{170}Yb .

1. В работе^{/3/} предполагалось, что ротационным состоянием 2^+ на состоянии 0^+ 1069,14 кэв является уровень с энергией 1145,52 кэв. Величина инерционного параметра не противоречит этому предположению. Квантовое число "К" этого уровня трудно определить из экспериментальных данных, т.к. интенсивность гамма-перехода 1061,3 кэв, идущего с него на 2^+ , известна неточно. В спектрах гамма-лучей наблюдается сложный пик $\gamma_{1061,3} + \gamma_{1060,1}$ кэв. При самых разных предположениях о мультипольности $\gamma_{1060,1}$ кэв мультипольность $\gamma_{1061,3}$ кэв может быть $E2$, $M1$ либо $E0+E2$. Правила Алаги лучше всего выполняются для случая $E2$ гамма-перехода 1061,3 кэв (т.е. $K=2$). Однако это нельзя считать веским аргументом, т.к. очень близко к уровню 1145,52 кэв лежит гамма-вибрационное состояние 1138,27 кэв, и, естественно, смешивание состояний будет велико. Более того, случаи $K=2$ или 1 для уровня 1145,52 кэв следует исключить исходя из теоретических соображений. Согласно работе Пягова и Чернея^{/11/}, второй уровень $I^\pi K = 2^+, 2$ в ^{170}Yb не может иметь такую малую энергию и быть так близко рас-

положенным к первому состоянию $I^\pi K = 2^+, 2$ (таблица 8). Значение $K=1$ исключается на том основании, что в этом случае должен существовать основной уровень $K=1^+, 1$, а, согласно современным теориям, возбуждения типа 1^+ двухквaziчастичные и должны находиться выше энергетической щели (т.е. при энергиях ≥ 2 Мэв для ^{170}Yb). Следовательно, остается только $K=0$, чему не противоречит также возможный тип мультипольности $E0+E2$ гамма-перехода 1061,3 кэв.

2. Для полосы на уровне 0^+ 1228,4 кэв вполне удовлетворительно выполняются условия (1), (2) (таблица 4): отступление от правил Алаги для $K=0$ невелико, S в пределах погрешности совпадает с единицей.

3. Ротационная полоса на 0^+ состоянии 1479,55 кэв наиболее полно удовлетворяет условиям (1), (2) (таблица 4). По-видимому, в этом случае смешивание состояний ничтожно. Значительное увеличение момента инерции может быть связано с большой долей примеси двухквaziчастичного состояния.

4. Мы полагаем, что ротационным состоянием 2^+ на 0^+ состоянии 1565,87 кэв может быть уровень с энергией 1634,77 кэв. Разрядка его на уровни 0^+ и 2^+ осуществляется гамма-переходами 1635,5 кэв ($E2$) и 1550,5 кэв ($E0+E2$). На уровень 4^+ с него должен был бы идти гамма-переход с энергией 1357 кэв. Хотя этот слабый пик не наблюдается в спектрах, однако, оценка, сделанная для него С.А.Шестопаловой ($I_k < 0,7$), не приводит к резкому нарушению правил интенсивности (таблица 4). Не противоречит этому предположению и величина инерционного параметра. Как и для других состояний 0^+ , в данном случае наблюдается увеличение момента инерции по сравнению с моментом инерции основного состояния.

Величина S получается для этой полосы малой, однако, не исключено, что это может быть обусловлено смешиванием состояний.

Итак, наши данные согласуются с выводами работ^{/1,3/} за исключением полосы на состоянии 0^+ 1565,87 кэв. В работе^{/3/} за второе состояние 2^+ в этой полосе принимался уровень с энергией 1657 кэв, который вообще не находит веских подтверждений в наших результатах.

Таблица 4
Ротационные полосы с $K^\pi = 0^+$ в ^{170}Yb

| Ротационные полосы с $K^\pi = 0^+$ в ^{170}Yb | | $\mathcal{J} = \frac{E(2^+)}{\mathcal{J}_g} = \frac{E(2^+) - E(0^+)}{E(2^+) - E(0^+)}$ | $S = \frac{X_{0^+}}{2 X_{2^+}}$ | $R_1 = \frac{B(E2)_{2^+ \rightarrow 2^+}}{B(E2)_{2^+ \rightarrow 0^+}}$ | $R_2 = \frac{B(E2)_{2^+ \rightarrow 4^+}}{B(E2)_{2^+ \rightarrow 2^+}}$ | $R_3 = \frac{B(E2)_{2^+ \rightarrow 4^+}}{B(E2)_{2^+ \rightarrow 0^+}}$ |
|---|-------------------------|--|---------------------------------|---|---|---|
| E (0 ⁺) кэВ | E (2 ⁺) кэВ | | | | | |
| 1069,14 | 1145,52 | 1,103±0,004 | ≤ 12,8 | 1,55 ^{+0,70} _{-0,50} | 0,11 ^{+0,08} _{-0,06} | 0,17 ^{+0,13} _{-0,10} |
| 1228,4 | 1306,15 | 1,084±0,004 | 0,72±0,26 | 0,7±0,3 | 2,2 ^{+1,1} _{-0,6} | 1,6 ^{+0,3} _{-0,2} |
| 1479,55 | 1534,16 | 1,543±0,005 | 0,99±0,25 | 2,1 ^{+0,8} _{-0,6} | 1,4 ^{+0,6} _{-0,5} | 2,3 ^{+1,0} _{-0,7} |
| 1565,87 | 1634,77 | 1,223±0,005 | 0,17±0,07 | 3 ± 1 | < 0,9 | < 2,5 |

Примечание: по правилам Алаги для $K=0$ $R_1 = 1,45$, $R_2 = 1,8$; $R_3 = 2,6$

Таблица 5
Относительные приведенные вероятности M1-переходов
с уровней типа 1^+ .

| E _{ур.} кэВ | 2039,6 | 2533,1 | 2782,6 | 2965,3 | 3091,9 |
|---|-----------|--------|-----------|-----------|-----------|
| $\frac{B(M1) 1^+ \rightarrow 2^+}{B(M1) 1^+ \rightarrow 0^+}$ | 0,54±0,14 | ≥ 1,0 | 0,69±0,12 | 0,78±0,10 | 0,40±0,09 |
| "К" | I | 0 | I | I | I |

Таблица 6
Уровни $I^{\pi} = 1^{+}$ в ^{170}Yb

| Теория [12] | | | | Эксперимент. | | | Тип |
|------------------|-----------|-------------------|---|------------------|-----------|-----------|-------------------|
| Энергия ур.(кэВ) | K^{π} | $B(M1)$ | структура состояний | энергия ур.(кэВ) | K^{π} | $\log ft$ | β -перехода |
| 2,35 | 1^{+} | 1,2 | ~99% $pp\{[514]_{\uparrow} - [523]_{\downarrow}\}$ | 2,039 | 1^{+} | 8,2 | $ah(F)$ |
| 2,43 | 1^{+} | $4 \cdot 10^{-3}$ | ~99% $nn\{[633]_{\uparrow} - [642]_{\uparrow}\}$ | | | | $ah(N)$ |
| 2,5 | 0^{+} | 0,03 | 99% $nn\{[523]_{\downarrow} - [512]_{\uparrow}\}$ | 2,533 | 0^{+} | 8,0 | $ah(F)$ |
| 2,61 | 1^{+} | 0,13 | 97% $pp\{[411]_{\uparrow} - [411]_{\downarrow}\}$ | 2,641 | | 8,6 | $ah(F)$ |
| 2,72 | 1^{+} | - | ~100% $pp\{[404]_{\uparrow} - [402]_{\uparrow}\}$ | 2,782 | 1^{+} | 7,65 | $ah(N)$ |
| 2,74 | 1^{+} | 10^{-5} | ~100% $nn\{[514]_{\downarrow} - [512]_{\uparrow}\}$ | | | | $ah(F)$ |
| 2,81 | 1^{+} | 0,03 | 79% $nn\{[521]_{\uparrow} - [521]_{\downarrow}\}$ | 2,883 | | 7,8 | $ah(N)$ |
| | | | 13% $nn\{[512]_{\uparrow} - [521]_{\uparrow}\}$ | | | | |
| | | | 5% $nn\{[624]_{\uparrow} - [633]_{\uparrow}\}$ | | | | |
| 2,93 | 1^{+} | 0,01 | 77% $nn\{[512]_{\uparrow} - [521]_{\uparrow}\}$ | 2,965 | 1^{+} | 7,35 | $ah(N)$ |
| | | | 17% $nn\{[624]_{\uparrow} - [633]_{\uparrow}\}$ | | | | |
| 2,99 | 1^{+} | 0,3 | 87% $nn\{[624]_{\uparrow} - [633]_{\uparrow}\}$ | 3,092 | 1^{+} | 7,65 | $ah(N)$ |
| | | | 13% $pp\{[404]_{\downarrow} - [413]_{\downarrow}\}$ | | | | |
| 3,03 | 1^{+} | $2 \cdot 10^{-3}$ | 74% $nn\{[624]_{\uparrow} - [633]_{\uparrow}\}$ | 3,148 | | 7,45 | $ah(N)$ |
| | | | 8% $nn\{[512]_{\uparrow} - [521]_{\uparrow}\}$ | | | | |
| | | | 8% $nn\{[514]_{\downarrow} - [523]_{\downarrow}\}$ | | | | |
| 3,20 | 1^{+} | 0,01 | 86% $nn\{[514]_{\downarrow} - [523]_{\downarrow}\}$ | 3,184 | | 7,55 | $ah(N)$ |
| | | | 3% $nn\{[624]_{\uparrow} - [633]_{\uparrow}\}$ | | | | |
| 3,33 | 1^{+} | 10^{-7} | ~100% $nn\{[523]_{\downarrow} - [521]_{\uparrow}\}$ | | | | $ah(F)$ |
| 3,35 | 1^{+} | 0,6 | 99% $pp\{[402]_{\uparrow} - [411]_{\uparrow}\}$ | 3,301 | | 7,2 | $ah(N)$ |
| | | | 0,5% $pp\{[404]_{\uparrow} - [404]_{\downarrow}\}$ | | | | |
| 3,50 | 1^{+} | $3 \cdot 10^{-3}$ | - | | | | |
| 3,52 | 0^{+} | 0,02 | - | | | | |

ПРИМЕЧАНИЕ: 1) $B(M1)$ - вероятность разрядки уровня 1^{+} на 0^{+} .
2) Символы F и N соответствуют F и N - запрету в β -распаде.
3) Конфигурация основного состояния $^{170}\text{Lu} \{p\{[404]_{\uparrow} + n\{[633]_{\uparrow}\}$

Таблица 7

Оценки относительных приведенных вероятностей
 $E2$ - переходов с уровней $1^{\pi} = 2^{+}$ 1341,0 и 1757,6 кэВ

| | Теоретические значения | | |
|---|------------------------|------------|---------|
| | $K = 2$ | $K = 1$ | $K = 0$ |
| $R_1 = \frac{B(E2) 2^{+} \rightarrow 2^{+g}}{B(E2) 2^{+} \rightarrow 0^{+g}}$ | 1341,1 кэВ | 1757,6 кэВ | 1,45 |
| | $0,8^{+1,8}_{-0,4}$ | $\geq 2,5$ | 0,4 |
| $R_2 = \frac{B(E2) 2^{+} \rightarrow 4^{+g}}{B(E2) 2^{+} \rightarrow 2^{+g}}$ | | | 1,8 |
| | $< 0,5$ | $\leq 0,2$ | 3,2 |
| $R_5 = \frac{B(E2) 2^{+} \rightarrow 4^{+g}}{B(E2) 2^{+} \rightarrow 0^{+g}}$ | | | 2,6 |
| | $< 0,4$ | - | 0,07 |

Таблица 8

Энергии первых трех состояний $1^+ K=2^+, 2$ в ^{170}Yb Энергии уровней с $1^+ K=2^+, 2$ (МэВ)

| | Теория /II/ | | | Эксперимент |
|--------------|-------------|------------|------------|-------------|
| | 5,4 4,6 | 5,7 4,5 | 6,0 4,5 | |
| $Z_i=0$ | | | | |
| $\chi_y=4,6$ | | | | |
| 1,38 | 1,32 | 1,35 | 1,29 | 1,138 |
| 1,84 | 1,81 | 1,77 | 1,69 | 1,341 |
| 2,37 | 1,90 | 1,86 | 1,85 | 1,757 |

32

 χ_i, χ_y - параметры расчета в работе /III/.Уровни типа $1^{\pi} = 1^+$

В работах /1,3/ было введено большое число возбужденных состояний 1^+ , значительная часть которых подтверждается нашими данными (рис. 9). Кроме того, на основе совпадений К-линии 1479,5 кэВ и гамма-перехода 1404,1 кэВ нами вводится новое состояние 2883,6 кэВ. Для ряда уровней 1^+ предполагается квантовое число "К" (таблица 5).

Природа возбуждений типа 1^+ объясняется в настоящее время в рамках микроскопической теории, согласно которой состояния 1^+ -двухквартичные. Частичная коллективизация их может происходить за счёт осцилляции спиновой части магнитного дипольного момента ядра. Исходя из этих предпосылок, Кулиевым и Пятовым были рассчитаны энергия и структура состояний 1^+ в ^{170}Yb /12/.

Сравним наши данные с результатами этой работы (таблица 6). Первый экспериментальный уровень 1^+ 2039,6 кэВ может соответствовать первому двухпротонному возбуждению 2,35 МэВ. Разница в энергиях для первых 1^+ состояний может быть связана с тем, что в работе /12/ не учтен эффект блокировки. Для расчетов энергий следующих состояний этот эффект уже не будет играть заметной роли. На уровень подобной структуры бета-распад ^{170}Lu сильно запрещен и, возможно, экспериментальное значение $\log ft$ могло бы быть еще больше при учете дополнительного заселения уровня сверху. Для этого состояния предсказывается наибольшая для уровней 1^+ величина $B(M1)$. Действительно, разрядка уровня 2039,6 кэВ идет только на основную полосу.

Первому двухнейтронному состоянию 2,43 МэВ нет соответствующего уровня в нашей схеме ^{170}Yb , хотя по своей структуре он должен заметно заселяться при бета-распаде ^{170}Lu . Это можно объяснить трудностями введения состояний, не имеющих разрядки на основную полосу: для этого уровня величина $B(M1)$ очень мала.

Вторым двухнейтронным состоянием 2,5 МэВ с $K^{\pi}=0^+$ может быть уровень 2533,1 кэВ. Бета-распад на него будет разрешен за счёт небольших примесей компонент /404/ и /633/. Очевидно, что здесь, как и в случае уровня 2039,6 кэВ, должно быть более сильное заселение сверху, чем имеется в нашей схеме. Бета-распад на третье возбуж-

33

денное состояние 1^+ 2641,1 кэв также осуществляется за счёт примесей конфигураций /633/ и /404/. Действительно, $\log ft$ здесь велик и заселение слабо. Для уровней 2782, 6; 2883,6 и 2965,3 кэв значения $\log ft$ хорошо соответствуют N -запрещенным бета-переходам. Состояние 3091,9 кэв имеет смешанную конфигурацию. В бета-распаде может участвовать как нейтронный, так и протонный компонент, и не исключено случайное сокращение их вкладов в вероятность бета-перехода, что может привести к малой заселенности уровня.

Уровень 3148,3 кэв представляет собой спорный случай. Наличие заметной разрядки его на основную полосу противоречит малой величине $V(M1)$. Возможно, что спин его не 1^+ : мультипольности гамма-переходов, разряжающих его, не противоречат приписанию ему $1^\pi = 2^+$, но нам кажется маловероятным заселение уровня со спином 2^+ с такой большой энергией и $\log ft = 7,45$ слишком мал для этого случая.

Слабое заселение следующих состояний 3184, и 3301,7 кэв объясняется небольшим вкладом компонент /404/ и /633/. Значения $\log ft$ для них хорошо соответствуют N -запрещенным бета-переходам.

Предсказываемые состояния 2,74 и 3,33 Мэв экспериментально обнаружить трудно, как вследствие их структуры, так и ввиду малой величины $V(M1)$.

На основании анализа таблицы 6 можно сделать вывод:

1) экспериментальные значения энергий 1^+ -состояний неплохо соответствуют теоретическим;

2) расчёт структуры 1^+ -состояний в работе /12/ хорошо объясняет большие значения $\log ft$ для разрешенных бета-переходов ^{110}Lu .

Уровни типа $1^\pi = 2^+$

В схеме ^{170}Yb мы предполагаем существование нескольких состояний со спином 2^+ (рис. 8). Бета-распад ^{170}Lu на них маловероятен ($\log ft \approx 11$) и заселение будет осуществляться каскадами сверху. Действительно, все рассматриваемые здесь уровни имеют большие $\log ft$.

В работе /1/ наблюдали состояние 1341,1 кэв со спином 2^+ . Наши данные не противоречат приписанию мультипольности $E2 \gamma$ - переходам 1341 и 1257 кэв, разряжающим этот уровень. Из разложения сложного пика в γ -спектре 1256,3 + 1257,0 кэв однозначно следует, что при мультипольности $E2 \gamma$ - перехода 1256,3 кэв, чему не противоречит его размещение, мультипольность γ - 1257 кэв может быть только $E2$. Для интенсивного γ -перехода 1341 кэв экспериментальное значение a_k в пределах погрешности не может соответствовать как случаю мультипольности $E1$, так и случаю мультипольности $E2$. Отсюда мы делаем вывод, что пик γ 1341 кэв сложный и состоит из двух γ -переходов мультипольности $E1$ и $E2, (M1)$. Разрядка уровня 1341,1 кэв на состояние 4^+_g должна была бы осуществляться γ -переходом с энергией 1063,3 кэв. Эта линия не наблюдается в спектрах и мы имеем для нее только оценку, сделанную С.А.Шестопаловой: $I_k < 0,5$, что соответствует $I_\gamma < 2$ при мультипольности $E2$. Из сравнения относительных приведенных вероятностей для уровня 1341,1 кэв с правилами Алаги (таблица 7), видно, что квантовое число "К" для этого состояния, вероятнее всего, равно 2.

Уровень с энергией 1757,6 кэв был введен в работе /3/. Спин его был определен как 1^- . Однако мультипольности γ -переходов, разряжающих его, исключают отрицательную чётность. Спин 1^+ мы также исключаем ввиду того, что энергия 1757 кэв много меньше энергии первого двухквaziчастичного возбуждения типа 1^+ (см. таблицу 6). Кроме того значение $\log ft = 9,0$ слишком велико для состояния 1^+ . Мы приписываем уровню 1757,6 кэв спин 2^+ . Разрядка его на состояние 4^+_g может осуществляться γ -переходом 1479,8 кэв, близким по энергии к γ -переходу $E0$ 1479,5 кэв.

Поскольку интенсивность γ 1479,8 кэв $I_\gamma \leq 1$, мы оцениваем R_2 и предполагаем, что квантовое число "К" для состояния 1757,6 кэв, вероятно, равно 2 (таблица 7).

Уровень 2113,17 кэв введен нами на основании совпадений $K = -1450$ кэв и $\gamma = -579$ кэв. Мультипольности гамма-переходов, разряжающих его, позволяют приписать ему спин 1^+ или 2^+ . Однако, если бы он соответствовал двухнейтронному возбуждению 1^+ (таблица 6), то на него должен был бы наблюдаться достаточно интенсивный бета-распад ^{170}Lu , что противоречит величине $\log ft = 9,0$, слишком большой для N -запрещенного бета-перехода. Первым двухпротонным состоянием 1^+ он не может быть, т.к. разрядка его не идет на основную полосу. Таким образом, более вероятно значение спина 2^+ . Состоянию 2520,1 кэв мы приписываем спин (2^+) на основании гамма-перехода 1382,9 кэв мультипольности $E0 + E2$, идущего на гамма-вибрационный уровень 1138,27 кэв. Если же этот гамма-переход лежит в другом месте схемы, то не исключено значение спина 1^+ . В работе Пятова и Чернея/11/ в рамках микроскопической теории рассчитывается последовательность первых трех состояний $I^\pi, K = 2^+, 2$ для ^{170}Yb (таблица 8). Как видно из таблицы, учёт спин-квадрупольного взаимодействия понижает значения энергий по сравнению с квадрупольным взаимодействием (первая колонка), причем тем больше, чем больший вклад дает спин-квадрупольное взаимодействие. Некоторое отличие экспериментальных энергий от теоретических может быть связано с тем, что для ^{170}Yb следовало бы взять другие величины параметров x_t, x_q , чем в работе /11/.

Уровни с $I^\pi = 0^-$

В работе /1/ наблюдали состояние $I^\pi K = 0^-, 0$ с энергией 3286,9 кэв. Это подтверждается и нашими данными (рис.10). В расчетах Соловьева и др./13/ на основе сверхтекучей модели с использованием одночастичной схемы с потенциалом Саксона-Вудса предсказывается двухпротонное состояние $K = 0$ $pp\{[411]^+ + [541]^+\}$ с энергией 3,2 - 3,4 Мэв. Не исключено, что им является уровень 3286,9 кэв.

При двухквазичастичных возбуждениях возможно расщепление полосы с $K^\pi = 0^-$:

$$I^\pi = 0^-, 2^-, 4^-, \dots \quad \text{и} \quad I^\pi = 1^-, 3^-, 5^-, \dots$$

В схеме уровней ^{170}Yb имеется состояние $I^\pi K = 1^-, 0$ 3195,3 кэв с той же заселенностью, что и уровень 3286,9 кэв. Возможно, что они имеют одну и ту же структуру и являются первыми уровнями этой расщепленной полосы. Теория предсказывает некоторое понижение за счёт спиновых эффектов полосы $I^\pi = 1^-, 3^-$ по сравнению с $I^\pi = 0^-, 2^-$, что и имеет место в данном случае.

Уровни типа $I^\pi = 1^-$

В схеме уровней ^{170}Yb проявляется много состояний со спином 1^- (рис. 10,11). Большинство из них было обнаружено в работах /1,3/. Мы вводим дополнительно ряд уровней (2351,2; 2367,2; 2947,4 и 3099,4 кэв), существование которых следует из измерения совпадений. Для многих состояний 1^- можно предположить определенные квантовые числа "K" (таблица 9), поскольку не наблюдается резких отступлений от правил Алаги.

В отличие от состояний со спином 1^+ трудно говорить об однозначной интерпретации уровней со спином 1^- , т.к. последние могут быть как двухквазичастичными, так и коллективными, проявляющимися в результате октупольных и смешанных октуполь-квадрупольных вибраций. Однако из сравнения экспериментальных результатов с расчетами Соловьева и др./13/, о которых упоминалось в предыдущем разделе, видно, что несмотря на обилие состояний 1^- в ^{170}Yb только некоторые из них (таблица 10) могут соответствовать теоретическим как по энергии (минимальная точность определения энергий в работе /13/ 150 кэв), так и по типу бета-перехода на них. Не исключено, что экспериментальные состояния типа 1^- , приведенные в таблице 10, имеют двухквазичастичную структуру.

Уровни типа $I^\pi = 2^-$

В ^{170}Yb мы наблюдаем состояние 2775,3 кэв со спином 2^- и состояния 2819,3 и 3067,6 кэв, у которых спин 2^- не исключается. Первые

Таблица 9
Относительные приведенные вероятности E1-переходов
с уровней типа 1⁻.

| Е ур. кэВ | $R = \frac{B(E1) 1^- \rightarrow 2^+_g}{B(E1) 1^- \rightarrow 0^+_g}$ | "R" |
|-------------|---|-----|
| I364,23 | 2,32±0,35 | 0 |
| I511,65 | 1,95±0,48 | 0 |
| I961,4 | 1,72±0,41 | 0 |
| 2I25,60 | 1,35±0,40 | 0 |
| 2275,1 | 1,77±0,18 | 0 |
| 2363,45 (a) | 0,62±0,12 -0,19 | 1 |
| 2399,1 | 0,4±0,1 | 1 |
| 2496,0 | 1,34±0,20 | (0) |
| 2747,8 | 0,76±0,10 | 1 |
| 2929,6 | 3,1±0,5 | 0 |
| 2939,2 (b) | 2,1 ± 0,8 | (0) |
| 2947,5 | 0,18±0,09 | (1) |
| 3114,7 | 1,8±0,3 | 0 |
| 3195,3 | 2,1±1,2 | 0 |

(a) "R" для уровня 2363,45 кэВ определено из разрядки его на полосу I069,14 кэВ (0⁺) - II45,52 кэВ (2⁺)

(b) "R" для уровня 2939,2 кэВ определено из разрядки его на полосу I479,55 кэВ (0⁺) - I534,16 кэВ (2⁺)

Таблица 10

Возможные двухквантовые состояния 1⁺ - 1⁺ в ¹⁷⁰Yb.

| теория /13/ | эксперимент | | | тип β-перехода |
|---------------------------------|-------------|-----------|--------|----------------|
| | Е ур. МэВ | Е ур. МэВ | log ft | |
| 1 ⁺ - 0 ⁻ | 2,20 (a) | 2,125 | 7,6 | 1 u |
| | 2,35 | (2,275) | 8,2 | 1 u |
| | 2,42 | 2,496 | ≤ 8,3 | 1 h |
| 1 ⁺ - 1 ⁻ | 1,86 | - | - | 1 h |
| | 2,44 | 2,399 | 8,6 | 1 h |
| | 2,70 | - | - | 1 h |
| | 2,78 (a) | 2,748 | 7,5 | 1 u |
| | 3,41 (a) | 3,432 | - | 1 h |

ПРИМЕЧАНИЕ: В работе /13/ в случаях (a) энергии определены для Z=70; A=181; σ=0,23 (параметр деформации). В остальных случаях Z=70; A=173; σ=0,26

два из них обнаружены по совпадениям. Значения $\log f_{\beta}$ для уровней 2775,3 и 3067,6 кэВ не противоречат величинам для уникальных β -переходов. Для состояния 2819,3 кэВ $\log f_{\beta}$ несколько мал и для него вероятнее значение спина 1^- .

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность химикам отдела ядерной спектроскопии ОИЯИ за выделение источников лютеция, К.Я.Громову за поддержку данной работы, Г.Хансену и Я.Жиличу за интерес к работе, Н.И.Пятову за полезные дискуссии, Е.П.Григорьеву за ценные советы, В.П.Покровскому, взявшему на себя труд прочесть нашу статью и сделавшему важные критические замечания.

Л и т е р а т у р а

1. Н.А.Бонч-Осмоловская, Я.Врзал, Е.П.Григорьев, Н.Г.Зайцева, Я.Липтак, В.Г.Тишин, Я.Урбанец. Препринт ОИЯИ Р6-3452, Дубна 1967.
2. Б.С.Джелепов, В.Е.Тер-Нерсисянц, С.А.Шестопалова. Изв. АН СССР сер. физ., 31, 1633 (1967).
3. В.А.Балалаев, Б.С.Джелепов, А.И.Медведев, В.Е.Тер-Нерсисянц, И.Ф.Учеваткин, С.А.Шестопалова. Изв. АН СССР сер. физ. 32, 730 (1968).
4. Б.С.Джелепов, В.Е.Тер-Нерсисянц, С.А.Шестопалова. Изв. АН СССР сер. физ., 33, 2 (1969).
5. В.А.Балалаев, Б.С.Джелепов, А.И.Медведев, В.Е.Тер-Нерсисянц, И.Ф.Учеваткин, С.А.Шестопалова. Тезисы докладов XIX совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. ч. 1, 123 (1969) Ереван.
6. P.G. Hansen, H.L. Nielsen, K. Wilsky, J. Treherne. Phys. Lett., 19, 304 (1965).
7. Б.С.Джелепов, Н.Г.Зайцева, О.Е.Крафт, Ю.В.Наумов, В.М.Сигалов. Изв. АН СССР сер. физ., 30, 554 (1966).
8. B.S. Dzheleпов, S.A. Shestopalova. Proc. Ser. Nucl. Structure. Dubna Symp. 1968, V.1, p.39, IAEA, Vienna (1968).
9. А.А.Кулиев, Н.И.Пятов. Изв. АН СССР сер. физ. 32, 831 (1968).

10. A.S. Davydov, V.S. Rostovsky. Nucl. Phys., 60, 529 (1964).
11. М.И.Черней, Н.И.Пятов. Изв. АН СССР сер. физ., 31, 1689 (1967).
12. С.И.Габраков, А.А.Кулиев, Н.И.Пятов. Препринт ОИЯИ, Е4-4774, Дубна 1969.
13. S.I. Fedotov, V.G. Soloviev, L.A. Malov. Contr. Int. Conf. of Properties of Nuclear States. Montreal, Canada (1969), p.36, 2-38.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 ноября 1969 года.