

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

---

СЕРИЯ:

Ядерные константы

ВЫПУСК

4 (58)

1984



# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

## Серия: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Научно-технический сборник

Выпуск 4(58)

### КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Москва

1984

#### СОДЕРЖАНИЕ

Жудов В.И., Кулаков В.М., Одинов Б.В., Панов А.Д. Вариации постоянной распада 26-минутного изомера $^{235}\text{U}$ и некоторые вопросы математической обработки кривых радиоактивного распада	3
Казарицкий В.Д. Анализ методом Монте-Карло интегральных экспериментов по выходу нейтронов под действием протонов высокой энергии	II
Абрамович С.Н., Гужовский В.Я., Жеребцов В.А., Звенигородский А.Г. Оцененные значения полных и дифференциальных сечений взаимодей- ствия протонов с ядрами $^6\text{Li}$ , $^7\text{Li}$ [реакции $^6\text{Li}(p,\alpha)^3\text{He}$ , $^6\text{Li}(p,n)^6\text{Be}$ , $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ , $^7\text{Li}(p,\alpha)^4\text{He}$ ]	17
Даутов Л.М., Журкабаев Б.Д., Каипов Д.К. Калибровочные константы изомерных сдвигов мёссбауэровских ядер	33
Джелепов Б.С., Учеваткин И.Ф., Шестопалова С.А. Ядерно-спектроскопические константы распада $^{171}\text{Lu} \rightarrow ^{171}\text{Yb}$	36
Джелепов Б.С., Учеваткин И.Ф., Шестопалова С.А. Значения ядерно-спектроскопических констант распада $^{172}\text{Lu} \rightarrow ^{172}\text{Yb}$	54
Демирханов Р.А., Дорохов В.В., Дзюя М.И., Дорохова Г.А. Масс-спектрографическое измерение масс изотопов в области от родия до ксенона ( $103 \leq A \leq 136$ )	67

**ТАЛОН ОБРАТНОЙ СВЯЗИ**  
по оценке использования статей научно-технического сборника "Вопросы атомной науки и техники", серия —

Ядерные Конспекты,  
вып. 4 (58), 1984 г.

№№	Наименование статей	Использована		Не использована	
		в разра- ботках	для об- щего оз- наком- ления	не соот- ветст- вует те- матике работ	не содер- жит но- вых прогрес- сивных решений

**Содержание**

Жудов В.И., Кулаков В.М., Одинов Б.В., Панов А.Д. Вариации постоянной распада 26-минутного изомера  $^{235}\text{U}$  и некоторые вопросы математической обработки кривых радиоактивного распада

Казарицкий В.Д. Анализ методом Монте-Карло интегральных экспериментов по выходу нейтронов под действием протонов высокой энергии

Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Жеребцов В.А., Звенигородский А.Г. Оцененные значения полных и дифференциальных сечений взаимодействия протонов с ядрами  $^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Li}$  [реакции  $^6\text{Li}(p,\alpha)^3\text{He}$ ,  $^6\text{Li}(p,n)^6\text{Be}$ ,  $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ ,  $^7\text{Li}(p,\alpha)^4\text{He}$ ]

Даутов Л.М., Журкабаев Б.Д., Каипов Д.К. Калибровочные константы изомерных сдвигов мёссбауэровских ядер

Джелепов Б.С., Учеваткин И.Ф., Шестопалова С.А. Ядерно-спектроскопические константы распада  $^{174}\text{Lu} \rightarrow ^{174}\text{Yb}$

Джелепов Б.С., Учеваткин И.Ф., Шестопалова С.А. Значения ядерно-спектроскопических констант распада  $^{172}\text{Lu} \rightarrow ^{172}\text{Yb}$

Демирханов Р.А., Дорохов В.В., Дзкуя М.И., Дорохова Г.А. Масс-спектрографическое измерение масс изотопов в области от родия до ксенона ( $103 \leq A \leq 136$ )

” ” \_\_\_\_\_ 1984 г.

Начальник ОНТИ

Примечание. Талон заполняется в 30-дневный срок после получения сборника и направляется в адрес ЦНИИатоминформа (127434, Москва, а6/ящ 971)

1151-370

Сборник подготовлен Физико-энергетическим институтом  
и Комиссией по ядерным данным

## РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор О.Д. КАЗАЧКОВСКИЙ

### НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Зам. главного редактора Б.Д. КУЗЬМИНОВ

Ф.Н. Беляев, П.П. Благоволин, В.П. Вертебный, В.Я. Головня, Ю.С. Замятнин,  
Ю.А. Казанский, С.С. Коваленко, В.Е. Колесов, В.А. Коньшин, В.Н. Манохин,  
В.И. Мостовой, Г.В. Мурадян, В.Н. Нефедов, М.Н. Николаев, Ю.П. Попов,  
Г.Я. Труханов, В.А. Толстикова, О.А. Сальников, С.И. Сухоручкин, Г.Е. Шаталов,  
Г.Б. Яньков, В.П. Ярына, М.С. Юдкевич

### КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Зам. главного редактора А.Г. ЗЕЛЕНКОВ

Б.Я. Гужовский, П.П. Дмитриев, Н.Н. Жуковский, Б.С. Ишханов, Е.Г. Копанец,  
В.М. Кулаков, И.П. Селинов, Ю.В. Сергеенков, Ю.В. Хольнов, Н.П. Чижова,  
Ф.Е. Чукреев

### ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Зам. главного редактора М.Ф. ТРОЯНОВ

И.А. Архангельский, П.П. Благоволин, А.И. Воропаев, А.Ю. Гагаринский,  
Т.В. Голашвили, Л.В. Диев, В.П. Жарков, С.М. Зарицкий, Ю.А. Казанский,  
А.А. Лукьянов, В.Г. Мадеев, В.И. Матвеев, В.А. Наумов, М.Н. Николаев,  
Р.В. Никольский, Э.Е. Петров, Г.Б. Померанцев, Л.В. Точный, В.В. Хромов,  
О.В. Шведов

Ответственный секретарь выпуска В.В. Возяков

УДК 539.163

ВАРИАЦИИ ПОСТОЯННОЙ РАСПАДА 26-МИНУТНОГО ИЗОМЕРА  $^{235}\text{U}$   
И НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ КРИВЫХ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА

В.И.Жудов, В.М.Кулаков, Б.В.Одинов, А.Д.Панов

THE DECAY CONSTANT VARIATIONS OF 26-MINUTE ISOMER  $^{235}\text{U}$  AND SOME MATHEMATICAL PROBLEMS OF RADIOACTIVE CURVE PROCESSING. The component separation method of the complex radioactive decay curve that represents sum of two curves with similar decay constants were developed. The evaluation displacement of decay constant when determining  $\lambda$  with the direct nonlinear method of least squares on original curve logarithm were determined. The displacement of this direct nonlinear method is low. The half-life difference of isomer  $^{235}\text{mU}$  introduced in  $\text{UO}_2$  and  $\text{UO}_3$  were determined.

Распад 26-минутного  $(I/2)^+$ -изомера  $^{235}\text{U}$  ( $^{235\text{mU}}$ ) представляет собой уникальный случай конверсии ядерного  $E3$ -перехода на внешних электронных оболочках атома [1,2]. Энергия возбуждения изомера составляет  $76,8 \pm 0,5$  эВ [3]. В конверсии участвуют преимущественно подоболочки урана 6p, 6d и 5f. Возмущение этих подоболочек в химических соединениях или в результате внедрения  $^{235\text{mU}}$  как примесного атома в решетку твердого тела приводит к заметным изменениям постоянной распада  $\lambda$  изомера [4-7]. Такая информация представляет интерес для выяснения особенностей процесса конверсии низкоэнергетических ядерных переходов.

В настоящей работе описаны методика обработки экспериментального материала, относящегося к измерению вариаций постоянной распада  $\lambda$ , и некоторые результаты более общего характера, относящиеся к систематическим ошибкам при различных методах математической обработки кривых распада. Приведены также данные о вариации величины  $\lambda$  для изомера  $^{235\text{mU}}$ , внедренного в окислы  $\text{UO}_2$  и  $\text{UO}_3$ , полученные с помощью разработанной методики.

Задача определения вариаций постоянной  $\lambda$  ставится как задача разделения сложной кривой распада на два компонента с близкими периодами полураспада. Предположим, что имеются два различных соединения урана 1 и 2, в состав которых могут входить (или могут быть внедрены) атомы изомера  $^{235\text{mU}}$ . Соединение 1 доступно в чистом виде, поэтому можно измерить постоянную распада  $\lambda_1$ ; соединение 2 в чистом виде недоступно, но можно получить смесь компонентов 1 и 2. Кривая распада для изомера, входящего в состав смеси, должна иметь вид  $f(t) = A_1 \exp(-\lambda_1 t) + A_2 \exp[-(\lambda_1 + \Delta\lambda)t]$ , где  $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$ ;  $A_1$  и  $A_2$  - вклады компонентов 1 и 2 в начальную интенсивность распада. Под интенсивность понимается экспериментально регистрируемое число распадов в фиксированный интервал времени  $\Delta t$ . Отношение  $A_1$  и  $A_2$  равно отношению концентраций компонентов 1 и 2 в образце.

Для определения величины  $\Delta\lambda$  используется следующий метод. После умножения  $f(t)$  на  $\exp(\lambda_1 t)$  получим

$$\tilde{f}(t) = f(t) \exp(\lambda_1 t) = A_1 + A_2 \exp(-\Delta\lambda t). \quad (1)$$

Считая, что время измерения кривой распада  $t_0 \approx 1/\lambda_1$ , а  $|\Delta\lambda| \ll \lambda_1$ , разложим экспоненту в ряд, сохранив два члена:

$$\tilde{f}(t) = A_1 + A_2(1 - \Delta\lambda t) = c_1 + c_2 t, \quad (2)$$

где

$$c_1 = A_1 + A_2; \quad c_2 = -A_2 \Delta\lambda. \quad (3)$$

После умножения экспериментальной кривой на  $\exp(\lambda_1 t)$  можно по методу наименьших квадратов определить значения  $c_1$  и  $c_2$ , однако три величины ( $A_1$ ,  $A_2$  и  $\Delta\lambda$ ) останутся неизвестными, поэтому двух условий (3) недостаточно для их определения. В качестве дополнительного условия можно потребовать, чтобы были известны концентрации компонентов в образце  $k_i = A_i / (A_1 + A_2)$ ,  $i = 1, 2$ . Если это условие выполнено, то  $A_1 = k_1 c_1$ ;  $A_2 = k_2 c_2$ ;  $\Delta\lambda = -(c_2/c_1) (1/k_2)$ , т.е. значение  $\Delta\lambda$  однозначно определяется по коэффициентам прямой (2).

Предложенная методика обработки кривых распада была реализована на ЭВМ HP2100A в системе ATS BASIC SYSTEM и прошла проверку в численных экспериментах, в которых использовалась серия из  $N$  пробных кривых. Каждая кривая имеет вид

$$q_i^{(\alpha)} = A_1 \exp(-\lambda_1 t_i) + A_2 \exp(-\lambda_2 t_i) + F + \varepsilon_i^{(\alpha)}, \quad (4)$$

где  $\alpha$  - номер кривой ( $1, 2, \dots, N$ );  $i$  - номер точки на кривой ( $1, 2, \dots, n$ );  $A_1, \lambda_1, A_2, \lambda_2$  и  $F$  (постоянный фон) - одни и те же для всех кривых;  $\varepsilon_i^{(\alpha)}$  - квазислучайные числа с нормальным законом распределения и дисперсией  $\sigma_i^2$ , соответствующей пуассоновскому процессу:

$$\sigma_i^2 = \sqrt{A_1 \exp(-\lambda_1 t) + A_2 \exp(-\lambda_2 t) + F}. \quad (5)$$

Нормальные квазислучайные числа вырабатывались из чисел с прямоугольным распределением на интервале  $(0, 1)$  по алгоритму, описанному в работе [8]. Каждая кривая выражения (4) являлась моделью экспериментальной кривой и обрабатывалась по описанной методике. По всем полученным значениям  $\Delta\lambda_\alpha$  ( $\alpha = 1, 2, \dots, N$ ) определялись оценка математического ожидания  $\overline{\Delta\lambda}$  и ошибка численного эксперимента  $\sigma(\overline{\Delta\lambda})$ :

$$\overline{\Delta\lambda} = 1/N \sum_{\alpha=1}^N \Delta\lambda_\alpha;$$

$$\sigma(\overline{\Delta\lambda}) = \sqrt{\sum_{\alpha=1}^N (\Delta\lambda_\alpha - \overline{\Delta\lambda})^2 / N(N-1)}.$$

Полученное значение  $\overline{\Delta\lambda}$  сравнивали с исходным  $\Delta\lambda_0 = |\lambda_1 - \lambda_2|$ . Проверка методики дала удовлетворительный результат.

Если концентрации  $k_1$  и  $k_2$  неизвестны, то в разложении экспоненты (1) для однозначного определения  $A_1, A_2$  и  $\Delta\lambda$  необходимо учитывать квадратичный по  $\Delta\lambda$  член. Однако в этом случае, как показали численные эксперименты, при достижимой статистике отсчетов разделение кривой на компоненты с близкими периодами становится практически неосуществимым.

Предложенная методика определения  $\Delta\lambda$  связана с точным измерением постоянной распада  $\lambda_1$ . Традиционный метод ее определения по логарифму кривой дает смещенную оценку постоянной  $\lambda$ , что связано с существенной нелинейностью метода. Хотя соответствующая систематическая ошибка, как правило, невелика, в некоторых случаях, например при определении  $\Delta\lambda$ , она может играть существенную роль.

Смещенность оценки величины  $\lambda$  в логарифмическом методе можно определить по следующей формуле (см. приложение I):

$$\delta\lambda = \lambda_0 - E(\tilde{\lambda}) = \frac{1}{2A_0} \frac{n \sum t_i \exp(\lambda_0 t_i) \left[ 1 + \frac{F}{A_0} \exp(\lambda_0 t_i) \right] - \sum t_i \sum \exp(\lambda_0 t_i) \left[ 1 + \frac{F}{A_0} \exp(\lambda_0 t_i) \right]}{(\sum t_i)^2 - n \sum t_i^2}, \quad (6)$$

где  $E(\lambda)$  - ожидаемое значение, получаемое в процессе обработки, если истинным значением является  $\lambda_0$ ;  $A_0$  - начальная интенсивность распада. Формула (6) получена в предположении пуассоновской дисперсии для случайных отклонений экспериментальных точек. Если число точек  $n$  достаточно велико, т.е. суммы выражаются через интегралы, то формулу (6) можно привести к виду

$$\delta\lambda = 6/t_0^3 A_0 \lambda_0 \left\langle \left\{ t_0/2 [\exp(\lambda_0 t_0) + 1] - 1/\lambda_0 [\exp(\lambda_0 t_0) - 1] \right\} + \right. \\ \left. + 1/2 (F/A_0) \left\{ t_0/2 [\exp(2\lambda_0 t_0) + 1] - 1/2\lambda_0 [\exp(2\lambda_0 t_0) - 1] \right\} \right\rangle, \quad (7)$$

где  $t_0 = t_n$  - полное время наблюдения за распадом.

Для определения систематической ошибки в определении периода полураспада  $\delta T$  можно воспользоваться формулой  $\delta T = T_0 - E(T) \approx -(\ln 2 / \lambda_0^2) \delta\lambda$ .

Формулу (7) так же, как и методику определения  $\Delta\lambda$ , проверяли с помощью метода Монте-Карло. Для числа испытаний  $N=50$ ,  $T_0 = 26$  мин,  $t_0 = 85$  мин,  $n=255$  получены результаты, приведенные в таблице.

Систематическая ошибка в определении периода полураспада  $\delta T$ , мин

$A_0$	$F$	Метод определения		
		логарифмический		прямой нелинейный (теория)
		теория	расчет по методу Монте-Карло	
250	20	0,31	0,32±0,06	0,03
1200	200	0,10	0,08±0,03	0,001

Последняя строка таблицы соответствует ситуации, близкой к реальной в экспериментах, проводимых авторами. Так как ожидаемое изменение периода полураспада  $T$  для различных соединений урана составляет десятые доли минуты, значение смещенности оценки около 0,1 мин существенно и использование логарифмического метода должно привести к заметным ошибкам. В качестве альтернативы авторы использовали прямой нелинейный метод наименьших квадратов, в котором функция

$$F(A, \lambda) = \sum_{i=1}^n \left\{ [q(t_i) - F] - A \exp(-\lambda t_i) \right\}^2$$

численно минимизируется по переменным  $A$  и  $\lambda$  (используется метод редукции размерности [9]). Экстремальные значения этих переменных принимаются за параметры экспоненциального распада. Эта обработка также нелинейна и дает смещенную оценку  $\lambda$ , которую можно определить по формуле (см. приложение 2)

$$\delta\lambda = \frac{1}{2} \frac{I_0 I_3 - I_1 I_2}{I_0 I_2 - I_1^2} \langle \delta\lambda^2 \rangle, \quad (8)$$

где  $I_m = \int_0^{t_0} t^m \exp(2\lambda_0 t) dt$ ;  $\langle \delta\lambda^2 \rangle$  - квадрат стандартного отклонения  $\lambda$  от среднего значения, т.е. квадрат статистической ошибки. Формула (8) справедлива для достаточно больших чисел  $n$ . Смещенность прямого нелинейного метода оказывается значительно меньше смещенности логарифмического метода и практически пренебрежимо мала (см. таблицу).

Разработанная методика была использована для определения вариации периода полураспада изомера, внедренного в окислы  $UO_2$  и  $UO_3$ . Изотоп  $^{235m}Pu$  можно получить как продукт естественного  $\alpha$ -распада  $^{239}Pu$ . Приготовление чистых образцов  $^{235m}Pu$  химическим отделением урана от плутония - довольно сложная задача из-за относительно малого периода полураспада изомера. Более простой путь приготовления образцов основан на сборе атомов отдачи урана с тонкого слоя плутония. Именно таким способом готовились образцы в настоящей работе. Сбор проводили в вакууме  $10^{-5} - 10^{-6}$  Па. При этом атомы отдачи благодаря остаточной кинетической энергии (до 90 кэВ) внедрялись в подложку из исследуемого материала. Для приготовления образцов использовали источник ( $^{239}Pu$ ) площадью около  $1 \text{ см}^2$  с толщиной слоя  $25 \text{ мкг/см}^2$ . Сбор проводили в условиях плоскопараллельной геометрии, источник и подложка почти соприкасались друг с другом. Образцы  $^{235m}Pu$  имели рабочую поверхность диаметром 10 мм. Химический состав подложек контролировали методом рентгеноэлектронной спектроскопии (использовали спектрометр HP5950A).

Детектором конверсионных электронов служил каналный электронный умножитель ВЭУ-6, работающий в режиме счета отдельных электронов. Кривые распада изомера получали с помощью 255 каналов многоканального анализатора HP5950A, работающего в режиме поканального счета 20 с/канал. Начальная интенсивность счета конверсионных электронов составила примерно  $50 \text{ с}^{-1}$ , постоянный фон  $10-15 \text{ с}^{-1}$ .

В качестве объектов исследования были взяты образцы окислов  $UO_2$ ,  $UO_3$  и  $U_3O_8$  природного урана. Как показывают рентгеноэлектронные исследования,  $U_3O_8$  содержит ионы четырех- и шестивалентного урана, т.е. ионы урана соединений  $UO_2$  и  $UO_3$  или близких к ним в отношении 1:2 [10]. Хотя  $U_3O_8$  и не является механической смесью  $UO_2$  и  $UO_3$  [10], но это допустимо предположить.

Цель авторов - определить разницу в периодах полураспада для изомера, внедренного в окислы  $UO_2$  и  $UO_3$ . Это можно сделать двумя способами: 1) прямым вычитанием независимо определенных периодов полураспада  $T_{UO_3}$  и  $T_{UO_2}$ , 2) разделением сложной кривой распада изомера, внедренного в  $U_3O_8$ , на два компонента в предположении, что один из них соответствует  $UO_2$ , другой -  $UO_3$ , а их вклады в суммарную кривую относятся как 1:2. Это, с одной стороны, позволяет получить два независимых способа определения  $\Delta T_{UO_3-UO_2}$ , с другой - дает возможность по степени согласованности результатов судить о верности сделанного допущения о том, что  $U_3O_8$  является смесью  $UO_2$  и  $UO_3$ .

Результаты измерений  $T_{UO_2}$ ,  $T_{UO_3}$ ,  $\Delta T_1$  и  $\Delta T_2$  составили 25,90 (0,16), 26,22 (0,09), 0,32 (0,18) и 0,30 (0,23) мин соответственно. При этом  $\Delta T_1$  определено прямым вычитанием независимо измеренных  $T_{UO_3}$  и  $T_{UO_2}$ ,  $\Delta T_2$  определено по кривым распада изомера, внедренного в  $U_3O_8$  ( $T_{UO_2}$  приняли за известный период, а доля  $UO_3$  в образце составляла 2/3. В скобках приведена ошибка (в минутах), означающая везде одно стандартное отклонение. Видно, что оба значения  $\Delta T$  совпадают в пределах ошибок, средневзвешенное значение составляет  $0,31 \pm 0,14$  мин. Таким образом, в условиях реального физического эксперимента продемонстрирована возможность разделения сложной кривой радиоактивного распада на два компонента с периодами, отличающимися всего на 1% в случае, если известен вклад каждого компонента в суммарную кривую.

Результаты авторов можно сравнить со значениями, полученными в работе [6] для химически приготовленных образцов  $^{235m}UO_2$  и  $^{235m}UO_3$ , а именно:  $T_{UO_2} = 24,68 \pm 0,26$  мин,  $T_{UO_3} = 26,06 \pm 0,08$  мин, т.е. на этих образцах наблюдается та же тенденция изменения периода полураспада, что и на образцах с внедренным изомером, но зависимость периода полураспада от степени окисления урана оказывается круче, а период систематически меньше. Это, видимо, означает, что изотопный обмен между образцами  $^{238}U$  и  $^{235m}U$ , который может происходить при внедрении изомера в матрицу, в действительности происходит не полностью. Кроме того, возможно играет роль нарушение кристаллической решетки внедряемыми атомами изомера и то, что на поверхности окислов урана может быть повышенное содержание  $UO_3$ . В работе [6] имеются также данные о значениях  $T_{UO_2}$  и  $T_{UO_3}$  для внедренного изомера:  $25,87 \pm 0,05$  и  $26,60 \pm 0,05$  мин соответственно, откуда  $\Delta T_{UO_2-UO_3} = 0,73 \pm 0,07$  мин, что несколько отличается от значения, полученного в настоящей работе.

Приложение I

Вычисление смещенности оценки постоянной  $\lambda$   
в методе определения ее по логарифму кривой распада

Экспериментальную кривую для чистого экспоненциального распада можно представить в виде

$$q(t_i) = A_0 \exp(-\lambda_0 t_i) + F + \varepsilon(t_i) = q_0(t_i) + \varepsilon(t_i), \quad i = 1, 2, \dots, n, \quad (I)$$

где  $q(t_i)$  - экспериментально измеренное значение интенсивности распада (число отсчетов за  $i$ -й промежуток времени  $\Delta t$ ), которое представляет собой сумму двух членов:  $q_0(t_i)$  - регулярной части и  $\varepsilon(t_i)$  - случайной статистической ошибки. Будем считать, что значение  $q(t_i)$  достаточно велико, а отдельные попадания частиц в детектор статистически независимы, поэтому ошибку  $\varepsilon(t_i)$  можно считать случайной величиной с нормальным законом распределения, нулевым математическим ожиданием  $E\varepsilon(t_i)$  и пуассоновской дисперсией:

$$D\varepsilon(t_i) = E\varepsilon^2(t_i) = \sigma_i^2 = A_0 \exp(-\lambda_0 t_i) + F. \quad (\text{II})$$

Эксперимент по определению величины  $\lambda$  повторен многократно в одинаковых условиях, т.е. значения  $A_0$  и  $\lambda_0$  каждый раз одни и те же. Обработка кривой  $\alpha$  с помощью некоторого метода дала значение  $\lambda_\alpha$ . Если эксперимент повторен  $N$  раз, то можно вычислить среднее значение  $\langle \lambda \rangle_N = 1/N (\lambda_1 + \dots + \lambda_N)$ . Предел  $E(\lambda) = \lim_{N \rightarrow \infty} \langle \lambda \rangle_N$  — это математическое ожидание оценки постоянной  $\lambda$  в рассматриваемом методе, а величина  $\sigma\lambda = \lambda_0 - E(\lambda)$  — смещенность метода, которая по своей сути является систематической ошибкой, вносимой в результате обработки. В данной работе рассматривается смещенность метода, в котором экспериментальная кривая после вычитания постоянного фона  $F$  логарифмируется, и по полученным точкам в помощь метода наименьших квадратов (МНК) определяется постоянная  $\lambda$ .

Рассмотрим семейство кривых вида (I)  $q^{(\alpha)}(t_i) = q_0(t_i) + \varepsilon^{(\alpha)}(t_i)$ , которые различаются только случайной составляющей. Под математическим ожиданием  $f[q(t_i)]$  в момент времени  $t_i$  (где  $f$  — произвольная функция) подразумевается величина

$$E f[q(t_i)] = E f(q) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{\alpha=1}^N f[q^{(\alpha)}(t_i)]. \quad (\text{III})$$

В частности, так как  $E\varepsilon = 0$ ,  $E q = q_0 + E\varepsilon = A_0 \exp(-\lambda_0 t) + F$ , что и следовало ожидать. Однако для  $\ln(q-F)$  ситуация иная:

$$E \ln(q-F) = \ln(q_0-F) + E \ln\left(1 + \frac{\varepsilon}{q_0-F}\right) \neq \ln A_0 - \lambda t_i. \quad (\text{IV})$$

Математическое ожидание всех нечетных степеней  $\varepsilon$  равно нулю, поэтому справедливо разложение

$$E \ln\left(1 + \frac{\varepsilon}{q_0-F}\right) = -\frac{1}{2} E \left(\frac{\varepsilon}{q_0-F}\right)^2 + E \left[0 \left(\frac{\varepsilon}{q_0-F}\right)^4\right]. \quad (\text{V})$$

Будем считать, что  $\sigma_i < A_0 \exp(-\lambda_0 t_i)/3$  для всех моментов времени  $t_i$ . В этом случае второй член разложения (V) составляет менее 0,1 первого и является поправкой более высокого порядка малости. Сохраняя лишь первый член, с помощью формул (II) и (IV) получим  $E \ln(q-F) = (\ln A_0 - \lambda_0 t_i) - (1/2A_0) \exp(\lambda_0 t_i) [1 + (E/A_0) \exp(\lambda_0 t_i)]$ .

Прямая  $l$ , соответствующая по МНК  $\ln(q-F)$  определяется по логарифмическому методу из выражения  $l(t_i) = B - \tilde{\lambda} t_i$ , где  $\tilde{\lambda}$  принимается за оценку постоянной распада. Учитывая линейность функции  $l(t)$  и используя определение (III), можно показать, что прямая  $E(l)$  соответствует по МНК кривой  $E[\ln(q-F)]$ , т.е. минимизирует сумму  $S(\ell) = \sum_{i=1}^n \{E \ln[q(t_i)-F] - l(t_i)\}^2$ ;  $S(E\ell) = \min$ , которую удобно представить в следующем виде:

$$S(\ell) = \sum_{i=1}^n \left\{ c - t_i \sigma \tilde{\lambda} - \frac{1}{2A_0} \exp(\lambda_0 t_i) \left[ 1 + \frac{F}{A_0} \exp(\lambda_0 t_i) \right] \right\}^2;$$

где  $c = \ln A_0 - B$ ;  $\sigma \tilde{\lambda} = \lambda_0 \tilde{\lambda}$ . Из условий экстремальности  $\partial S / \partial c = 0$ ;  $\partial S / \partial (\sigma \tilde{\lambda}) = 0$  находим смещенность логарифмического метода:

$$\sigma \lambda = \lambda_0 - E \tilde{\lambda} = \frac{1}{2A_0} \frac{n \sum t_i \exp(\lambda_0 t_i) \left[ 1 + \frac{F}{A_0} \exp(\lambda_0 t_i) \right] - \sum t_i \sum \exp(\lambda_0 t_i) \left[ 1 + \frac{F}{A_0} \exp(\lambda_0 t_i) \right]}{(\sum t_i)^2 - n \sum t_i^2}. \quad (\text{VI})$$

Если число точек  $n$  достаточно велико, то суммы в формуле (VI) можно выразить через интегралы, а формулу (VI) привести к виду

$$\sigma\lambda = 6/t_0^3 A_0 \lambda_0 \left\langle \left\{ t_0/2 [\exp(\lambda_0 t_0) + 1] - 1/\lambda_0 [\exp(\lambda_0 t_0) - 1] \right\} + \right. \\ \left. + 1/2(F/A_0) \left\{ t_0/2 [\exp(2\lambda_0 t_0) + 1] - 1/2\lambda_0 [\exp(2\lambda_0 t_0) - 1] \right\} \right\rangle, \quad (\text{УП})$$

где  $t_0 = t_n$  - полное время наблюдения за распадом. Итак, формулы (УИ) и (УП) являются окончательными для определения смещенности оценки по логарифмическому методу.

Следует сделать два замечания, связанных с поведением смещенности  $\delta\lambda$ :

- при определении периода полураспада с помощью логарифмического метода он оказывается заниженным, а значение смещенности обратно пропорционально интенсивности  $A_0$ ;
- для усреднения результатов по нескольким кривым обычно используют один из двух способов: либо постепенную  $\lambda$  определяют отдельно для каждой кривой, а затем находят среднее значение, либо все кривые складывают и значение  $\lambda$  определяют по суммарной кривой. В этих двух случаях смещенности получатся разными, поэтому такие обработки неравнозначны, причем второй способ с меньшей смещенностью (около  $1/A_0$ ) лучше.

Приложение 2

Вычисление смещенности оценки постоянной  $\lambda$   
в прямом нелинейном методе наименьших квадратов (ПНМК)

Задача ставится точно так же, как в приложении 1: требуется определить смещенность  $\delta\lambda = \lambda_0 - E(\lambda)$ , где  $E(\lambda)$  - ожидаемое значение  $\lambda$ , которое получается при обработке по ПНМК кривой с постоянной распада  $\lambda_0$ . Для удобства перейдем к отрицательным постоянным распада. Тогда в показателе экспоненты в формуле (I) пропадет знак минус. Рассмотрим экспериментальные кривые, каждая из которых состоит из  $n$  точек, соответствующих моментам времени  $t_1, \dots, t_n$ . Каждую такую кривую представим вектором в  $n$ -мерном евклидовом пространстве  $E_n$  со скалярным произведением  $(\vec{x}, \vec{y}) = \sum_{i=1}^n x_i y_i$  и нормой  $\|\vec{x}\| = \sqrt{(\vec{x}, \vec{x})} = \sqrt{\sum_{i=1}^n x_i^2}$ .

Рассмотрим в пространстве  $E_n$  множество  $L = \{ \vec{e}; \vec{e} = [A \exp(\lambda t_1), \dots, A \exp(\lambda t_n)] \stackrel{\text{def}}{=} A \exp(\lambda \vec{t}), A \geq 0, \lambda \leq 0 \}$ , которое представляет собой двумерную поверхность в  $n$ -мерном пространстве. Нетрудно видеть, что  $L$  - это конус. Действительно, если  $\vec{e} \in L$ , то при любом  $\alpha \geq 0$   $\alpha \vec{e} \in L$ . Задача состоит в том, чтобы с помощью МНК вектор  $\vec{q}$ , соответствующий экспериментальной кривой формулы (I) после вычитания фона, приблизить к вектору  $\vec{e} \in L$ , который позволил бы величине  $\|\vec{q} - \vec{e}\|^2$  достигнуть минимального значения. Последнее условие означает, что нужно найти ортогональную проекцию  $\vec{q}$  на поверхность  $L$ :  $\vec{e} = P_{L, \vec{q}}$ .

Пусть  $A_0$  и  $\lambda_0$  - истинные значения параметров рассматриваемой кривой распада, т.е. кривая представлена вектором  $\vec{e}_0 = A_0 \exp(\lambda_0 \vec{t}) \in L$ . Предположим, что все экспериментальные кривые  $\vec{q}$  оказываются недалеко от  $\vec{e}_0$ , т.е. если  $P_{L, \vec{q}} = \vec{e} = A \exp(\lambda \vec{t})$ ,  $A = A_0 + \Delta A$ ,  $\lambda = \lambda_0 + \Delta \lambda$ , то  $\Delta \lambda / \lambda_0 = \delta \lambda \ll 1$ ,  $\Delta A / A_0 = \delta A \ll 1$ . В этом случае трансцендентную поверхность  $L$  вблизи  $\vec{e}_0$  можно приблизить поверхностью, квадратичной по параметрам  $\delta A$  и  $\delta \lambda$ :

$$\vec{e} = (A_0 + \Delta A) \exp[(\lambda_0 + \Delta \lambda) \vec{t}] \approx \vec{e}_0 + \delta A \vec{e}_1 + \delta \lambda (1 + \delta A) \vec{e}_2 + \delta \lambda^2 \vec{e}_3, \quad (\text{УШ})$$

где  $\vec{e}_1 = A_0 \exp(\lambda_0 \vec{t}) = \vec{e}_0$ ;  $\vec{e}_2 = A_0 \lambda_0 \vec{t} \exp(\lambda_0 \vec{t})$ ;  $\vec{e}_3 = \frac{1}{2} \lambda_0^2 \vec{t}^2 \exp(\lambda_0 \vec{t})$ .

С помощью стандартной процедуры Грама - Шмидта ортогонализуем систему  $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$ :

$$\left. \begin{aligned} \vec{f}_1 &= \vec{e}_1; \\ \vec{f}_2 &= \vec{e}_2 - \alpha \vec{e}_1; \\ \vec{f}_3 &= \vec{e}_3 - \beta \vec{e}_1 - \gamma \vec{e}_2. \end{aligned} \right\} \quad (\text{IX})$$

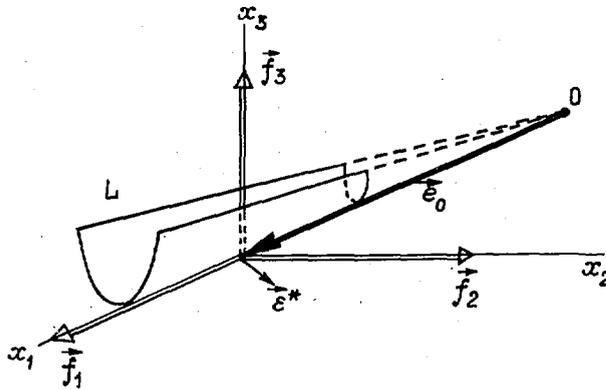
Решим эту систему относительно  $\vec{e}_1, \vec{e}_2$  и  $\vec{e}_3$ :

$$\left. \begin{aligned} \vec{e}_1 &= \vec{f}_1; \\ \vec{e}_2 &= \vec{f}_2 + \alpha \vec{f}_1; \\ \vec{e}_3 &= \vec{f}_3 + \gamma \vec{f}_2 + (\alpha\gamma + \beta) \vec{f}_1. \end{aligned} \right\} \quad (\text{X})$$

Сместив систему координат на вектор  $\vec{e}_0$ , обозначив через  $\vec{e}^*$  разность  $\vec{e} - \vec{e}_0$  и подставив выражения (X) в формулу (VIII), получим

$$\begin{aligned} \vec{e}^* &= [\delta A + \alpha \delta \lambda (1 + \delta A) + \delta \lambda^2 (\gamma \alpha + \beta)] \vec{f}_1 + \\ &+ [\delta \lambda (1 + \delta A) + \gamma \delta \lambda^2] \vec{f}_2 + \delta \lambda^2 \vec{f}_3 = x_1 \vec{f}_1 + x_2 \vec{f}_2 + x_3 \vec{f}_3. \end{aligned} \quad (\text{XI})$$

Посмотрим, как располагается поверхность  $L$  вблизи нового начала координат относительно ортогональных осей, задаваемых векторами  $\vec{f}_1, \vec{f}_2, \vec{f}_3$ . Очевидно,  $\vec{f}_1$  совпадает с образующей конуса, так как  $\vec{f}_1 = \vec{e}_0 \in L$ . Из формулы (VIII) получаем  $\partial^2 \vec{e}^* / \partial(\delta A) \partial(\delta \lambda) = \vec{e}_2$ , поэтому  $\vec{e}_2$  касается конуса в точке  $\vec{e}_0$ . Так как  $\vec{f}_2$  - линейная комбинация  $\vec{e}_1$  и  $\vec{e}_2$ , то и  $\vec{f}_2$  касается конуса в точке  $\vec{e}_0$ .  $\vec{f}_3 \perp \vec{f}_1$  и  $\vec{f}_3 \perp \vec{f}_2$ , поэтому  $\vec{f}_3$  - нормаль к поверхности конуса  $L$  в новом начале координат (см. рисунок). В ортогональной системе координат  $\vec{f}_1, \vec{f}_2, \vec{f}_3$  поверхность  $L$  можно задать уравнением  $x_3 = \psi(x_1, x_2)$ . Используя второй порядок разложения  $\psi(x_1, x_2)$  вблизи точки  $(0,0)$  и учитывая, что  $L$  - конус, можно записать  $\psi(x_1, x_2) = k(x_1, x_2)$ .



Расположение ортонормированной системы векторов  $\vec{f}_1, \vec{f}_2, \vec{f}_3$  относительно поверхности конуса  $L$

Разложение для  $k(x_1, x_2)$  имеет вид  $k(x_1, x_2) = k_0 + k_1 x_1 + \dots$ . Следует взять лишь первый член этого разложения, так как в противном случае для  $\psi(x_1, x_2)$  получится более высокий порядок разложения, чем второй. Окончательный вид формулы

$$\Psi(x_1, x_2) = k_0 x_2^2. \quad (\text{XII})$$

Функция (XII) симметрична относительно координатных плоскостей  $(x_1, x_2)$  и  $(x_2, x_3)$ . Вектор экспериментальной кривой  $\vec{q}$  в системе координат с началом в точке  $\vec{q}_0$  есть  $[\varepsilon(t_1), \dots, \varepsilon(t_n)] = \vec{\varepsilon}(\vec{t})$ , т.е. случайный вектор с нулевым математическим ожиданием:  $E\vec{\varepsilon}(\vec{t}) = \vec{0}$ . В связи с линейностью оператора  $\text{Pr}$

$$E(\text{Pr}_{\vec{f}_1, \vec{f}_2, \vec{f}_3} \vec{\varepsilon}) = \text{Pr}_{\vec{f}_1, \vec{f}_2, \vec{f}_3} (E\vec{\varepsilon}),$$

где  $\text{Pr}_{\vec{f}_1, \vec{f}_2, \vec{f}_3}$  - оператор ортогонального проектирования на подпространство  $(\vec{f}_1, \vec{f}_2, \vec{f}_3)$ , поэтому  $E(\text{Pr}_{\vec{f}_1, \vec{f}_2, \vec{f}_3} \vec{\varepsilon}) = \vec{0}$ . С другой стороны,  $\text{Pr}_{\vec{f}_1, \vec{f}_2, \vec{f}_3} \vec{q} = \text{Pr}_{\vec{f}_1, \vec{f}_2, \vec{f}_3} \text{Pr}_{\vec{f}_1, \vec{f}_2, \vec{f}_3} \vec{q}$ , так как поверхность вблизи точки  $\vec{q}_0$  вложена в трехмерное пространство  $(\vec{f}_1, \vec{f}_2, \vec{f}_3)$ . Таким образом, задача свелась к трехмерной: в ортогональной системе координат  $(\vec{f}_1, \vec{f}_2, \vec{f}_3)$  случайный трехмерный вектор  $\vec{\varepsilon}^* = \text{Pr}_{\vec{f}_1, \vec{f}_2, \vec{f}_3} \vec{\varepsilon}$  проектируется на поверхность, задаваемую уравнением  $x_3 = k_0 x_2^2$ . Запишем проекцию  $\vec{\varepsilon}^*$  на поверхность  $L$  в виде суммы  $x_1 \vec{f}_1 + x_2 \vec{f}_2 + x_3 \vec{f}_3$ . Так как  $E\vec{\varepsilon}^* = \vec{0}$  и поверхность  $L$  симметрична плоскостям  $(x_1, x_2)$  и  $(x_2, x_3)$ , то  $E x_1 = E x_2 = 0$ . Выразив  $x_1$  и  $x_2$  через  $\delta\lambda$  и  $\delta\lambda^2$  согласно формуле (XI) и перейдя к математическим ожиданиям, получим

$$\begin{aligned} E\delta\lambda + \alpha E\delta\lambda^2(1 + E\delta\lambda) + (\gamma\alpha + \beta) E\delta\lambda^2 &= 0; \\ E\delta\lambda(E\delta\lambda + 1) + \gamma E\delta\lambda^2 &= 0. \end{aligned} \quad (\text{XIII})$$

Решая эту систему относительно  $E\delta\lambda$ , получаем  $E\delta\lambda = \gamma E\delta\lambda^2 / (\beta E\delta\lambda^2 - 1)$ , где  $E\delta\lambda$  - относительная смещенность оценки  $\lambda$  в методе ПМНК. Для величин  $\beta$  и  $\gamma$  процедура ортогонализации дает следующие значения:

$$\beta = \frac{\lambda_0^2 S_2^2 - S_1 S_3}{2 S_0 S_2 - S_1^2}; \quad (\text{XIV})$$

$$\gamma = \frac{\lambda_0 S_0 S_3 - S_1 S_2}{2 S_0 S_2 - S_1^2},$$

где

$$S_m = \sum_{i=1}^n t_i^m \exp(2\lambda_0 t_i). \quad (\text{XV})$$

При достаточно больших числах  $n$  суммы (XV) можно выразить через соответствующие интегралы. Выполняя такой переход в формулах (XIV) и переходя к абсолютной смещенности  $\Delta\lambda_{\text{abc}} = \lambda_0 E\delta\lambda$ , получаем

$$\Delta\lambda_{\text{abc}} = \gamma' \sigma^2 / (\beta' \sigma^2 - 2), \quad (\text{XVI})$$

где  $\sigma^2 = \lambda_0^2 E\delta\lambda^2$  - квадрат статистической ошибки постоянной  $\lambda$ ;  $\gamma' = (I_0 I_3 - I_1 I_2) / (I_0 I_2 - I_1^2)$ ;

$$\beta' = (I_2^2 - I_1 I_3) / (I_0 I_2 - I_1^2);$$

$$I_m = \int_0^{t_0} t^m \exp(2\lambda_0 t) dt.$$

Оказывается, что  $|\beta' \sigma^2|$  всегда гораздо меньше единицы (меньше  $10^{-3}$ ), поэтому формула (XVI) упрощается:  $\Delta\lambda_{\text{abc}} = -1/2 \gamma' \sigma^2$ , или, переходя к обозначениям, которые использовались в основном тексте работы, получаем  $\delta\lambda = 1/2 \gamma' \langle \delta\lambda^2 \rangle$ , где  $\delta\lambda = \lambda_0 - E\lambda$  - смещенность оценки постоянной распада  $\lambda$ , а  $\langle \delta\lambda^2 \rangle$  - квадрат стандартного отклонения  $\lambda$  от  $\lambda_0$  - статистической ошибки определения  $\lambda$ .

## Список литературы

1. Asaro F., Perlman I. Phys. Rev., 1957, v.107, p.318.
2. Huizenga J.R., Rao C.L., Engelhemer D.W. Ibid., p.319.
3. Жудов В.И., Кулаков В.М. и др. Письма в ЖЭТФ, 1979, т.30, с.549.
4. Neve de Mevergnies M. Phys. Letters, 1968, v.26B, p.615.
5. Neve de Mevergnies M. Phys. Rev. Letters, 1969, v.23, p.422.
6. Neve de Mevergnies M. Ibid., 1972, v.29, p.1188.
7. Neve de Mevergnies M. Phys. Letters, 1974, v.49B, p.428.
8. Форсайт Дж., Малькольм М., Маулер К. Машинные методы математических вычислений. М.: Мир, 1980, с.268.
9. Стронгин Р.Г. Численные методы в многоэкстремальных задачах. М.: Наука, 1978, с.155.
10. Teterin Yu.A., Kulakov V.M., Radv A.S. Phys.Chem.Minerals, 1981, v.7, p.151.

Статья поступила в редакцию 10 января 1984 г.

УДК 519.245:539.172.6

### АНАЛИЗ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО ИНТЕГРАЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ВЫХОДУ НЕЙТРОНОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПРОТОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

В.Д.К а з а р и ц к и й

A MONTE-CARLO ANALYSIS OF INTEGRAL EXPERIMENTS ON NEUTRON YIELD UNDER HIGH-ENERGY PROTONS. Monte-Carlo computations of the neutron yield obtained by a bombardment of uranium targets with high-energy protons were described. The MARS-4 code was used to simulate the secondary particle cascade. The low-energy neutron transport was calculated by the MMK22 code.

Успехи, достигнутые в моделировании ядерных реакций и межъядерного каскада [1], позволяют ставить и решать задачи о вычислении скоростей реакций с учетом реальной геометрии мишени. В настоящей работе анализируются интегральные эксперименты [2], выполненные с пучком протонов на мишени из металлического урана, окруженного слоем свинца. Измерения проводили на пучках с энергиями 300-660 МэВ, при этом рассматривали скорость захвата нейтронов ядрами  $^{238}\text{U}$  и скорость делений. Эти или подобные эксперименты уже анализировались с использованием зарубежных [3] и отечественных программ [4]. Цель настоящей работы - проверить возможность комплекса, составленного из существующих программ Монте-Карло MMK22 [5] и MARS-4 [6]. Взаимодействие программ отражает происходящий в мишени процесс преобразования высокоэнергетических частиц в интенсивное низкоэнергетическое излучение. Программа MARS-4 моделирует перенос нуклонов и пионов, образующихся в прямых адрон-ядерных взаимодействиях. Для получаемого при некоторых допущениях относительно вида спектра вторичных частиц (см., например, работу [7]) межъядерного каскада вычисляли пространственно-энергетические распределения нейтронов испарения, испускаемых возбужденными ядрами после прохождения внутриядерного каскада. Выходы нейтронов испарения определяли по программе EVINT, написанной специально для взаимодействия программ MARS-4 и MMK22. С помощью полученного пространственно-энергетического распределения источников нейтронов программа MMK22 оценивает скорости реакций.

Общая характеристика использованных моделей взаимодействия частиц с веществом. При моделировании переноса частиц от начала, входа пучка протонов в мишень, до конца; радиационного захвата медленного нейтрона ядром или вылета, необходимо пройти несколько порядков по шкале энергий, поэтому успешное решение задачи зависит от надежности и эффективности большого числа данных о взаимодействии частиц с веществом. В частности, требуется детальная информация о характеристиках взаимодействия адронов с ядрами. Она может быть получена с помощью феноменологических или полу-

феноменологических моделей [8]. Полуфеноменологические модели (иначе модели внутриядерного каскада) описывают быстрые частицы, которые, взаимодействуя с квазисвободными ядерными нуклонами и кластерами, образуют каскад вторичных частиц. Развитие каскада рассматривается до тех пор, пока все выбитые ядерные нуклоны и вновь родившиеся частицы не вылетят из ядра. Заключительная стадия - испарение возбужденного ядра и конкурирующее с ним деление. На всех стадиях процесс взаимодействия носит вероятностный характер. Для получения статистически достоверной информации о частицах, покидающих ядро, необходимо разыграть большое число событий. Подробное описание таких полуфеноменологических моделей можно найти в работах [1,8]. В программе MARS-4 реализована феноменологическая модель. Она сводится к построению на основе имеющейся экспериментальной или теоретической информации аппроксимирующих выражений, которые описывают двойные дифференциальные распределения вторичных частиц, возникающих в неупругих адрон-ядерных взаимодействиях.

Для численных расчетов спектрально-угловых распределений частиц в рамках программы MARS-4 используется программа D2N2 [7], где в качестве первичных частиц могут быть как нуклоны, так и заряженные пионы. Предполагается, что все рождающиеся мезоны являются  $\eta$ -мезонами. Вторичные частицы разделены на три группы: нуклоны квазиупругого рассеяния, энергетически выделенные сохранившиеся частицы и все остальные частицы, условно названные каскадными. С общим видом соответствующих функций распределений можно познакомиться в работе [7]. В программе EVINT используется информация о выходах вторичных низкоэнергетических излучений, возникающих на стадии снятия остаточного возбуждения ядер (испарительная стадия). Соответствующие значения множественности и спектры испарительных частиц вычисляли с помощью программы EVAP, также описанной в работе [7]. Эмпирическая формула для  $N_j^{ev}(E^*, A)$  - среднего числа частиц сорта  $j$ , испускаемых из возбужденного ядра, включает зависимость от средней энергии возбуждения  $E^*$  и относительной атомной массы ядра  $A$ . В свою очередь зависимость  $E^*(E_0, A)$  вычисляется как функция энергии первичной частицы  $E_0$  и  $A$ . Энергетический спектр  $g_j(E^*, E)$  аппроксимируется функцией

$$g_j(E^*, E) = \frac{[E - V(E^*, A)Z_j]^{\nu}}{\Gamma(\nu+1)T^{\nu+1}(E^*, A)} \exp\left[-\frac{E - V(E^*, A)Z_j}{T(E^*, A)}\right]. \quad (1)$$

Здесь  $V(E^*, A)$  - кулоновский потенциал на поверхности возбужденного ядра;  $Z_j$  - заряд испаряемой частицы;  $\nu=1/2$ ;

$$T(E^*, A) = \sqrt{[E^*(E_0, A) - E_c(A)] 10/A},$$

где  $E_c(A)$  - средняя энергия отрыва нуклона от ядра, которая считается плавной функцией относительной атомной массы. В дальнейшем интерес будут представлять только испарительные нейтроны ( $Z_{j=n} = 0$ ).

Программа MMK22 [5] предназначена для решения задач переноса нейтронов в диапазоне энергий, характерном для физики реакторов. Программа обеспечена нейтронными константами из системы АРАМАКО-2F (26 групп) - библиотеки констант БНАБ-78 со специальным интерфейсом A2F [9]. Для учета резонансных эффектов при подготовке макроконстант используются приведенные в библиотеке  $f$ -факторы. Для моделей, реализованных в программе MMK22, характерно применение чисто группового подхода, при котором энергия нейтрона не фиксируется. Рассматриваются следующие реакции нейтрона с веществом: захват, деление, упругое и неупругое рассеяние, реакция  $(n, 2n)$ . При столкновении в тепловой группе возможны только два события: изотропное рассеяние и поглощение (с делением и без него). Рассеяние на всех ядрах, кроме водорода, считается изотропным в лабораторной системе. Для приближенного учета анизотропии используется транспортное приближение, когда из сечения упругого рассеяния без замедления вычитается полная транспортная поправка на все упругое рассеяние  $\bar{\mu}_e \Sigma_e$ , а из сечения неупругого рассеяния без замедления вычитается только транспортная поправка на анизотропию неупругого рассеяния без замедления  $\bar{\mu}^{i \rightarrow i} \Sigma_{in}^{i \rightarrow i}$  (обозначения для средних косинусов и сечений соответствуют данным работы [5]). Анизотропия неупругих переходов  $i \rightarrow j$  ( $i \neq j$ ) не учитывается. Для реакции  $(n, 2n)$  распределение по энергии обоих вторичных нейтронов одинаково.

Результаты расчета и сравнения с экспериментом. Описанные программы были применены для расчета процессов переноса частиц в экспериментальной установке [2]. Сравнение результатов расчета

с экспериментом дает возможность оценить полученную точность. Мишень размерами  $56 \times 56 \times 64 \text{ см}^3$  соби- рали из блоков природного или обедненного урана. Наружный слой, собранный из свинцовых блоков, имел толщину 10 см. Диаметр протонного пучка на входе в мишень равен 4-5 см. Пучок протонов по- падает внутрь мишени через канал сечением  $8 \times 8 \text{ см}$  и длиной 16 см. Нейтроны, возникшие в резуль- тате взаимодействия высокоэнергетических частиц с веществом мишени, рассеиваются, замедляются, вызывают деление и захватываются с освобождением  $\beta$ -квантов (радиационный захват), а при пересе- чении внешней поверхности покидают мишень. В эксперименте было получено полное число захватов (выход  $^{239}\text{Pu}$ )  $^{238}\text{U}(n, \beta) \rightarrow ^{239}\text{U} \xrightarrow{\beta} ^{239}\text{Np} \xrightarrow{\beta} ^{239}\text{Pu}$  и полное число делений ядер урана.

Вычисления начинали с помощью программы MARS-4. На этом этапе в целях экономии счетного вре- мени геометрия расчета была несколько упрощена: урановую мишень рассматривали как укороченный на длину ввода пучка цилиндр. Для каждого из четырех пучков (300, 400, 500 и 660 МэВ) моделирова- лось по 5000 историй протонов. Время моделирования одной истории на ЭВМ БЭСМ-6 составило около 0,4 с. Для следующего этапа - расчета переноса медленных нейтронов - с помощью программы MARS-4 необходимо получить пространственно-энергетическое распределение источников низкоэнергетических нейтронов  $q_{ij} = M[\eta_{ij}]/V_j$ , где  $i$  - номер энергетического интервала;  $j$  - номер геометрической зоны;  $V_j$  - ее объем;  $M[\cdot]$  - математическое ожидание величины, заключенной в скобки. Оценку  $\eta_{ij}$  вычисляли с помощью выражения

$$\eta_{ij} = \sum_{n=1}^M \chi_j W_n N^{ev}(E_n^*) g_i(E_n^*). \quad (2)$$

Здесь  $\chi_j$  - характеристическая функция геометрической зоны с номером  $j$ ;  $W_n$  - эффективная масса налетающей на ядро частицы;  $N^{ev}(E_n^*)$  - средняя множественность нейтронов испарения для оста- точного ядра с энергией возбуждения  $E_n^*$ ;  $g_i(E_n^*)$  - интеграл от функции распределения нейтро- нов испарения (1)

$$g_i(E^*) = \int_{E_{i-1}}^{E_i} g(E^*, E) dE, \quad (3)$$

где  $E_{i-1}$  и  $E_i$  - границы группового интервала. Следует напомнить, что подынтегральная функция в выражении (3) является  $\beta$ -распределением вероятностей [10]. Эффективная масса, которая для исход- ного протона равна единице, изменяется от столкновения к столкновению в соответствии с формулой

$$W_n = W_{n-1} \frac{d^2 N(E_{n-1}, E_n, \theta_n)}{dE d\Omega} / P(E_{n-1}, E_n, \theta_n).$$

Здесь  $d^2 N/dE d\Omega$  - распределение вторичных продуктов прямых нуклон-ядерных реакций;  $E_{n-1}$ ,  $E_n$  - энергия первичной и вторичной частиц соответственно (индексы сорта той и другой для простоты опущены);  $\theta_n$  - угол вылета частицы;  $P(E_{n-1}, E_n, \theta_n)$  - плотность вероятности, с помощью которой осуществляется розыгрыш события (техника моделирования описана в работе [6]). Средняя по объему мишени энергия испарительных нейтронов оценивалась по формуле, аналогичной (2), с учетом того, что средняя энергия испаренного нейтрона для принятой функции распределения (1) равна

$$\bar{E} = 3/2 T(E^*, A). \quad (4)$$

Вычисленные в настоящей работе, усредненные по всему объему мишени спектры источников ней- тронов испарения приведены на рис. 1 для каждого из рассмотренных пучков. Центральные части рас- пределений хорошо описываются  $\beta$ -распределениями со средними значениями  $\bar{E}_n$ , полученными в расчете с использованием соотношения (4). Сами средние значения  $\bar{E}_n$  медленно (по сравнению с величинами полных выходов) меняются с изменением энергий пучка протонов. При вычислении выхода нейтронов для урановой мишени следует учитывать конкуренцию испарения и деления. В настоящем расчете не делалось различий в форме спектров нейтронов, испускаемых ядрами при неупругих взаимодействиях каскадных частиц, происходящих с делением и без него. Соответствующую поправку вносили лишь в величину средней множественности  $N^{ev}(E^*, A)$  так, как это сделано в работе [11].

Максимальная энергия, с которой можно начать моделирование переноса нейтронов с помощью программы MARS-4, равна 10,5 МэВ (верхняя граница первой группы 26-групповой системы констант).

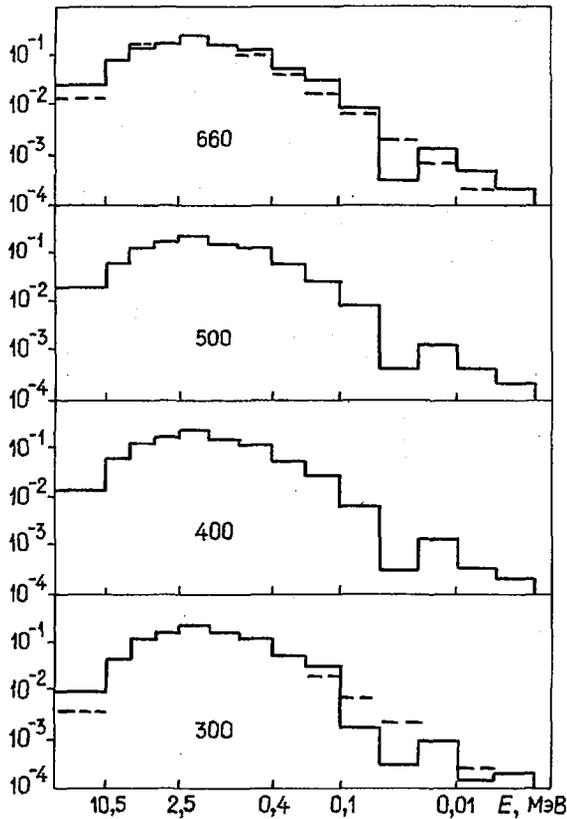


Рис.1. Вычисленные спектры нейтронов испарения в мишени. 660, 500, 400, 300 - энергии протонов пучка в мегаэлектронвольтах (средняя энергия нейтронов испарения 2,9; 2,8; 2,7 и 2,5 МэВ соответственно). Пунктиром изображены гистограммы, полученные по  $\beta$ -распределению вероятностей со средним значением, равным вычисленному  $\bar{E}$ .

Из полученных спектров (см.рис.1) можно видеть, что приблизительно 5% нейтронов имеют энергию, большую 10,5 МэВ. Нейтроны, образовавшиеся с такими энергиями, были добавлены в первую группу, а полученный выход нейтронов испарения модифицирован добавлением величины  $\Delta$ , равной

$$\Delta = \bar{N}_{\{E > 10,5\}} (\bar{\nu}_{\{E > 10,5\}} - 1), \quad (5)$$

которая учитывает размножение нейтронов при замедлении до 10,5 МэВ. Величина  $\bar{N}_{\{E > 10,5\}}$  - число нейтронов испарения с энергией выше 10,5 МэВ - вычислялась на моделируемых траекториях аналогично полному выходу. На тех же траекториях оценивалась средняя множественность  $\bar{\nu}_{\{E > 10,5\}}$ .

Следующий этап - вычисление скоростей реакций на ядрах урана с помощью моделирования переноса нейтронов от источника, который имеет пространственно-энергетическое распределение  $Q_{1j}$ . Геометрия мишени детально воспроизводится модулем PHS из геометрического блока программы ММК22 [5]. Для выборки начальных координат была модифицирована подпрограмма выборки источника. При этом использована двукратная выборка из одномерных распределений, т.е. последовательная выборка номера зоны  $k$  из распределения  $Q_j = \sum_1 Q_{1j}$  и номера группы из распределения  $P_j = Q_{jk} / \sum_1 Q_{1k}$ . В программе ММК22 схема моделирования переноса нейтронов с заданным источником не предусматривает продолжения истории нейтрона при его поглощении даже в случае, когда происходит деление ядра. Однако программа предоставляет другую возможность учета размножения нейтронов. Одним из оцениваемых функционалов является плотность источников нейтронов деления  $Q_j$ , поэтому можно организовать несколько итераций с использованием этой плотности. Рассматриваемая экспериментальная установка (мишень) подкритична, и процесс вычислений быстро сходится. Точность, необходимая для сравнения с экспериментом, достигается за 2 ч счетного времени на ЭВМ БЭСМ-6.

Окончательные результаты расчета скоростей реакций в мишенях вместе с экспериментальными данными приведены на рис.2. Статистическая погрешность расчетных величин на рисунках не обозначена, она примерно вдвое меньше, чем экспериментальная погрешность. Расчетные выходы реакций ( $n, \beta$ ) чаще располагаются ниже измеренных значений. Расчетные данные для скоростей делений ядер урана систематически лежат ниже экспериментальных значений, причем в случае природного урана расхождение превышает экспериментальную погрешность. Вероятно, это связано с тем, что при расчете выхода нейтронов испарения с помощью программы MARS-4 рассматривались укороченные мишени длиной 44 см с пучком, падающим непосредственно на переднюю поверхность. Оценку сверху для эффекта, связанного с таким упрощением, можно получить с помощью расчета мишени длиной 60 см с источником на глубине 16 см от передней поверхности (утечкой высокоэнергетических частиц через канал, оставленный для пучка протонов, пренебрегаем). Соответствующий расчет, проведенный для пучка с энергией 660 МэВ, показал увеличение выхода нейтронов испарения на 2-3%. При сравнении результатов можно видеть, что согласие расчета и эксперимента лучше в случае мишени из обедненного урана.

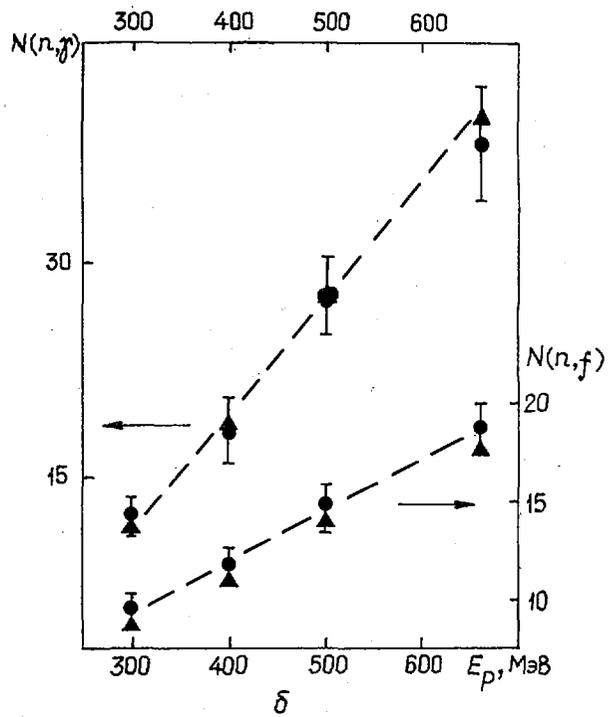
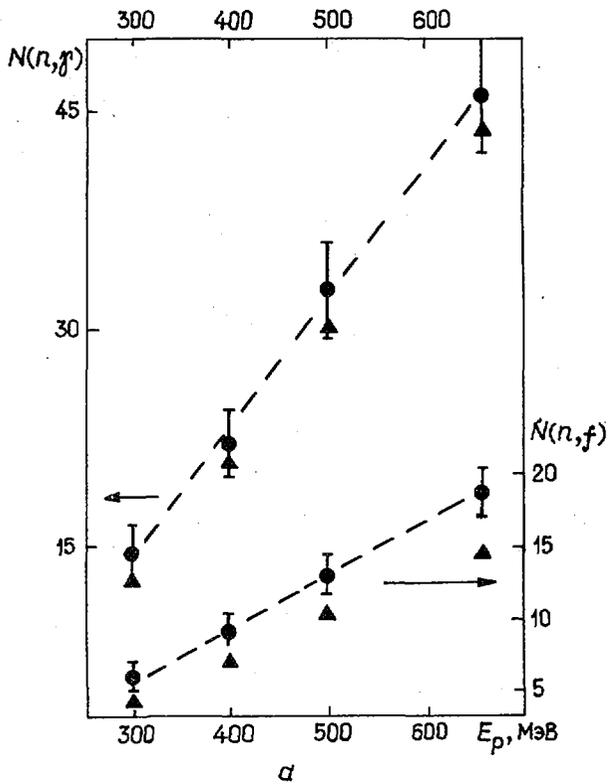
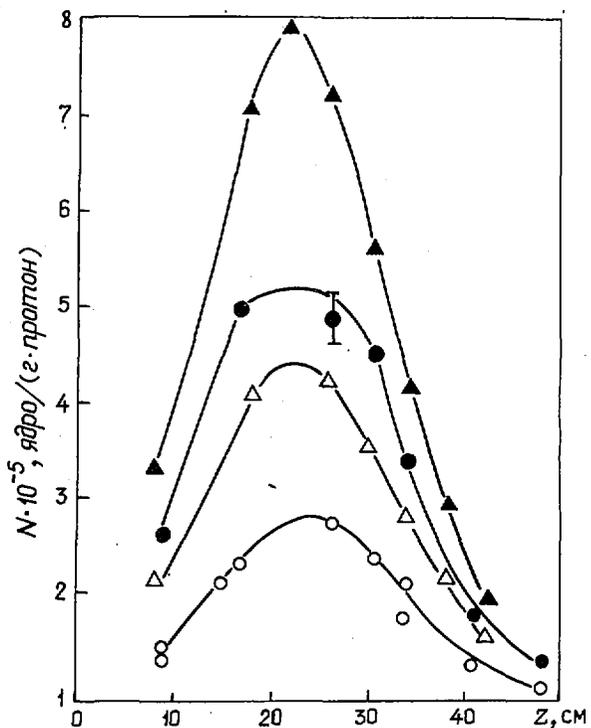


Рис.2. Выход  $^{239}\text{Pu}$  и число актов деления ядер урана на один исходный протон в мишени из природного (а) и обедненного (б) урана:  $\blacktriangle$  - расчетные данные настоящей работы;  $\bullet$  - экспериментальные данные работы [2]

Не исключено, что это связано с пренебрежением примесью ядер  $^{235}\text{U}$  при расчете межъядерного каскада. В работе [3] при сравнении вычисленного и измеренного распределений плотности радиационного захвата нейтронов обнаружено, что в центральной области рассматриваемой мишени вычисленное распределение значительно превышает экспериментальное.

На рис.3 приведены распределения плотности, полученные в настоящей работе. В центральной области мишени распределение скоростей реакций захвата имеет высокий пик и крутой спад.

Рис.3. Распределение плотности захватов  $^{238}\text{U}$  ( $n, f$ ) для мишени из природного урана при энергии 660 МэВ в пучке:  $\blacktriangle, \Delta$  - расчетные данные настоящей работы, полученные для тонких кольцевых зон со средним радиусом 6 и 12 см соответственно;  $\bullet, \circ$  - экспериментальные данные для каналов на расстоянии 6 и 12 см от оси мишени соответственно [2]



В области максимума распределения здесь, так же как в работе [3], наблюдается превышение расчетных данных над измеренными. Пока трудно дать однозначное объяснение наблюдаемому расхождению. Можно попытаться связать его с погрешностями моделей, использованных для описания наиболее быстрых из испаряемых нейтронов. Нейтроны этой группы (для определенности будем считать, что их энергия больше 10,5 МэВ) рождаются в основном в центральной части мишени, как раз в области максимума упомянутых распределений. Дополнительное размножение при замедлении до 10,5 МэВ было учтено с помощью формулы (5). Такая процедура вычисления полного выхода нейтронов с энергией меньше 10,5 МэВ не гарантирует детального воспроизведения геометрического распределения нейтронов в центральной части мишени, так как не учитывает переноса нейтронов при замедлении до выбранной граничной энергии.

\* \* \*

Расхождения между расчетом и экспериментом определяются введенными приближениями. Со стороны расчета это предположения о механизме ядерных реакций, используемые аппроксимации, а также упрощения, продиктованные применяемым численным методом (к сожалению, тоже многочисленными). Тем не менее из приведенного анализа следует, что модели, использованные как в самих программах MARS-4 и MMK22, так и при их соединении в одну расчетную систему, удовлетворительно воспроизводят результаты интегральных экспериментов. Дальнейшее уточнение и увеличение объема экспериментальных данных позволят усовершенствовать методику расчетов как с точки зрения повышения их надежности, так и с точки зрения уменьшения затрат на вычисления.

#### Список литературы

1. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М.: Атомиздат, 1972.
2. Васильков Р.Г., Гольданский В.И., Пименов Б.А. и др. Размножение нейтронов в уране, бомбардируемом протонами с энергией 300-660 МэВ. - Атомная энергия, 1978, т.44, вып.4, с.329.
3. Накахава И., Такахаши Х. Анализ выхода нейтронов, образующихся под действием протонов высоких энергий. - Там же, 1979, т.47, вып.2, с.83.
4. Барашенков В.С., Тонеев В.Д., Чигринов С.Е. К расчету электроядерного метода генерации нейтронов. - Там же, 1974, т.37, вып.6, с.475.
5. Майров Л.В. Программный комплекс MMKPK для расчета реакторов методом Монте-Карло, разработанный А.Д.Франк-Каменецким, - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника реакторов, 1981, вып.8(21), с.7.
6. Байшев И.С., Кучинин С.Л., Мохов Н.В. Расчет методом Монте-Карло трехмерных адронных каскадов при энергиях 20 МэВ - 3000 ГэВ (Программа MARS-4). - Препринт ИФБЭ-ОРИ 78-2. Серпухов, 1978.
7. Сычев В.С., Серов А.Я., Манько Б.В. Аналитическая аппроксимация дифференциальных сечений образования вторичных частиц в неупругих нуклон-ядерных взаимодействиях при энергиях выше 20 МэВ. - Препринт РТИ-799, 1979.
8. Лобов Г.А., Степанов Н.В., Сибирцев А.А., Требуховский Ю.В. Статистическое моделирование взаимодействия адронов и легких ядер с ядрами. Модель внутриядерного каскада. - Препринт ИТЭФ-91, М., 1983.
9. Коробейников В.В. А2F - программа подготовки данных для расчетов методом Монте-Карло на основе АРАМАКО-2F. - Препринт ФЭИ-1038. Обнинск, 1980.
10. Справочник по специальным функциям/Под ред.М.Абрамовиша и И.Стигана. М.: Наука, 1979, с.726.
11. Гельфанд Е.К., Манько Б.В., Сычев В.С. Расчет образования нейтронов в блоке урана больших размеров под действием протонов с энергией от 0,1 до 10 ГэВ. - В кн.: Высоочастотные устройства заряженных частиц: Труды РТИ. М., 1977, № 28, с.187.

Статья поступила в редакцию 5 марта 1984 г.

ОЦЕНЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ПОЛНЫХ И ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРОТОНОВ С ЯДРАМИ  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$   
 [РЕАКЦИИ  ${}^6\text{Li}(p,\alpha){}^3\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}(p,n){}^6\text{Be}$ ,  
 ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ ,  ${}^7\text{Li}(p,\alpha){}^4\text{He}$ ]

С.Н.А брамович, Б.Я.Гужовский, В.А.Жеребцов,  
 А.Г.Звенигородский

ESTIMATED VALUES OF TOTAL AND DIFFERENTIAL CROSS-SECTIONS OF PROTON INTERACTIONS WITH NUCLEI  ${}^6\text{Li}$  AND  ${}^7\text{Li}$ . The compilation and evaluation of cross-sections of proton interactions of  ${}^6\text{Li}$  and  ${}^7\text{Li}$  was executed. The results of compilation and the evaluations of the total cross-sections  ${}^6\text{Li}(p,\alpha){}^3\text{He}$ ,  ${}^7\text{Li}(p,\alpha){}^4\text{He}$ ,  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ ,  ${}^6\text{Li}(p,n){}^6\text{Be}$  are given in state of graphs and tables. The angular distributions were analyzed for first three reactions and recommended values were obtained for coefficients with Legendre polynomials in wide energy range.

Выполнены компиляция и оценка сечений реакций взаимодействия протонов с ядрами  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^7\text{Li}$ . Оцененные данные получены на основе работ, изданных до конца 1981 г. При оценке сечения реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  использовалась компиляция работы [1]. При сопоставлении данных разных авторов о полных сечениях мы вводили масштабирующие множители там, где систематический сдвиг данных конкретного автора был виден четко. После такой операции осуществляли процедуру сплайн-описания данных этих авторов с учетом систематических и случайных ошибок.

Для сравнения коэффициентов при полиномах Лежандра, полученных разными авторами, эти коэффициенты приводились на величину  $A_0 = \sigma_t / 4\pi$ , что позволяло исключить систематические ошибки, связанные с неточностями абсолютизации сечений. В табл. I приведены энергетические характеристики различных реакций [2].

Реакция  ${}^6\text{Li}(p,\alpha){}^3\text{He}$ . Полное сечение этой реакции, измеренное в области энергий протонов 0,023-16 МэВ, описано не менее чем в 20 работах, выполненных в течение 1936-1980 гг. За основу авторов настоящей статьи взяли данные о сечениях работы [3], которым приписана минимальная систематическая ошибка и которые в низкоэнергетической области согласуются со значениями сечений из работ [4,5], т.е. полное сечение в области энергий 0,020-0,200 МэВ с хорошей степенью точности может быть аппроксимировано зависимостью  $\sigma_t = [S(E)/E] \exp(-2\pi\eta)$ . Здесь  $\eta$  - кулоновский фактор;  $S(E)$  - астрофизический фактор, который может быть представлен в виде  $S(E) = S(0)(1+aE+bE^2)$ , где  $S(0) = 3,14$  МэВ·б;  $a = -0,70$  МэВ $^{-1}$ ;  $b = 0,06$  МэВ $^{-2}$ . Значения  $S(0)$ ,  $a$ ,  $b$  взяты из работы [3]. В табл. 2 приведены использованные нами работы с указанием принятых экспертных оценок для систематических и случайных ошибок.

В табл. 3 протабулированы оцененные значения полных сечений, полученные при описании по методу сплайнов с учетом систематических и случайных ошибок данных из работ, приведенных в табл. 2. Для нахождения оцененных значений коэффициентов при полиномах Лежандра были использованы данные тех же авторов, за исключением работ [6,7]. В последних, как показал предварительный анализ, явно обрабатывались обратные по углу распределения. Значения оцененных коэффициентов Лежандра приведены в табл. 4.

Вид функции возбуждения оцененного полного сечения реакции  ${}^6\text{Li}(p,\alpha){}^3\text{He}$  приведен на рис. 1. Наряду со значениями оцененных сечений (сплошная кривая) приведены их ошибки, которые найдены для 67%-ного уровня значимости (пунктирная кривая).

Таблица I

Энергетические характеристики реакций

Реакция	Энергия, МэВ	
	реакции	пороговая
${}^6\text{Li}(p,\alpha){}^3\text{He}$	4,018	0
${}^6\text{Li}(p,n){}^6\text{Be}$	-5,070	5,912
${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$	-1,644	1,880
${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}^*$	-2,073	2,470
${}^7\text{Li}(p,\alpha){}^4\text{He}$	17,346	0

Таблица 2

краткая характеристика работ,  
использованных по оценке сечений реакции  ${}^6\text{Li}(p,\alpha){}^3\text{He}$

Литера-тура	Тип данных	Энергетический диапазон, МэВ	Метод абсолют-зации	Экспертная оценка си-стематической ошибки, %	Оценка случайной погрешности, %
[8]	$\sigma(90^\circ)$	0,04-0,240	A	50	30
[5]	$\sigma_t$	0,025-0,050	A	20	15-25
[4]	$\sigma(\theta), \sigma_t$	0,050-0,190	A	10	10
[6]		0,64-2,91	A	25	10
[9]	$\sigma(\theta)$	0,30-1,00	R	20	10
[7]		0,151, 0,317	R	12	8
[10]		1,00-2,60	A	30	10
[12]	$\sigma(\theta)$	0,1-0,7	A	14	10
[3]		0,14-3,0	R	10	7
[13]		1,9-5,0	E	20	15
[14]		0,1-0,180	A	15	10
[15]		3,0-12,0	R	15	12
[11]	$\sigma(\theta)$	1,0-2,5;	R	30	10
	$\sigma(90^\circ)$	1,0-4,0			

П р и м е ч а н и е: А - абсолютизация автора путем определения толщины мишени, потока пучка (заряда) и телесного угла; R - абсолютизация благодаря использованию метода отношений; E - абсолютизация относительных измерений по реперному значению.

Таблица 3

Сцененные значения полных сечений реакции  ${}^6\text{Li}(p,\alpha){}^3\text{He}$

Энергия, МэВ	Сечение, мб	Неопре-деленность, мб	Энергия, МэВ	Сечение, мб	Неопре-деленность, мб
0,050	0,13	0,01	0,094	2,28	0,15
0,052	0,16	0,01	0,096	2,47	0,16
0,054	0,20	0,02	0,098	2,67	0,17
0,056	0,24	0,02	0,100	2,88	0,18
0,058	0,28	0,03	0,120	5,53	0,28
0,060	0,34	0,03	0,140	8,95	0,44
0,062	0,39	0,04	0,160	12,88	0,61
0,064	0,46	0,04	0,180	17,14	0,82
0,066	0,52	0,05	0,200	21,66	1,07
0,068	0,60	0,05	0,220	26,35	1,31
0,070	0,68	0,05	0,240	31,17	1,52
0,072	0,77	0,06	0,260	36,00	1,73
0,074	0,86	0,06	0,280	40,73	1,96
0,076	0,96	0,07	0,300	45,28	2,21
0,078	1,07	0,07	0,320	49,55	2,45
0,080	1,19	0,08	0,340	53,50	2,68
0,082	1,32	0,09	0,360	57,08	2,86
0,084	1,46	0,10	0,380	60,33	3,00
0,086	1,60	0,11	0,400	63,28	3,12
0,088	1,75	0,12	0,420	65,98	3,22
0,090	1,92	0,13	0,440	68,49	3,32
0,092	2,09	0,14	0,460	70,85	3,43

Продолжение табл. 3

Энергия, МэВ	Сечение, мб	Неопре- деленность, мб	Энергия, МэВ	Сечение, мб	Неопре- деленность, мб
0,480	73,10	3,53	3,400	123,49	5,69
0,500	75,27	3,64	3,600	119,74	5,52
0,520	77,39	3,74	3,800	115,16	5,31
0,540	79,49	3,84	4,000	109,75	5,07
0,560	81,59	3,93	4,200	103,87	4,80
0,580	83,70	4,01	4,400	97,87	4,53
0,600	85,79	4,09	4,600	92,00	4,28
0,620	87,84	4,17	4,800	86,42	4,04
0,640	89,80	4,25	5,000	81,20	3,82
0,660	91,67	4,33	5,200	76,41	3,63
0,680	93,42	4,42	5,400	72,05	3,45
0,700	95,03	4,51	5,600	68,11	3,29
0,720	96,49	4,60	5,800	64,60	3,15
0,740	97,77	4,68	6,000	61,47	3,03
0,760	98,88	4,75	6,200	58,71	2,92
0,780	99,80	4,81	6,400	56,29	2,84
0,800	100,52	4,85	6,600	54,18	2,77
0,820	101,04	4,87	6,800	52,36	2,71
0,840	101,36	4,88	7,000	50,81	2,76
0,860	101,48	4,87	7,200	49,50	2,66
0,880	101,39	4,84	7,400	48,43	2,66
0,900	101,11	4,82	7,600	47,55	2,68
0,920	100,65	4,79	7,800	46,82	2,72
0,940	100,14	4,78	8,000	46,21	2,77
0,960	99,68	4,79	8,200	45,68	2,83
0,980	99,39	4,81	8,400	45,21	2,90
1,000	99,35	4,85	8,600	44,78	2,97
1,100	105,22	5,06	8,800	44,36	3,03
1,200	117,57	5,64	9,000	43,95	3,09
1,300	125,47	5,99	9,200	43,52	3,14
1,400	133,02	6,28	9,400	43,08	3,18
1,500	153,34	7,26	9,600	42,60	3,21
1,600	185,86	8,66	9,800	42,09	3,23
1,700	211,36	9,83	10,000	41,53	3,23
1,800	212,25	9,86	10,200	40,93	3,23
1,900	197,12	9,10	10,400	40,28	3,22
2,000	179,35	8,23	10,600	39,57	3,19
2,100	165,71	7,59	10,800	38,81	3,17
2,200	155,88	7,14	11,000	38,00	3,14
2,300	148,71	6,82	11,200	37,15	3,11
2,400	143,41	6,58	11,400	36,24	3,08
2,500	139,46	6,34	11,600	35,29	3,06
2,600	136,46	6,26	11,800	34,29	3,05
2,700	134,14	6,16	12,000	33,26	3,05
2,800	132,28	6,07	12,200	32,20	3,06
2,900	130,71	6,01	12,400	31,11	3,09
3,000	129,29	5,94	12,600	29,99	3,13
3,200	126,56	5,83	12,800	28,85	3,17

Окончание табл.3

Энергия, МэВ	Сечение, мб	Неопределенность, мб	Энергия, МэВ	Сечение, мб	Неопределенность, мб
13,000	27,71	3,23	13,600	24,23	3,44
13,200	26,55	3,30	13,800	23,08	3,51
13,400	25,39	3,37	14,000	21,94	3,57

Таблица 4

Оцененные значения коэффициентов при полиномах Лежандра реакции  ${}^6\text{Li}(p,\alpha){}^3\text{He}$ 

Энергия, МэВ	A1	A2	A3	A4	Энергия, МэВ	A1	A2	A3	A4
0,070	0,01	0,00	0,00	0,00	2,600	0,07	0,10	-0,12	0,08
0,100	0,03	-0,03	0,00	0,00	2,800	0,06	0,01	-0,15	0,08
0,120	0,05	-0,05	0,00	0,00	3,000	0,06	-0,03	-0,18	0,08
0,140	0,08	-0,05	0,00	0,00	3,200	0,05	-0,03	-0,21	0,07
0,160	0,11	-0,05	0,00	0,00	3,400	0,05	-0,03	-0,24	0,06
0,180	0,13	-0,04	0,00	0,00	3,600	0,05	-0,08	-0,26	0,05
0,200	0,16	-0,04	0,00	0,00	3,800	0,07	-0,15	-0,28	0,04
0,220	0,18	-0,04	0,00	0,00	4,000	0,09	-0,17	-0,30	0,02
0,250	0,21	-0,05	-0,06	0,05	4,200	0,12	-0,14	-0,32	0,00
0,300	0,25	-0,08	-0,05	0,04	4,400	0,15	-0,09	-0,32	-0,02
0,400	0,33	-0,13	-0,04	0,02	4,600	0,19	-0,04	-0,33	-0,04
0,500	0,40	-0,10	-0,03	0,01	4,800	0,22	-0,02	-0,32	-0,05
0,600	0,45	-0,08	-0,02	0,00	5,000	0,26	0,00	-0,32	-0,07
0,700	0,49	-0,08	-0,01	-0,01	5,200	0,30	0,02	-0,30	-0,08
0,800	0,51	-0,09	0,00	-0,01	5,400	0,33	0,03	-0,28	-0,09
0,900	0,51	-0,10	0,00	-0,02	5,600	0,37	0,03	-0,26	-0,10
1,000	0,52	-0,12	0,00	-0,02	5,800	0,40	0,04	-0,24	-0,10
1,100	0,54	-0,17	0,00	-0,01	6,000	0,42	0,04	-0,20	-0,10
1,200	0,56	-0,20	0,00	-0,01	6,200	0,44	0,04	-0,17	-0,08
1,300	0,59	-0,15	0,00	0,00	6,400	0,46	0,04	-0,13	-0,06
1,400	0,61	-0,07	0,00	0,00	6,600	0,47	0,04	-0,09	-0,04
1,500	0,58	0,03	-0,01	0,01	6,800	0,48	0,04	-0,05	-0,01
1,600	0,52	0,13	-0,01	0,02	7,000	0,48	0,04	-0,01	0,02
1,700	0,43	0,21	-0,02	0,03	7,200	0,47	0,03	0,03	0,05
1,800	0,34	0,28	-0,03	0,03	7,400	0,47	0,04	0,07	0,09
1,900	0,26	0,32	-0,04	0,04	7,600	0,45	0,04	0,10	0,12
2,000	0,20	0,35	-0,05	0,05	7,800	0,43	0,04	0,12	0,16
2,200	0,12	0,32	-0,07	0,06	8,000	0,40	0,04	0,14	0,19
2,400	0,08	0,21	-0,09	0,07					

Реакция  ${}^6\text{Li}(p,n){}^6\text{Be}$ . В работе [16] приведена зависимость полного выхода нейтронов при бомбардировке  ${}^6\text{Li}$  протонами с энергией от пороговой до 14 МэВ с относительной ошибкой  $\pm 15\%$ . Утверждается, что эффективность используемого детектора является константой с точностью  $\pm 1\%$  в энергетическом интервале регистрируемых нейтронов  $1 \text{ кэВ} < E_n < 2 \text{ МэВ}$ . Выше 2 МэВ она систематически уменьшается по мере увеличения энергии, доходя до 75% исходной для нейтронов с энергией 9 МэВ. Оценка вклада канала  ${}^6\text{Li}(p,n){}^6\text{Be}$  (основное состояние) при  $E_p = 11,6 \text{ МэВ}$ , сделанная нами по работе [17], дает значение  $\sigma_t \approx 30 \text{ мб}$ . На основе данных работы [18], где приведены скорректированные на эффективность детектора спектры нейтронов реакции  ${}^6\text{Li}+p$  для различных углов,

можно сделать оценку вклада двухчастичного канала в общий выход нейтронов при энергии  $E_p = 10,5$  МэВ (его доля составляет не более 30%). Это позволяет оценить нижнюю границу полного сечения образования нейтронов в 100 мб при  $E_p = 11,6$  МэВ, что хорошо согласуется (с учетом относительного хода [16]) со значением оцененного в работе [16] полного сечения в 32 мб  $\pm 50\%$  при  $E_p = 8$  МэВ.

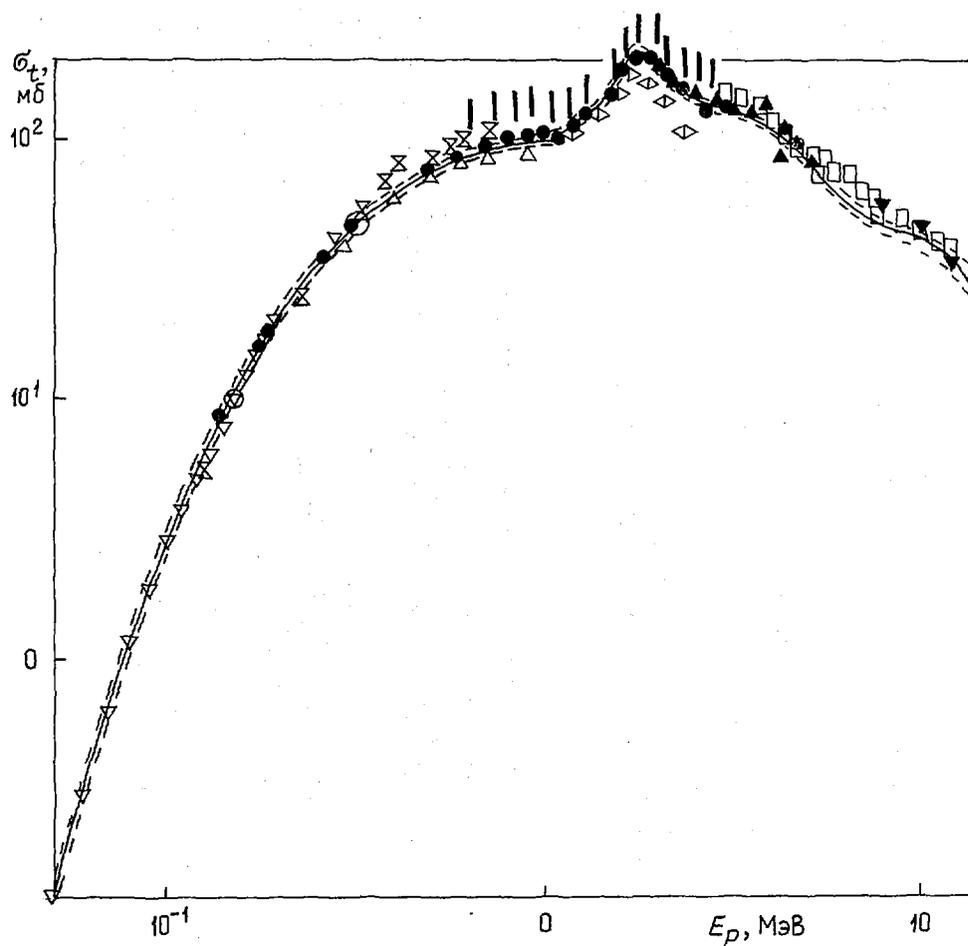


Рис.1. Зависимость полного сечения реакции  ${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^3\text{He}$  от энергии. Данные работ:  $\nabla$  - [4];  $\Delta$  - [9];  $\circ$  - [1];  $\bullet$  - [3];  $\times$  - [12];  $|$  - [33];  $\diamond$  - [10];  $\blacktriangle$  - [13];  $\blacktriangledown$  - [43];  $\square$  - [15]

В табл.5 приведена зависимость сечения полного выхода нейтронов от энергии, полученная в результате аппроксимации и последующей абсолютизации данных работы [16]. При абсолютизации считалось, что при  $E_p = 11,6$  МэВ  $\sigma_t = 100$  мб.

На рис.2 показана энергетическая зависимость оцененного полного сечения реакции  ${}^6\text{Li}(p, x)n$  (пунктир - 67%-ный доверительный интервал).

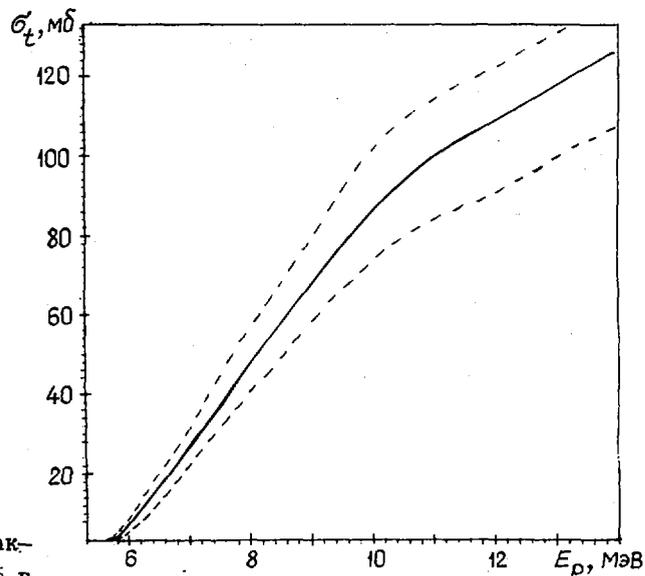
Реакция  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$  широко используется в качестве источника нейтронов благодаря большому выходу, легкости применения и контроля и относительно низкому порогу. Недостатком реакции является наличие значительного  $\gamma$ -фона при энергиях, больших 2,38 МэВ, и появление сплошного спектра нейтронов после  $E_p = 3,68$  МэВ. Причем этот вклад реакций многочастичного развала быстро нарастает, достигая при  $E_p = 7$  МэВ 40-50% полного выхода.

Таблица 5

Оцененные значения полных сечений реакции  ${}^6\text{Li}(p, \alpha)n$   
в зависимости от энергии

Энергия, МэВ	Сечение, мб	Неопреде- ленность, мб	Энергия, МэВ	Сечение, мб	Неопреде- ленность, мб
5,700	0,00	0,00	9,900	84,30	11,90
5,800	2,10	0,00	10,000	86,00	12,20
5,900	5,30	0,50	10,100	87,50	12,40
6,000	8,40	0,80	10,200	89,00	12,70
6,100	9,40	0,90	10,300	90,30	12,90
6,200	11,80	1,20	10,400	91,80	13,20
6,300	14,00	1,40	10,500	93,20	13,50
6,400	16,10	1,60	10,600	94,70	13,70
6,500	18,20	2,00	10,700	95,90	14,00
6,600	20,20	2,20	10,800	97,00	14,20
6,700	22,30	2,50	10,900	98,00	14,40
6,800	24,40	2,70	11,000	98,90	14,60
6,900	26,40	3,00	11,100	99,80	14,80
7,000	29,50	3,40	11,200	100,60	15,00
7,100	30,50	3,70	11,300	101,50	15,20
7,200	32,60	4,00	11,400	102,20	15,40
7,300	34,70	4,30	11,500	104,00	15,60
7,400	36,80	4,60	11,600	104,70	15,80
7,500	39,00	4,90	11,700	105,40	16,00
7,600	41,00	5,20	11,800	106,10	16,20
7,700	42,90	5,50	11,900	106,80	16,40
7,800	44,80	5,80	12,000	107,50	16,60
7,900	46,70	6,00	12,100	108,20	16,80
8,000	48,60	6,30	12,200	108,90	17,00
8,100	50,50	6,60	12,300	109,80	17,10
8,200	52,40	6,90	12,400	110,40	17,20
8,300	54,30	7,20	12,500	111,00	17,30
8,400	56,20	7,50	12,600	111,60	17,40
8,500	58,10	7,80	12,700	112,20	17,50
8,600	60,00	8,00	12,800	112,80	17,60
8,700	62,00	8,30	12,900	113,40	17,70
8,800	64,00	8,60	13,000	114,00	17,80
8,900	66,00	8,90	13,100	114,60	17,90
9,000	68,00	9,20	13,200	115,20	18,00
9,100	69,90	9,50	13,300	115,80	18,00
9,200	71,80	9,80	13,400	116,40	18,00
9,300	73,70	10,10	13,500	117,00	18,00
9,400	75,60	10,40	13,600	117,60	18,00
9,500	77,50	10,70	13,700	118,20	18,00
9,600	79,20	11,00	13,800	118,80	18,00
9,700	80,90	11,30	13,900	119,40	18,00
9,800	82,60	11,60	14,000	120,00	18,00

Рис.2. Зависимость полного сечения реакции  ${}^6\text{Li}(p,x)n$  от энергии



Имеются два обзора, посвященных этой реакции: [19] опубликован в 1960 г., [1] - в 1975 г. Последний включал работы, выполненные до 1973 г.; оценка проведена до  $E_p=7,0$  МэВ. В настоящее время осуществлены измерения полных и дифференциальных сечений реакции до энергии 26 МэВ. Кроме того, появились более прецизионные измерения и в моноэнергетической области реакции. Имеется новая информация о многочастичных каналах реакции, а также об измерениях полного выхода нейтронов. В табл.6 приведены работы, использованные для оценки сечений реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  для основного и первого возбужденного состояний конечного ядра.

Краткая характеристика работ, использованных при оценке сечений реакций  ${}^7\text{Li}(p,n_0){}^7\text{Be}$  и  ${}^7\text{Li}(p,n_1){}^7\text{Be}$ \*

Таблица 6

Литература	Тип данных	Энергетический диапазон, МэВ	Метод абсолютизации	Экспертная оценка систематической ошибки, %	Оценка случайной погрешности, %
[24]	$\sigma_t, \sigma(\theta), n_0, n_1$	$E_{\text{пор}} - 2,5$	SP	30	20
[25]	} $\sigma_t, n_0, n_1$	$E_{\text{пор}} - 2,5$	SP	20	15
[26]		$E_{\text{пор}} - 5,0$	SR	10	10
[27]		2,6-4,0	RLG	15	10
[28]	} $\sigma(\theta), n_0, n_1$	3-10	RLG	15	15
[29]		$E_{\text{пор}} - 2,3$	RLG	10	10
[21]		14,2-26,0	RLG	10	8
[30]		$\sigma(\theta), n_0$	2,2-5,4	A	10
[31]	$\sigma_T, n_1$	$E_{\text{пор}}^I - 6,0$	RTR	10	10
[32]	$\sigma_T, n_0, n_1$	14,9;17,0	A	20	10
[20]	$\sigma_T, n_0$	$E_{\text{пор}} - 3,8$	A	10	8
[22]	$\sigma_T, n_0+n_1$	$E_{\text{пор}} - 4,2$	A	7	5
[23]	$\sigma(90^\circ), n_1$	$E_{\text{пор}}^I - 8,0$	RLP	15	10

Примечание: SP - абсолютизация по (Po-Be)-источнику; SR - абсолютизация по (Ba-Be)-источнику; A - абсолютизация по току, толщине мишени, геометрии; RLG - относительные измерения с абсолютизацией по данным работы [26]; RTR - абсолютизация по методу отношений; использовано сечение реакций  ${}^7\text{Li}(p,p){}^7\text{Li}^*$ ; RLP - относительные измерения с абсолютизацией по данным работы [31];  $n_0$  - нейтроны, соответствующие основному состоянию ядра  ${}^7\text{Be}$ ;  $n_1$  - нейтроны, соответствующие первому возбужденному состоянию ядра  ${}^7\text{Be}$ .

На рис.3,4 показаны результаты оценки полных сечений реакций  ${}^7\text{Li}(p,n\alpha){}^7\text{Be}$  и  ${}^7\text{Li}(p,n1){}^7\text{Be}^*$  (пунктир - 67%-ный доверительный интервал). Наличие данных по угловым [20, 21] и полным [22, 23] сечениям позволяет расширить диапазон оцененных значений по сечениям этих реакций. Для реакции  ${}^7\text{Li}(p,n\alpha){}^7\text{Be}$  получены как оцененные значения полного сечения, так и коэффициенты при полиномах Лежандра, для реакции  ${}^7\text{Li}(p,n1){}^7\text{Be}^*$  - только оценка полного сечения. Результаты приведены в табл.7-9.

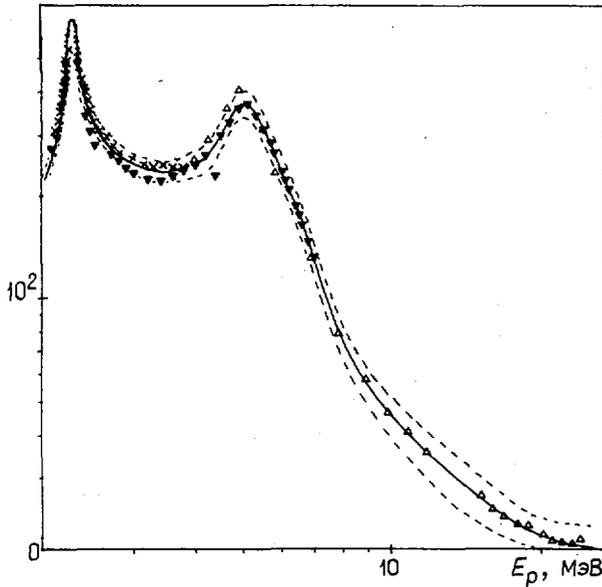


Рис.3. Зависимость полного сечения реакции  ${}^7\text{Li}(p,n\alpha){}^7\text{Be}$  от энергии. Данные работ:  $\nabla$  - [1];  $\Delta$  - [21];  $\times$  - [20]

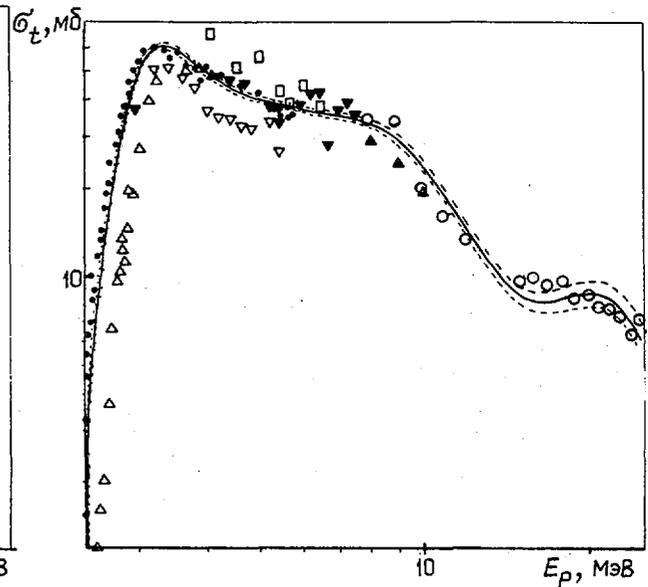


Рис.4. Зависимость полного сечения реакции  ${}^7\text{Li}(p,n1){}^7\text{Be}^*$  от энергии. Данные работ:  $\bullet$  - [31];  $\Delta$  - [29];  $\nabla$  - [30];  $\circ$  - [21];  $\square, \blacktriangle$  - [28];  $\blacktriangledown$  - [23]

Таблица 7

Оцененные значения полных сечений реакции  ${}^7\text{Li}(p,n\alpha){}^7\text{Be}$

Энергия, МэВ	Сечение, мб	Неопределенность, мб	Энергия, МэВ	Сечение, мб	Неопределенность, мб
2,08	320	35	2,36	435	23
2,10	315	20	2,38	411	21
2,12	330	20	2,40	388	20
2,14	361	22	2,42	369	19
2,16	404	22	2,44	353	19
2,18	450	24	2,46	341	18
2,20	492	28	2,48	332	18
2,22	521	30	2,50	325	17
2,24	535	30	2,52	320	16
2,26	536	29	2,54	315	16
2,28	526	28	2,56	311	16
2,30	509	28	2,58	307	16
2,32	486	27	2,60	303	16
2,34	461	25	2,62	299	16

Продолжение табл.7

Энергия, МэВ	Сечение, мб	Неопреде- ленность, мб	Энергия, МэВ	Сечение, мб	Неопреде- ленность, мб
2,64	296	15	6,90	128	15
2,66	292	15	7,00	121	13
2,68	288	15	7,10	114	11
2,70	285	14	7,20	107	9
2,72	281	14	7,30	102	9
2,74	278	14	7,40	97	8
2,76	275	14	7,50	92	8
2,78	272	14	7,60	88	8
2,80	269	14	7,70	84	7
2,90	258	14	7,80	80	7
3,00	251	13	7,90	77	7
3,10	247	13	8,00	74	7
3,20	245	13	8,10	72	7
3,30	244	13	8,20	69	6
3,40	243	13	8,30	67	6
3,50	243	12	8,40	65	6
3,60	242	13	8,50	63	6
3,70	243	13	8,60	61	5
3,80	244	13	8,70	59	5
3,90	246	13	8,80	58	5
4,00	250	15	8,90	56	5
4,10	257	18	9,00	55	4
4,20	268	20	9,10	54	4
4,30	284	21	9,20	52	4
4,40	304	21	9,30	51	4
4,50	325	21	9,40	50	4
4,60	346	23	9,50	49	3
4,70	364	26	9,60	48	3
4,80	376	27	9,70	47	4
4,90	380	26	9,80	46	4
5,00	377	25	9,90	46	4
5,10	367	25	10,00	45	4
5,20	353	26	10,50	41	4
5,30	335	26	11,00	38	4
5,40	315	25	11,50	36	4
5,50	294	23	12,00	34	3
5,60	274	22	12,50	32	3
5,70	253	22	13,00	30	3
5,80	235	24	13,50	29	3
5,90	218	26	14,00	28	2
6,00	203	27	14,50	27	2
6,10	190	27	15,00	26	2
6,20	179	25	15,50	25	2
6,30	170	22	16,00	24	2
6,40	162	20	16,50	23	2
6,50	156	17	17,00	23	2
6,60	148	16	17,50	22	2
6,70	141	16	18,00	22	2
6,80	135	16	18,50	21	2

Окончание табл.7

Энергия, МэВ	Сечение, мб	Неопределенность, мб	Энергия, МэВ	Сечение, мб	Неопределенность, мб
19,00	21	2	23,00	19	1
19,50	20	2	23,50	19	1
20,00	20	2	24,00	19	1
20,50	20	2	24,50	18	1
21,00	20	2	25,00	18	2
21,50	19	2	25,50	18	2
22,00	19	2	26,00	18	2
22,50	19	2	-	-	-

Таблица 8

Списанные значения коэффициентов при полиномах Лежандра для реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^6\text{Be}$

Энергия, МэВ	A1	A2	A3	Энергия, МэВ	A1	A2	A3
2,200	0,17	0,03	0,00	10,500	-0,17	0,15	0,09
2,400	0,33	0,12	0,00	11,000	-0,11	0,13	0,08
2,600	0,31	0,12	0,00	11,500	-0,07	0,11	0,07
2,800	0,28	0,10	0,00	12,000	-0,03	0,10	0,06
3,000	0,29	0,08	0,00	12,500	0,00	0,09	0,05
3,200	0,31	0,08	0,00	13,000	0,03	0,08	0,05
3,400	0,32	0,09	0,00	13,500	0,06	0,07	0,05
3,600	0,30	0,12	-0,02	14,000	0,08	0,07	0,05
3,800	0,26	0,14	-0,06	14,500	0,10	0,07	0,05
4,000	-0,22	0,16	-0,11	15,000	0,11	0,06	0,05
4,200	0,19	0,21	-0,15	15,500	0,12	0,07	0,05
4,400	0,17	0,29	-0,16	16,000	0,14	0,07	0,06
4,600	0,15	0,34	-0,15	16,500	0,14	0,07	0,06
4,800	0,13	0,36	-0,11	17,000	0,15	0,07	0,07
5,000	0,09	0,37	-0,06	17,500	0,16	0,08	0,07
5,200	0,04	0,36	-0,01	18,000	0,17	0,08	0,08
5,400	-0,03	0,35	0,03	18,500	0,17	0,08	0,08
5,600	-0,08	0,34	0,06	19,000	0,17	0,09	0,09
5,800	-0,13	0,33	0,09	19,500	0,18	0,09	0,09
6,000	-0,17	0,32	0,11	20,000	0,18	0,10	0,10
6,200	-0,21	0,31	0,12	20,500	0,18	0,10	0,11
6,400	-0,25	0,30	0,14	21,000	0,18	0,11	0,11
6,600	-0,28	0,29	0,15	21,500	0,18	0,11	0,12
6,800	-0,30	0,29	0,15	22,000	0,18	0,12	0,13
6,900	-0,31	0,29	0,16	22,500	0,18	0,12	0,13
7,000	-0,32	0,29	0,16	23,000	0,18	0,13	0,14
7,500	-0,35	0,27	0,16	23,500	0,18	0,13	0,15
8,000	-0,36	0,25	0,16	24,000	0,18	0,14	0,15
8,500	-0,35	0,23	0,14	24,500	0,18	0,14	0,16
9,000	-0,33	0,21	0,13	25,000	0,18	0,15	0,16
9,500	-0,28	0,19	0,12	25,500	0,18	0,15	0,17
10,000	-0,22	0,17	0,10	26,000	0,18	0,16	0,18

Таблица 9

Оцененные значения полных сечений реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}^*$ 

Энергия, МэВ	Сечение, мб	Неопреде- ленность, мб	Энергия, МэВ	Сечение, мб	Неопреде- ленность, мб
2,400	3,41	0,12	4,800	40,91	0,64
2,450	5,23	0,16	4,850	40,60	0,63
2,500	7,62	0,20	4,900	40,31	0,63
2,550	10,61	0,26	4,950	40,03	0,62
2,600	14,19	0,34	5,000	39,77	0,61
2,650	18,30	0,43	5,100	39,29	0,60
2,700	22,81	0,54	5,200	38,86	0,59
2,750	27,58	0,65	5,300	38,48	0,59
2,800	32,47	0,77	5,400	38,13	0,58
2,850	37,29	0,89	5,500	37,83	0,58
2,900	41,90	1,00	5,600	37,55	0,58
2,950	46,15	1,09	5,700	37,30	0,57
3,000	49,95	1,17	5,800	37,08	0,57
3,050	53,23	1,22	5,900	36,88	0,56
3,100	55,93	1,26	6,000	36,70	0,55
3,150	58,05	1,28	6,100	36,54	0,54
3,200	59,60	1,28	6,200	36,40	0,53
3,250	60,63	1,28	6,300	36,27	0,53
3,300	61,17	1,26	6,400	36,14	0,52
3,350	61,29	1,24	6,500	36,02	0,52
3,400	61,04	1,21	6,600	35,90	0,52
3,450	60,51	1,18	6,700	35,78	0,53
3,500	59,74	1,15	6,800	35,66	0,54
3,550	58,80	1,12	6,900	35,52	0,56
3,600	57,74	1,09	7,000	35,38	0,58
3,650	56,61	1,07	7,100	35,23	0,60
3,700	55,45	1,04	7,200	35,06	0,63
3,750	54,30	1,02	7,300	34,89	0,66
3,800	53,18	1,00	7,400	34,69	0,69
3,850	52,13	0,98	7,500	34,48	0,73
3,900	51,15	0,96	7,600	34,26	0,76
3,950	50,23	0,94	7,700	34,02	0,79
4,000	49,37	0,92	7,800	33,75	0,82
4,050	48,56	0,90	7,900	33,47	0,85
4,100	47,80	0,88	8,000	33,18	0,88
4,150	47,09	0,86	8,100	32,86	0,90
4,200	46,43	0,84	8,200	32,52	0,92
4,250	45,80	0,82	8,300	32,17	0,94
4,300	45,21	0,80	8,400	31,80	0,96
4,350	44,66	0,78	8,500	31,40	0,98
4,400	44,14	0,76	8,600	30,99	0,99
4,450	43,64	0,74	8,700	30,57	1,00
4,500	43,18	0,72	8,800	30,13	1,00
4,550	42,75	0,71	8,900	29,67	1,01
4,600	42,33	0,69	9,000	29,19	1,01
4,650	41,95	0,68	9,100	28,71	1,01
4,700	41,58	0,67	9,200	28,21	1,01
4,750	41,23	0,65	9,300	27,69	1,01

Энергия, МэВ	Сечение, мб	Неопределенность, мб	Энергия, МэВ	Сечение, мб	Неопределенность, мб
9,400	27,17	1,00	16,000	8,20	0,57
9,500	26,63	1,00	16,500	8,17	0,53
9,600	26,09	0,99	17,000	8,22	0,50
9,700	25,53	0,98	17,500	8,31	0,49
9,800	24,97	0,97	18,000	8,43	0,50
9,900	24,41	0,96	18,500	8,55	0,52
10,000	23,84	0,96	19,000	8,65	0,55
10,500	21,04	0,93	19,500	8,72	0,58
11,000	18,47	0,93	20,000	8,76	0,60
11,500	16,21	0,93	20,500	8,73	0,60
12,000	14,29	0,92	21,000	8,65	0,59
12,500	12,71	0,90	21,500	8,50	0,56
13,000	11,42	0,87	22,000	8,28	0,53
13,500	10,40	0,83	22,500	7,99	0,50
14,000	9,60	0,78	23,000	7,64	0,50
14,500	9,01	0,73	23,500	7,23	0,52
15,000	8,59	0,68	24,000	6,77	0,58
15,500	8,32	0,62	24,500	6,28	0,66

Реакция  ${}^7\text{Li}(p,\alpha){}^4\text{He}$  изучена достаточно хорошо. Полное сечение измерено в области энергий протонов 0,023–12 МэВ. При малых энергиях функция возбуждения полного сечения следует зависимости  $\sigma \propto E^{-1} \exp(-B/\sqrt{E})$ , где  $B$  – константа. При энергиях, больших 1 МэВ, в энергетическом ходе этого сечения появляются четко выраженные резонансы, соответствующие уровням составного ядра  ${}^8\text{Be}$ . Несмотря на большое число работ, при оценке дифференциальных сечений реакции встречаются существенные трудности, связанные с наличием двух групп работ, имеющих двукратное различие по абсолютным значениям. С одной стороны, это работы [33,34], результаты которых основаны или совпадают с измерениями Дж.Фримана [35], а с другой – работы группы Дж.Мариона [36–38], в которых ставятся под сомнение результаты работы [35]. Выяснению этой конфликтной ситуации посвящена работа [39]. В ней измерялось отношение реакций  ${}^7\text{Li}(p,\alpha){}^4\text{He}$  и  ${}^{19}\text{F}(p,\alpha){}^{16}\text{O}$ , величина которого находится в отличном согласии с величиной, приведенной в работе [35]. Поэтому мы остановились на значении сечения реакции  ${}^7\text{Li}(p,\alpha){}^4\text{He}$ , предложенном в работе [35], а данные работ [36–38] использовали при оценке, нормировав их на соответствующий коэффициент. На рис.5 приведены экспериментальные данные, использованные при оценке, а также оцененная кривая для функции возбуждения полного сечения (пунктир – 67%-ный доверительный интервал).

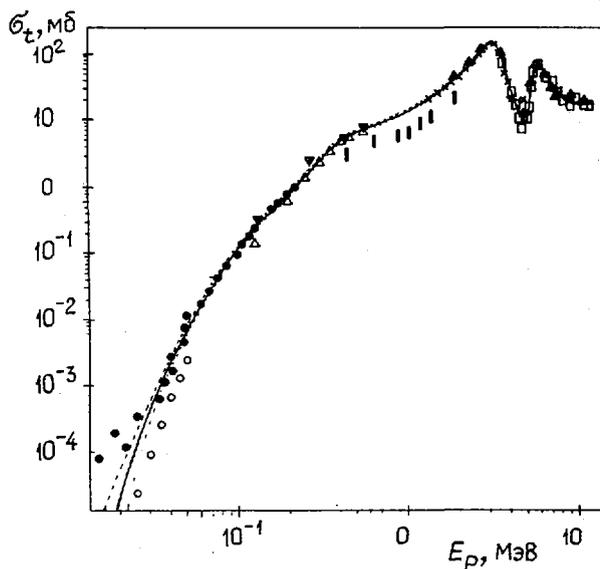


Рис.5. Зависимость полного сечения реакции  ${}^7\text{Li}(p,\alpha){}^4\text{He}$  от энергии. Данные работ: ● – [40]; ○ – [3]; △ – [41]; ▽ – [7]; | – [38]; ▲ – [34]; □ – [33]; × – [44]

В табл. I0, I1 даны протабулированные значения полных сечений и коэффициентов при четных полиномах Лежандра. Экспертные оценки работ, использованных для оценки, приведены в табл. I2.

Таблица I0

Оцененные значения полных сечений реакции  ${}^7\text{Li}(p,\alpha){}^4\text{He}$

Энергия, МэВ	Сечение, мб	Неопределенность, мб	Энергия, МэВ	Сечение, мб	Неопределенность, мб
0,010	0,00	0,00	0,460	5,66	0,32
0,020	0,00	0,00	0,470	5,83	0,33
0,030	0,00	0,00	0,480	5,99	0,34
0,040	0,00	0,00	0,490	6,15	0,34
0,050	0,01	0,00	0,500	6,23	0,35
0,060	0,01	0,00	0,550	6,96	0,38
0,070	0,03	0,00	0,600	7,52	0,40
0,080	0,05	0,00	0,650	8,03	0,42
0,090	0,09	0,01	0,700	8,52	0,45
0,100	0,12	0,01	0,750	9,04	0,47
0,110	0,16	0,01	0,800	9,60	0,50
0,120	0,20	0,01	0,850	10,23	0,52
0,130	0,25	0,02	0,900	10,92	0,55
0,140	0,30	0,02	0,950	11,66	0,58
0,150	0,35	0,03	1,000	12,46	0,62
0,160	0,42	0,03	1,050	13,31	0,67
0,170	0,49	0,03	1,100	14,21	0,72
0,180	0,57	0,04	1,150	15,16	0,77
0,190	0,66	0,04	1,200	16,15	0,83
0,200	0,76	0,05	1,250	17,18	0,88
0,210	0,88	0,06	1,300	18,26	0,93
0,220	1,00	0,06	1,350	19,38	0,98
0,230	1,14	0,07	1,400	20,54	1,01
0,240	1,29	0,08	1,450	21,76	1,06
0,250	1,45	0,09	1,500	23,05	1,11
0,260	1,62	0,10	1,550	24,41	1,16
0,270	1,80	0,12	1,600	25,86	1,23
0,280	1,98	0,13	1,650	27,40	1,31
0,290	2,18	0,14	1,700	29,05	1,40
0,300	2,37	0,15	1,750	30,83	1,49
0,310	2,58	0,16	1,800	32,73	1,58
0,320	2,79	0,17	1,850	34,79	1,67
0,330	3,00	0,17	1,900	37,00	1,77
0,340	3,21	0,18	1,950	39,39	1,86
0,350	3,43	0,19	2,000	41,98	1,96
0,360	3,65	0,20	2,100	47,83	2,22
0,370	3,86	0,21	2,200	54,71	2,71
0,380	4,08	0,22	2,300	62,24	3,17
0,390	4,29	0,23	2,400	70,19	3,32
0,400	4,45	0,25	2,500	79,05	3,61
0,410	4,71	0,26	2,600	89,42	4,09
0,420	4,91	0,27	2,700	101,10	4,53
0,430	5,10	0,28	2,800	112,50	4,98
0,440	5,30	0,29	2,900	121,20	5,41
0,450	5,48	0,31	3,000	125,10	5,55

Окончание табл. 10

Энергия, МэВ	Сечение, мб	Неопреде- ленность, мб	Энергия, МэВ	Сечение, мб	Неопреде- ленность, мб
3,100	122,90	5,36	7,600	20,64	1,37
3,200	114,90	5,14	7,700	19,56	1,28
3,300	102,50	4,74	7,800	18,55	1,18
3,400	87,45	4,00	7,900	17,64	1,12
3,500	71,54	3,41	8,000	16,86	1,08
3,600	56,86	3,00	8,100	16,23	1,08
3,700	44,82	2,32	8,200	15,76	1,09
3,800	35,43	1,96	8,300	15,46	1,10
3,900	28,38	1,75	8,400	15,36	1,10
4,000	23,21	1,45	8,500	15,45	1,08
4,100	19,40	1,18	8,600	15,74	1,05
4,200	16,50	1,08	8,700	16,17	1,01
4,300	14,22	1,07	8,800	16,70	1,00
4,400	12,38	1,00	8,900	17,30	1,00
4,500	10,87	0,85	9,000	17,92	1,04
4,600	9,78	0,77	9,100	18,53	1,10
4,700	9,28	0,82	9,200	19,07	1,17
4,800	9,51	0,93	9,300	19,50	1,23
4,900	10,76	1,02	9,400	19,77	1,25
5,000	13,71	1,03	9,500	19,86	1,24
5,100	18,90	1,16	9,600	19,81	1,23
5,200	26,31	1,50	9,700	19,63	1,23
5,300	35,90	1,87	9,800	19,37	1,25
5,400	46,80	2,23	9,900	19,04	1,30
5,500	56,94	2,64	10,000	18,68	1,35
5,600	63,43	2,97	10,100	18,31	1,39
5,700	64,84	3,04	10,200	17,95	1,41
5,800	62,26	2,89	10,300	17,62	1,42
5,900	57,32	2,66	10,400	17,34	1,42
6,000	51,59	2,44	10,500	17,11	1,43
6,100	46,19	2,22	10,600	16,92	1,48
6,200	41,80	2,01	10,700	16,77	1,59
6,300	38,51	1,81	10,800	16,44	1,74
6,400	36,00	1,65	10,900	16,54	1,91
6,500	34,03	1,54	11,000	16,44	2,06
6,600	32,43	1,48	11,100	16,35	2,16
6,700	31,06	1,46	11,200	16,25	2,21
6,800	29,81	1,45	11,300	16,15	2,18
6,900	28,62	1,43	11,400	16,03	2,10
7,000	27,44	1,42	11,500	15,89	1,99
7,100	26,28	1,42	11,600	15,73	1,95
7,200	25,13	1,44	11,700	15,53	2,11
7,300	23,99	1,46	11,800	15,28	2,51
7,400	22,86	1,47	11,900	14,97	3,09
7,500	21,74	1,44	12,000	14,59	3,76

Таблица II

Оцененные значения коэффициентов при полиномах Лежандра для реакции  ${}^7\text{Li}(p,\alpha){}^4\text{He}$ 

Энергия, МэВ	A2	A4	A6	A8	Энергия, МэВ	A2	A4	A6	A8
0,000	-0,17	0,11	-0,11	0,00	6,200	-0,35	-0,01	-0,06	0,03
0,200	0,19	0,05	0,01	0,00	6,400	-0,23	-0,06	-0,07	0,02
0,400	0,47	0,00	0,09	0,00	6,600	-0,08	-0,12	-0,08	0,02
0,600	0,65	-0,04	0,14	0,00	6,800	0,12	-0,17	-0,09	0,01
0,800	0,76	-0,06	0,16	0,00	7,000	0,31	-0,21	-0,11	0,01
1,000	0,81	-0,08	0,16	0,00	7,200	0,46	-0,24	-0,14	0,00
1,200	0,79	-0,08	0,15	0,00	7,400	0,57	-0,26	-0,18	-0,02
1,400	0,74	-0,07	0,12	0,00	7,600	0,68	-0,27	-0,20	-0,03
1,600	0,64	-0,05	0,08	0,00	7,800	0,77	-0,28	-0,17	-0,04
1,800	0,52	-0,03	0,04	0,00	8,000	0,84	-0,28	-0,08	-0,05
2,000	0,39	0,00	0,00	0,00	8,200	0,88	-0,28	0,05	-0,06
2,200	0,25	0,02	-0,04	0,00	8,400	0,86	-0,29	0,19	-0,07
2,400	0,11	0,04	-0,05	0,00	8,600	0,79	-0,29	0,31	-0,07
2,600	-0,01	0,06	-0,06	0,00	8,800	0,65	-0,29	0,36	-0,06
2,800	-0,16	0,11	-0,05	0,00	9,000	0,50	-0,29	0,36	-0,05
3,000	-0,35	0,14	-0,04	0,00	9,200	0,39	-0,29	0,32	-0,04
3,200	-0,54	0,13	-0,02	0,00	9,400	0,31	-0,28	0,26	-0,01
3,400	-0,68	0,09	-0,01	0,00	9,600	0,27	-0,26	0,19	0,03
3,600	-0,70	0,05	0,00	0,00	9,800	0,25	-0,24	0,12	0,07
3,800	-0,61	0,00	0,01	-0,15	10,000	0,24	-0,21	0,07	0,11
4,000	-0,37	-0,10	-0,05	-0,05	10,200	0,24	-0,17	0,04	0,15
4,200	-0,01	-0,23	-0,10	0,02	10,400	0,25	-0,13	0,04	0,18
4,400	0,49	-0,33	-0,18	0,06	10,600	0,28	-0,10	0,07	0,18
4,600	1,05	-0,34	-0,30	0,08	10,800	0,31	-0,08	0,12	0,16
4,800	1,00	-0,25	-0,37	0,08	11,000	0,36	-0,10	0,21	0,11
5,000	0,07	-0,12	-0,30	0,07	11,200	0,40	-0,14	0,00	0,00
5,200	-0,79	0,01	-0,20	0,06	11,400	0,41	-0,24	0,00	0,00
5,400	-1,00	0,09	-0,10	0,05	11,600	0,37	-0,38	0,00	0,00
5,600	-0,85	0,10	-0,05	0,04	11,800	0,27	-0,60	0,00	0,00
5,800	-0,62	0,06	-0,03	0,03	12,000	0,08	-0,88	0,00	0,00
6,000	-0,46	0,02	-0,04	0,03					

Таблица I2

Краткая характеристика работ, использованных при оценке сечений реакции  ${}^7\text{Li}(p,\alpha){}^4\text{He}$ 

Литература	Тип данных	Энергетический диапазон, МэВ	Метод абсолютизации	Экспертная оценка систематической ошибки, %	Оценка случайной погрешности, %
[40]	} $\sigma(\theta)$	0,03-0,240	A	30	20
[41]		0,075-0,60	RF	20	10
[7]		0,130-0,570	RC	10	10
[33]		4-12	RF	15	10
[5]	$\sigma(t)$	0,025-0,050	A	26	10-25
[35]	$\sigma(90^\circ)$	1,01-1,47	A	10	10

Литература	Тип данных	Энергетический диапазон, МэВ	Метод абсолютизации	Экспертная оценка систематической ошибки, %	Оценка случайной погрешности, %
[38]	$\sigma(90^\circ)$ , $\sigma(120^\circ)$	0,44-2,45	A	100	10
[34]	$\sigma(\theta)$ , $P(\theta)$	4-12	A, RF	10	10

Примечание. A - абсолютизация собственная с измерением толщины мишени, потока пучка и телесного угла; RF - абсолютизация с привязкой к данным работы [35]; RC - абсолютизация по кулоновскому рассеянию лития на угледе.

\* \* \*

При компиляции и оценке существующей экспериментальной информации по сечениям взаимодействия протонов с ядрами лития стало очевидно, что необходимы дополнительные экспериментальные усилия, которые позволили бы устранить некоторые неопределенности и существенно восполнить пробелы в экспериментальных данных по отдельным реакциям.

1. Следует отметить, что имеется всего лишь одна работа [42], посвященная важной для прикладных задач реакции взаимодействия протонов с ядрами  ${}^7\text{Li}$  с наработкой трития -  ${}^7\text{Li}(p,t){}^5\text{Li}$ . Совершенно нет данных о сечениях радиационного захвата протонов ядром  ${}^6\text{Li}$ , которые важны для оценки сечения  $\gamma$ -образования.

2. Имеется неопределенность с абсолютизацией данных о реакции  ${}^7\text{Li}(p,\alpha){}^4\text{He}$ .

3. Желательно более точно измерить сечение полного выхода нейтронов в реакциях взаимодействия протонов с ядрами  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^7\text{Li}$ .

#### Список литературы

1. Liskien H., Paulsen A. Atomic Data and Nucl. Data Table, 1975, v.15, p.57.
2. Ajzenberg-Selove F. Nucl. Phys., 1984, v.A413, N 1, p.1.
3. Elwyn A.J., Holland R.E., Davids C.N. e.a. Phys. Rev., 1979, v.C-20, p.1984.
4. Gemeinhardt W., Kamke D., von Rhoneck C. Z.Phys., 1966, Bd 197, S.58.
5. Fiedler O., Kunze P. Nucl. Phys., 1967, v.A-96, p.513.
6. Marion J.B., Weber G., Mozer F.S. Phys.Rev., 1956, v.104, p.1402.
7. Spinka H., Tombrello T., Winkler H. Nucl. Phys., 1971, v.A164, p.1.
8. Sawyer. Report LA-1578, 1953.
9. Bertrand F., Gremier G., Fornet J. Report CEA-R-3428, 1968.
10. Lin Chia-Shou, Hou Wan-Shou, Wen Min, Chou Jen-Chang. Nucl.Phys., 1977, v.A-275, p.93.
11. Hooton B.W., Ivanovich M. Report AERE-PR/NP, 1972, v.18, p.37.
12. Shindzuka T., Tanaka Y., Sugiyama K. Nucl. Phys., 1979, v.A164, p.47.
13. Jeronimo J.M.F., Mani G.S., Sadeghi A. Ibid., 1963, v.43, p.424.
14. Varnagy M., Csikai J., Szabo J. e.a. Nucl. Instrum. and Methods, 1974, v.119, p.451.
15. Gould C.R., Nelson R.O., Williams J.R., Boyce J.R. Nucl.Sci. and Engng, 1974, v.55, p.267.
16. Bair J.K., Jones C.M., Williard H.B. Nucl.Phys., 1964, v.53, p.209.
17. Merchez F., Boucher R., Hoffswell R.A., Yavin A.I. J.Phys., 1969, v.29, p.969.
18. Wakefield B., Macefield B.E.F. Nucl.Phys., 1968, v.A-114, p.561.
19. Gibbons J.H., Newson H.W. Fast neutron physics. Pt.1, 1960, p.133.
20. Burke C.A., Lunnen M.T., Lefevre H.W. Phys.Rev., 1974, v.C-10, p.1299.
21. Poppe C.H., Anderson J.D., Dawis J.C. e.a. Ibid., 1976, v.C-14, p.438.
22. Sekharan K.K., Laumer H., Kern B.D., Gabbard F. Nucl.Instrum. and Methods, 1976, v.133, p.253.
23. Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Протопопов В.Н. О влиянии парциальных каналов распада на структуру функций возбуждения реакций  ${}^6,7\text{Li}(1,2,3\text{H},\alpha\gamma)$ . - Тезисы доклада на XXXII совещании по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. М.: Наука, 1982, с.566.

24. Taschek R., Hemmendinger A. Phys.Rev., 1948, v.74, p.373.
25. Newson H.W., Williamson R.M., Jones K.W. e.a. Ibid., 1957, v.108, p.1294.
26. Gibbons J.H., Macklin R.L., Kim Milner, McGowan. Ibid., 1959, v.114, p.571.
27. Bevington P.A., Rolland W.W., Lewis H.W. Ibid., 1961, v.121, p.871.
28. Borchers R.R., Poppe C.H. Ibid., 1963, v.129, p.2679.
29. Bergstrom A., Schwarz S., Stromberg L.G., Wallin L. Arkiv Phys., 1967, Bd 34, S.153.
30. Elbakr S.A., Van-Heerden I.J., McDonald W.J., Neilson G.S. Nucl.Instrum. and Methods, 1972, v.105, p.579.
31. Presser G., Bass R. Nucl.Phys., 1972, v.A-182, p.321.
32. Арифханов У.Р. Гулямов М., Исламов Б.И. и др. Ядерная физика, 1974, т.19, с.25.
33. Mani G.S., Freemann R.M., Picard, Sadeghi, Redon. Nucl.Phys., 1964, v.60, p.588.
34. Klian K., Clausnitzer G., Durr W. e.a. Ibid., 1969, v.A-126, p.329.
35. Freeman J.M., Hanna R.C., Montague J.H. Ibid., 1958, v.5, p.148.
36. Marion J.B., Wilson M. Ibid., 1966, v.77, p.129.
37. Lerner G.M., Marion J.B. Nucl.Instrum. and Methods, 1969, v.69, p.115.
38. Sweeney W.E., Marion J.B. Phys.Rev., 1969, v.182, p.1007.
39. Paul P., Kohler D., Snover K.A. Ibid., 1968, v.173, p.919.
40. Jarmie N., Seagrave J.D. Report LA-2014, 1957.
41. Ciric D.M., Popic R.V., Zakula R.V. e.a. 36. радова природа. Ун-т Новом саду, 1976, т.6, с.115.
42. Власов Н.А., Оглоблин А.А. Ядерные реакции при малых и средних энергиях. М.: Изд-во АН СССР. 1958.
43. Werby M.F., Greenfield M.B., Kesper K.W. e.a. Phys.Rev., 1973, v.68, N 1, p.106-113.
44. Cassagnow Y., Jeronimo J.M.F., Mani G.S. e.a. Nucl.Phys., 1962, v.33, p.449-457.

Статья поступила в редакцию 16 апреля 1984 г.

УДК 539.143

КАЛИБРОВОЧНЫЕ КОНСТАНТЫ ИЗОМЕРНЫХ СДВИГОВ  
МЁССБАУЭРОВСКИХ ЯДЕР

Л.М.Даутов, Б.Д.Журкабаев, Д.К.Каипов

THE CALIBRATION CONSTANTS OF ISOMER SHIFTS OF MÖSSBAUER NUCLEI.  
The calibration results of isomer shifts of Mössbauer spectra practically for all Mössbauer nuclei obtained in one approach according to widened method of isomer shift ratios taking into account the effects of solids and of covalents are presented. Reliability and stability of the used approach are shown.

Измерный сдвиг в ЯПР-спектроскопии представляет собой сдвиг энергии мёссбауэровского  $\gamma$ -перехода, обусловленный разной плотностью орбитальных электронов внутри ядер, резонансно излучающих и поглощающих фотоны. Если атомы с мёссбауэровскими ядрами пребывают в разных состояниях, например в разных соединениях, то это приводит к различию плотности орбитальных электронов в местах расположения ядер. Таким образом, изомерные сдвиги мёссбауэровских спектров содержат уникальную информацию о ядерных процессах и структуре атомов твердых тел. Проблема извлечения такой информации из изомерных сдвигов связана прежде всего с проблемой калибровки изомерных сдвигов мёссбауэровских линий поглотителя относительно источника фотонов [1,2]:

$$\Delta V = \left( \frac{2\pi}{3} \frac{cZe^2}{E_\gamma} \right) [\Delta\rho(0)] (\Delta\langle z^2 \rangle), \quad (1)$$

где три множителя в скобках являются постоянными, электронным и ядерным множителями соответственно;  $c$  - скорость света;  $Z$  - число протонов ядра;  $e$  - заряд электрона;  $E_\gamma$  - энергия  $\gamma$ -перехода;

$\Delta\rho(0)$  - приращение суммарной плотности орбитальных электронов в центре ядра поглотителя относительно источника (электронный множитель);  $\Delta\langle r^2 \rangle$  - изменение среднеквадратичного зарядового радиуса ядра при возбуждении (ядерный множитель).

Вывод формулы для изомерного сдвига (I) основан на трех предположениях: (i) - о независимости ядерных процессов от электронных процессов и наоборот; (ii) - о сферически симметричном распределении заряда ядра и электрического заряда среды, (iii) - о постоянстве плотности электронов в области ядра. Независимость ядерных процессов от электронных обусловлена, во-первых, тем, что константа сильных взаимодействий существенно превышает константу электромагнитных взаимодействий и, во-вторых, тем, что лишь примерно  $10^{-20}$  орбитальных электронов участвует в изомерном сдвиге. Нарушение допущений (ii) и (iii) приведет к несколько иному виду ядерного параметра в формуле (I). Однако в приложении изомерного сдвига к твердому телу важна лишь величина ядерного параметра и совсем не важно, из каких частей он состоит. В этом случае краткая форма записи изомерного сдвига будет иметь следующий вид:

$$\Delta\nu = \alpha \Delta\rho(0), \quad (2)$$

где  $\alpha$  - произведение постоянного и ядерного множителей согласно формуле (I).

Помимо формулы (I) пользуются модельно зависимым ядерным параметром  $\Delta R/R$  в изомерном сдвиге:

$$\Delta\nu = (4\pi/5)(cZe^2/E_\gamma)(1,2A^{1/3})^2(\Delta R/R)\Delta\rho(0), \quad (3)$$

где  $A$  - относительная атомная масса.

Параметры мёссбауэровских спектров принято выражать в следующих единицах:  $\Delta\nu$  - в миллиметрах в секунду;  $E_\gamma$  - в килоэлектронвольтах;  $\Delta\rho(0) = a_0^{-3}$ , где  $a_0 = 0,529 \cdot 10^{-8}$  см;  $\Delta\langle r^2 \rangle$  - в единицах  $10^{-3}$  фм<sup>2</sup>; где фм<sup>2</sup> =  $10^{-26}$  см<sup>2</sup>;  $\Delta R/R$  - в единицах  $10^{-4}$ . Тогда рабочий вид формул (1) и (3) будет таким:  $\Delta\nu = 0,0061 (Z/E_\gamma) \Delta\langle r^2 \rangle \Delta\rho(0)$ ;  $\Delta\nu = 0,001054 Z (A^{2/3}/E_\gamma) (\Delta R/R) \Delta\rho(0)$ , откуда на основе формулы (2) легко получить полезные для перевода одних параметров в другие соотношения  $\alpha = 0,0061 (Z/E_\gamma) \Delta\langle r^2 \rangle$ ;  $\alpha = 0,001054 Z (A^{2/3}/E_\gamma) (\Delta R/R)$ ;  $\Delta\langle r^2 \rangle = 0,1728 A^{2/3} (\Delta R/R)$ .

Согласно выражению (2) величина  $\alpha$  приведена в единицах  $a_0^3$  мм/с. Формула для прямой калибровки изомерных сдвигов в принятых выше единицах  $\Delta\langle r^2 \rangle = 164 [\Delta\nu E_\gamma / Z \Delta\rho(0)]$ . В задачах интерпретации изомерных сдвигов удобен параметр  $\alpha$ , определенный формулой  $\Delta\rho(0) = \alpha \Delta\nu$ , т.е.  $\alpha = \alpha^{-1}$ . В последнее время число работ по калибровке изомерных сдвигов резко возросло [3,4]. Однако ни один из методов калибровки не доведен до универсальности - применимости ко всем мёссбауэровским ядрам. Успеха в решении проблемы калибровки изомерных сдвигов можно достигнуть при разумной интеграции достаточного числа независимых методов исследования атомов в соединениях. Начало такому направлению положено в работах [2,5-7]. В этом плане привлечение групповой классификации химических элементов по их свойствам в соединениях [8] позволило добиться универсальности метода отношений изомерных сдвигов [5], расширив область его применимости на все мёссбауэровские ядра [6]. Далее, учитывая установленные по другим методам факты, удалось смоделировать твердотельные эффекты (влияние матрицы на одноэлектронные состояния атома) и впервые в едином подходе провести калибровку изомерных сдвигов практически всех мёссбауэровских ядер [6,7] в хорошем согласии с имеющимися калибровочными параметрами  $\Delta\langle r^2 \rangle$ , определенными непосредственно по экспериментальным данным. Однако в работе [6] приходилось интерполировать и экстраполировать значения  $\Delta\rho(0)$  из-за неполноты имеющихся в то время атомных расчетов [9]. Для устранения таких ошибок авторы настоящей работы провели систематические расчеты по релятивистскому методу Хартри - Фока - Слейтера различных валентных конфигураций всех атомов от калия ( $Z=19$ ) до курчатовия ( $Z=104$ ) [10] по программе [9]. На основе этих результатов и данных работы [6] вычислены калибровочные параметры изомерных сдвигов мёссбауэровских ядер (см.таблицу). В отличие от работы [6] эффективные заряды атомов в соединениях  $Z^*$  рассчитывались по более реалистической формуле  $Z^* = \varphi_m$ . Здесь  $m$  - валентность центрального атома комплекса;

$$Q = \frac{1 - \exp[-\xi m^{0,5}/m^{1,5} + 2)(\Delta\chi)^2]}{1 - \exp[-(\Delta\chi)^2/m^{1/3}]}; \quad \xi = \begin{cases} N/6, & N < 6, \\ 1, & N \geq 6 \end{cases}$$

( $N$  - координационное число центрального атома комплекса);  $\Delta\chi$  - разность электроотрицательностей центрального атома и лигандов.

В большинстве случаев калибровочные параметры настоящей работы и работы [6] различаются незначительно, несмотря на отмеченные модификации подхода, обнаруживая устойчивость описываемого метода калибровки изомерных сдвигов.

Константы калибровки изомерных сдвигов мёссбауэровских ядер

Ядро	$E_{\gamma}$ , кэВ	$\Delta \langle r^2 \rangle$ , $10^{-3} \text{ фм}^2$	$\Delta R/R$ , $10^{-4}$	$a$ , $(a_0^3 \text{ мм/с})^{-1}$
$^{40}\text{K}$	29,6	-0,9	-0,44	-284,0
$^{57}\text{Fe}$	14,4	-11,8	-4,61	-7,69
$^{61}\text{Ni}$	67,4	-12,1	-4,52	-32,6
$^{67}\text{Zn}$	93,3	13,7	4,81	37,2
$^{73}\text{Ge}$	68,7	35,0	11,6	10,0
$^{83}\text{Kr}$	9,4	30,0	9,06	1,43
$^{99}\text{Tc}$	140,0	6,4	1,73	83,4
$^{99}\text{Ru}$	89,4	12,0	3,24	27,8
$^{101}\text{Ru}$	127,0	20,0	5,34	23,7
$^{119}\text{Sn}$	23,9	7,1	1,7	11,0
$^{121}\text{Sb}$	37,2	-55,0	-13,0	-2,17
$^{125}\text{Te}$	35,5	3,7	0,85	30,3
$^{127}\text{I}$	57,6	-8,4	-1,92	-21,2
$^{129}\text{I}$	27,8	12,4	2,81	6,93
$^{129}\text{Xe}$	39,6	2,2	0,50	54,6
$^{133}\text{Cs}$	81,0	7,6	1,69	31,8
$^{139}\text{La}$	165,8	8,4	1,81	56,8
$^{141}\text{Pr}$	145,4	7,5	1,60	53,9
$^{145}\text{Nd}$	72,5	1,3	0,27	152,0
$^{149}\text{Sm}$	22,5	0,8	0,16	74,4
$^{152}\text{Sm}$	121,8	7,4	1,5	43,5
$^{154}\text{Sm}$	82,0	0,5	0,1	434,0
$^{151}\text{Eu}$	21,5	11,2	2,29	5,0
$^{153}\text{Eu}$	83,4	-1,9	-0,38	-141,0
$^{153}\text{Eu}$	97,4	-58,3	-11,8	-4,35
$^{153}\text{Eu}$	103,2	-59,9	-12,12	-4,48
$^{154}\text{Gd}$	123,1	6,9	1,39	45,7
$^{155}\text{Gd}$	86,5	-2,6	-0,52	-85,2
$^{155}\text{Gd}$	105,3	-3,6	-0,72	-74,9
$^{156}\text{Gd}$	89,0	1,3	0,26	175,0
$^{157}\text{Gd}$	64,0	5,8	1,15	28,3
$^{158}\text{Gd}$	79,5	0,3	0,06	679,0
$^{161}\text{Dy}$	25,6	3,6	0,70	17,7
$^{161}\text{Dy}$	43,8	-1,2	-0,23	-90,7
$^{161}\text{Dy}$	74,6	6,1	1,19	30,4
$^{169}\text{Tm}$	8,4	-0,02	-0,004	-998,0
$^{170}\text{Yb}$	84,2	0,8	0,15	246,0
$^{171}\text{Yb}$	66,7	0,6	0,11	260,0
$^{171}\text{Yb}$	75,9	0,58	0,11	306,0
$^{172}\text{Yb}$	78,7	0,21	0,04	878,0
$^{174}\text{Yb}$	76,5	-0,3	-0,06	-597,0
$^{176}\text{Yb}$	82,1	-0,13	-0,02	-1479,0
$^{182}\text{W}$	100,0	-0,25	-0,04	-886,0
$^{189}\text{Os}$	36,2	-2,7	-0,47	-28,9
$^{189}\text{Os}$	69,6	-0,3	-0,05	-500,0

Ядро	$E_{\gamma}$ , кэВ	$\Delta \langle r^2 \rangle$ , $10^{-3} \text{ фм}^2$	$\Delta R/R$ , $10^{-4}$	$a$ , $(a_0^3 \text{ мм/с})^{-1}$
$^{191}\text{Ir}$	82,4	8,1	1,41	21,7
$^{191}\text{Ir}$	129,4	1,7	0,3	162,0
$^{193}\text{Ir}$	73,0	4,1	0,71	37,9
$^{193}\text{Ir}$	139,0	-0,8	-0,14	-370,0
$^{195}\text{Pt}$	98,8	-5,6	-0,96	-37,1
$^{197}\text{Au}$	77,3	11,4	1,95	14,1
$^{199}\text{Hg}$	158,4	2,3	0,39	141,0
$^{237}\text{Np}$	59,5	-20,3	-3,07	-5,17
$^{243}\text{Am}$	84,0	-31,0	-4,6	-4,68

## Список литературы

1. Шпинель В.С. Резонанс гамма-лучей в кристаллах. М.: Наука, 1969.
2. Гольданский В.И., Макаров Е.Ф. В кн.: Химические применения мёссбауэровской спектроскопии. М.: Мир, 1970, с.9.
3. Shenoy G.K., Wagner F.E. Mössbauer isomer shifts. Amsterdam, 1978.
4. Gutlich P., Reiner L., Trautwein A. Mössbauer spectroscopy and transition metall chemistry. New York, Berlin Heidelberg - Verlag, 1978.
5. Dautov L.M., Kadykenov M.M., Kaipov D.K. Proceeding international conference on Mössbauer spectroscopy. Poland, Cracow, 1975, v.2, p.355-367.
6. Даутов Л.М., Макаров Е.Ф., Ионов С.П. Квантовохимические основы вычисления изомерных сдвигов - в мёссбауэровской спектроскопии. - Ж.физ.хим., 1981, т.55, № 3, с.581-595.
7. Даутов Л.М., Макаров Е.Ф., Ионов С.П. Квантовохимические основы вычисления изомерных сдвигов в мёссбауэровской спектроскопии. - Там же, 1981, т.55, № 4, с. 843-854.
8. Конопельченко Б.Г., Румер Д.Б. Атомы и адроны. - Усп.физ.наук, 1979, т.129, с.339-345.
9. Банд И.М., Тржасковская М.Б. Таблицы собственных значений энергий электронов, плотностей вблизи нуля и средних значений в самосогласованных полях атомов и ионов. - Препринты ЛИЯФ 90-92. Л., 1974.
10. Даутов Л.М., Kaipov Д.К., Адымов Ж.И. и др. Электронное строение свободных атомов.- Препринты ИЯФ I-УП. Алма-Ата, 1982.

Статья поступила в редакцию 21 мая 1984 г.

УДК 539.163:546.669

ЯДЕРНО-СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ КОНСТАНТЫ РАСПАДА  $^{171}\text{Lu} \rightarrow ^{171}\text{Yb}$

Б.С.Джелецов, И.Ф.Учеваткин, С.А.Шестопалова

NUCLEAR - SPECTROSCOPIC CONSTANTS OF THE  $^{171}\text{Lu} \rightarrow ^{171}\text{Yb}$  DECAY. The data available on the energies and intensities of  $\gamma$ -transitions and internal conversion electrons observed in the decay of  $^{171}\text{Lu} \rightarrow ^{171}\text{Yb}$  have been revised and some corrections have been introduced. For the first time relative intensities  $I_k$  for six  $\gamma$ -transitions have been determined and the upper  $k$ -limits for twenty  $\gamma$ -transitions have been indicated.

В последних измерениях  $\gamma$ -спектра [1,2], возникающего при распаде  $^{171}\text{Lu}$ , точность определения энергий и интенсивностей повышена в несколько раз. Энергии переходов в области до 300 кэВ в настоящее время определяются по  $\gamma$ -излучению точнее, чем по конверсионным измерениям в работе [3]

и по другим работам. Уточнены также сведения о конверсионном спектре: с помощью магнитного бета-спектрометра типа  $2\mathcal{N}\sqrt{2}$  Всесоюзного научно-исследовательского института метрологии им. Д.И. Менделеева (ВНИИМ) получены новые данные о распаде  $^{171}\text{Lu}$  [4], а прежние данные (например, работы [5]) пересчитаны с учетом новой методики обработки спектров электронов внутренней конверсии (ЭВК) и уточнения энергетической градуировки бета-спектрометра. Сопоставление перечисленных выше данных, а также результатов работ [6-12] позволило уточнить ядерно-спектроскопические константы распада  $^{171}\text{Lu}$ .

Энергии переходов и относительные интенсивности линий ЭВК для энергий менее 300 кэВ. В табл. I приведены все переходы с  $E < 300$  кэВ, обнаруженные как с помощью Ge(Li)-спектрометров (графа 1), так и с помощью магнитных спектрометров (графа 2). Сравнение энергий переходов в двух  $\beta$ -спектрах [1,2] показывает, что результаты вполне совместимы: величина  $(\Delta E)_1 = E_1[2] - E_1[1]$  превышает  $\sqrt{\sigma_1^2[1] + \sigma_1^2[2]}$  не более чем на 10%. В этой области энергий зависимости величины  $\Delta E$  от энергии и постоянного значения  $\Delta E$  не видно (рис. 1). Значения  $E_1$  [1,2] можно усреднить. При сопоставлении величин  $E_1$  [1,2] (см. графу 1 табл. I) с  $E_1$  [3] (конверсионные данные Г. Кая) обнаружено систематическое расхождение (рис. 2). В среднем значения  $E_1$  [3] на 14 эВ меньше, чем  $E_1$  [1,2]. Поэтому в графе 2 приведены значения  $E_1$  [3] с поправкой +0,014 кэВ. Средневзвешенные значения двух первых граф приведены в графе 3. Средневзвешенные значения, естественно, не определялись в тех случаях, когда на опыте переход был измерен всего один раз. Эти случаи отмечены ссылкой у энергии перехода.

Погрешность усредненного значения энергии не уменьшалась ниже  $\pm 2$  эВ ввиду неясности роли неисключенных систематических погрешностей. Отсутствие значения в графе 3 не означает, что есть сомнения в существовании перехода. Судя по современной схеме распада  $^{171}\text{Lu}$ , переходы с энергиями 9,160; 28,554; 95,284; 112,758; 122,419; 141,291; 149,648; 222,027; 240,657 кэВ действительно существуют. Только в отношении переходов 93,6 и 99,31 кэВ [7] нет никаких подтверждений.

Таблица I  
Значения энергий ( $E < 300$  кэВ) распада  $^{171}\text{Lu} \rightarrow ^{171}\text{Yb}$

Энергия перехода, кэВ		
Усредненные данные работ [1,2]*	Данные работы [3] с поправкой +0,014 кэВ	Усредненное значение
-	9,164 (1)	-
19,388 (1)	19,398 (2)	19,390 (4)*2
27,133 (1)	27,140 (3)	27,134 (2)*2
-	28,53 [12]	-
46,543 (5) [1]	46,530 (5)	46,536 (6)*2
55,689 (2)	55,693 (6)	55,689 (2)
66,731 (2)	66,732 (7)	66,731 (2)
72,379 (2)	72,379 (7)	72,379 (2)
75,890 (2)	75,886 (8)	75,890 (2)
85,603 (2)	85,604 (10)	85,603 (2)
91,408 (3)	91,404 (10)	91,408 (3)
93,6 (1) [7]	-	-
-	95,26 [12]	-
99,31 [7]	-	-
109,289 (3)	109,284 (12)	109,289 (3)
112,70 (14) [2]	-	-
122,37 (5)*	-	122,37 (5)
132,255 (19)*	132,300 (13)	132,286 (21)*2
141,4 [7]	-	-
149,63 (5) [2]	-	-
154,753 (12)	154,734 (16)	154,746 (9)

Энергия перехода, кэВ		
Усредненные данные работ [1,2]*	Данные работы [3] с поправкой +0,014 кэВ	Усредненное значение
163,847 (5)	163,844 (16)	163,847 (5)
170,732 (10)	-	170,732 (10)
194,896 (7)	194,894 (20)	194,896 (7)
222,06 (5) [2]	-	-
-	240,63 (8) [4]	-
241,404 (26)	241,73 (5) [4]	241,47 (12) <sup>2</sup>
256,64 (5)*	256,68 (10) [4]	256,65 (4)

\* Если переход обнаружен только в одной работе, то в соответствующей строке стоит ссылка на оригинал. В остальных случаях даны средневзвешенные значения  $E_i$  [1,2] с погрешностями в скобках.

<sup>2</sup> Погрешность разброса.

В табл.2 приведены относительные интенсивности ЭВК для переходов с энергией менее 300 кэВ. В качестве рекомендуемых приняты средневзвешенные значения из работ [3,11]. Для семи переходов с  $E > 150$  кэВ использованы работы [1,3,4].

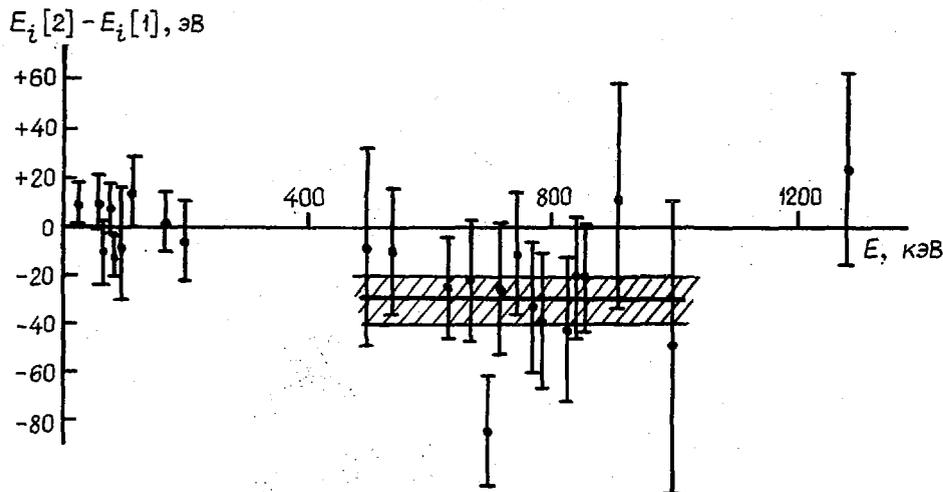


Рис.1. Сопоставление результатов измерения энергий  $\gamma$ -квантов в работах [1,2]

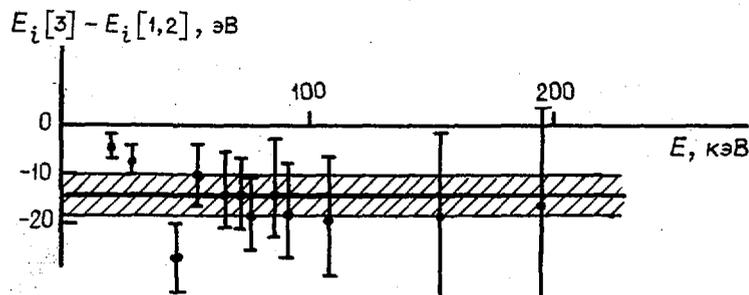


Рис.2. Сопоставление энергий переходов в  $^{171}\text{Yb}$ , определенных по  $\gamma$ -квантам [1,2] и по конверсионным электронам [3]. Область малых энергий ( $E_\gamma < 200$  кэВ)

Таблица 2

Относительные интенсивности электронов внутренней конверсии распада  
 $^{171}\text{Lu} \rightarrow ^{171}\text{Tb}$  в области энергий менее 300 кэВ

E, кэВ	Линия	Интенсивность ЭВК, отн.ед.			
		[3]*	[11]*	[4]	Рекомендуемое значение
9,164	M <sub>I</sub>	-	13200(1 200)	-	13200(1 200)
	M <sub>II</sub>	-	1880(360)	-	1880(360)
	M <sub>III</sub>	-	1800(400)	-	1800(400)
	N	-	3200(500)	-	3200(500)
19,390	L <sub>I</sub>	9600(1 500)	12100(900)	-	11400(1 100)*2
	L <sub>II</sub>	13100(1 200)	14600(1 000)	-	14000(800)
	L <sub>III</sub>	21000(2 000)	24000(1 800)	-	22600(1 700)*2
	M <sub>I</sub>	2890(370)	3080(390)	-	2900(270)
	M <sub>II</sub>	-	3080(390)	-	3080(390)
	M <sub>III</sub>	-	4900(500)	-	4900(500)
	M <sub>IV</sub>	1060(100)	2050(210)	-	1060(100)
	M <sub>V</sub>	1270(110)	-	-	1270(110)
	ΣN	3010(240)	2480(300)	-	2800(260)*2
	ΣO <sub>I-III</sub>	342(27)	-	-	342(27)
	27,134	L <sub>I</sub>	376(60)	510(90)	-
L <sub>II</sub>		-	~500	-	~500
L <sub>III</sub>		410(40)	510(90)	-	428(37)
M <sub>I</sub>		48(8)	-	-	48(8)
M <sub>II</sub>		44(8)	-	-	44(8)
M <sub>III</sub>		47(7)	-	-	47(7)
M <sub>IV+V</sub>		14,2(20)	-	-	14,2(20)
N		20,9(31)	-	-	20,9(31)
O		14,2(20)	-	-	14,2(20)
28,53		L <sub>I</sub>	-	48(24) [12]	-
	L <sub>II</sub>	1220(100)	600(90)	-	900(310)*2
46,536	L <sub>II</sub>	269(30)	137(19)	-	180(60)*2
	L <sub>III</sub>	211(27)	120(19)	-	150(40)*2
	M <sub>I</sub>	214(29)	-	-	214(29)
	M <sub>II</sub>	62(12)	-	-	62(12)
	M <sub>III</sub>	53(12)	-	-	53(12)
55,689	L <sub>I</sub>	2700(170)	2480(230)	-	2620(130)
	L <sub>II</sub>	284(21)	256(30)	-	275(17)
	L <sub>III</sub>	94(13)	86(10)	-	89(8)
	ΣM	700(40)	-	-	700(40)
N	161(15)	-	-	161(15)	
66,731	K	-	14400(1 500)	-	14400(1 500)
	L <sub>I</sub>	2300(140)	2190(170)	-	2250(110)
	L <sub>II</sub>	4620(280)	3980(260)	-	4270(320)*2
	L <sub>III</sub>	4640(280)	3960(260)	-	4270(340)*2
	M <sub>I</sub>	536(32)	~3160	-	536(32)
	M <sub>II</sub>	990(60)		-	990(60)
	M <sub>III</sub>	1160(70)		-	1160(70)
	N	590(40)	-	-	590(40)
	O	~19	-	-	~19

Продолжение табл. 2

E, кэВ	Линия	Интенсивность ЭВК, отн.ед.			
		[3]*	[11]*	[4]	Рекомендуемое значение
72,379	K	11100(1 000)	10900(900)	-	11000(700)
	L <sub>I</sub>	1820(110)	1620(200)	-	1780(90)
	L <sub>II</sub>	650(50)	600(90)	-	640(40)
	L <sub>III</sub>	540(40)	600(90)	-	546(35)
	M <sub>I</sub>	479(31)	680(100)	-	479(31)
	M <sub>II</sub>	185(12)		-	185(12)
	M <sub>III</sub>	153(10)		-	153(10)
	N <sub>I+II</sub>	154(10)	-	-	154(10)
O	15(6)	-	-	15(6)	
75,890	K	8900 (800)	8500(1 100)	-	8800(700)
	L <sub>I</sub>	1050(60)	855(100)	-	1000(60)
	L <sub>II</sub>	16900(1 000)	16200(1 100)	-	16600(700)
	L <sub>III</sub>	16900(1 000)	16800(1 100)	-	16900(800)
	M <sub>I</sub>	221(14)	-	-	221(14)
	M <sub>II</sub>	4190(270)	-	-	4190(270)
	M <sub>III</sub>	4840(310)	-	-	4840(310)
	M <sub>IV+V</sub>	113(7)	-	-	113(7)
85,603	K	4300(370)	3590(260)	-	3900(300)*2
	L <sub>I</sub>	620(50)	-	-	620(50)
	M <sub>I</sub>	137(11)	-	-	137(11)
	M <sub>II</sub>	39(4)	-	-	39(4)
	M <sub>III</sub>	19,9(22)	-	-	19,9(22)
	N	38(4)	-	-	38(4)
91,408	K	1520(120)	1200(110)	-	1350(160)*2
	L <sub>I</sub>	200(16)	-	-	200(16)
	L <sub>II</sub>	51(6)	-	-	51(6)
	L <sub>III</sub>	44(5)	-	-	44(5)
95,26	L <sub>II</sub>	-	~ 8,5	-	~ 8,5
	L <sub>III</sub>	-	10(5) [12]	-	9(4)
109,289	K	1080(70)	970(100)	-	1050(60)
	L <sub>I</sub>	191(25)	-	-	191(25)
	L <sub>II</sub>	37(4)	-	-	37(4)
	L <sub>III</sub>	14(4)	-	-	14(4)
	ΣM	30(5)	-	-	30(5)
122,37	K	-	≤ 8,5	-	≤ 8,5
	L <sub>II</sub>	-	6,0(17)	-	6,0(17)
	L <sub>III</sub>	-	6,0(17)	-	6,0(17)
132,286	K	28(7)	[1]	-	28(7)
154,746	K	32,3(26)	29,4(22)	-	30,6(17)
	L <sub>III</sub>	~ 2,8	-	-	~ 2,8
163,847	K	-	54(6)	-	54(6)
	L <sub>I</sub>	10,4(20)	-	-	10,4(20)
	L <sub>II</sub>	26,6(24)	-	-	26,6(24)
	L <sub>III</sub>	23,7(23)	-	-	23,7(23)
170,732	K	-	16(5)	-	16(5)
194,896	K	27,5(25)	23,1(16)	-	24,4(20)*2
	L <sub>I</sub>	3,8(8)	-	4,8(9)	4,2(6)
	L <sub>II</sub>	9,5(20)	-	11,2(18)	10,3(13)

E, кэВ	Линия	Интенсивность ЭВК, отн.ед.			
		[3]*	[11]*	[4]	Рекомендуемое значение
	L <sub>III</sub>	-	-	7,1(11)	7,1(11)
	ΣM <sub>I-III</sub>	-	-	5,6(10)	5,6(10)
	M <sub>IV+V</sub>	-	-	≤ 0,10	≤ 0,10
	N <sub>I</sub>	-	-	1,35(28)	1,35(28)
	O <sub>I</sub>	-	-	0,41(22)	0,41(22)
240,63	K	-	-	2,0(4)	2,0(4)
	L <sub>I</sub>	-	-	0,11(6)	0,11(6)
	L <sub>II</sub>	-	-	0,19(8)	0,19(8)
	L <sub>III</sub>	-	-	0,16(9)	0,16(9)
241,47	K	-	3,7(5)	3,8(6)	3,74(38)
	L <sub>I</sub>	-	-	0,30(9)	0,30(9)
	L <sub>II</sub>	-	-	0,42(9)	0,42(9)
	L <sub>III</sub>	-	-	0,30(7)	0,30(7)
256,65	K	-	2,27(24)	3,0(5)	2,41(28) <sup>*2</sup>
	L <sub>I</sub>	-	-	0,33(6)	0,33(6)
	L <sub>II</sub>	-	-	0,45(8)	0,45(8)
	L <sub>III</sub>	-	-	0,30(8)	0,30(8)

\* В работах [3,11] значения интенсивностей ЭВК приведены в процентах распадов. При пересчете в относительные интенсивности (при условии  $K740 \approx 100$ ) были учтены погрешности процентов распадов  $K740$ : 2,8% [3] и 6% [11]. В работе [3] указано, что в таблицах приведены только статистические погрешности; и при расчете относительных интенсивностей следует учитывать систематические погрешности около 5%. Полные погрешности мы получили сложением под корнем квадратов относительных погрешностей.

\*2 Погрешность разброса.

Энергии переходов и относительные интенсивности ЭВК в интервале энергий  $370 < E < 490$  кэВ.  
 При исследовании распада нейтронно-дефицитных нуклидов  $^{169-172}\text{Lu}$  с помощью магнитного бета-спектрометра типа  $2\mathcal{N}\sqrt{2}$  (ВНИИМ) в условиях, когда  $\Delta V_0/V_0 = 0,08\%$  ( $\rho$  - радиус кривизны), было обнаружено много ранее неизвестных переходов, в том числе и в интервале энергий 370-490 кэВ. Списки переходов были представлены в 1967 г. на X Совещании по нейтронно-дефицитным изотопам и теории ядра (ОИЯИ, г.Дубна). В последующие годы эти данные были уточнены и дополнены ([13], с.51-54,111). Однако для некоторых новых переходов изотопную принадлежность определить однозначно не удавалось из-за близости периодов  $^{171}\text{Lu}$  и  $^{172}\text{Lu}$  (8,242 и 6,69 сут соответственно). Особенно трудно было выделить слабые переходы в области энергий менее 500 кэВ. Причина заключалась в том, что в литецовой фракции, хроматографически выделенной из танталовой мишени, облученной протонами 660 МэВ, кроме нейтронно-дефицитных нуклидов  $^{169-174}\text{Lu}$  присутствовал в небольших количествах нейтронно-избыточный нуклид  $^{177}\text{Lu}$ , у которого период полураспада (6,67 сут) практически совпадал с периодом полураспада  $^{172}\text{Lu}$ . Жесткий компонент  $\beta^-$ -спектра  $^{177}\text{Lu}$  имеет граничную энергию 497,1±1,0 кэВ. Он заметно проявлялся в спектрометре ВНИИМ, так что слабые линии оказывались на непрерывном фоне. В 1977 г. были предприняты специальные методические исследования [14], в результате которых, во-первых, стало возможным определение ординат этого  $\beta^-$ -спектра не хуже 4% и, во-вторых, уточнен закон спада интенсивности линии ниже значения 0,1 от максимального значения ординаты N.

На основе полученных методических результатов и уточненных спектральных характеристик  $^{169,170}\text{Lu}$  заново обработаны спектры литецки, выделенного из гафния (обогащение по  $^{171}\text{Lu}/^{172}\text{Lu}$  достигало 10-15 раз), и литецковой фракции. Сопоставление нескольких конверсионных спектров показало, что проявившиеся в литецки слабые избытки гафния, сведений о которых ранее не было, подтверждаются после уточнения  $\beta^-$ -спектра  $^{177}\text{Lu}$  и в литецковой фракции. Расчет интенсивностей исключал возможность появления некоторых из этих линий в результате распада  $^{172}\text{Lu}$ . Так, в 1978 г. [8]

впервые распаду  $^{171}\text{Lu}$  были приписаны переходы в интервале  $370 < E < 490$  кэВ. В 1980 г. список переходов в этой области был дополнен [4]. Нам удалось измерить несколько препаратов лютециевой фракции, сепарированных по массам\*. Однако сепарирование ослабляет препараты почти на порядок, измерения становятся очень трудными. Кроме того, в препаратах, где "главным" был  $^{171}\text{Lu}$ , проявлялась примесь  $^{172}\text{Lu}$ : линии K810, 900 и 1093 кэВ по интенсивности были сравнимы с некоторыми линиями  $^{171}\text{Lu}$  в области энергий 370–490 кэВ. В результате только у немногих линий удалось определить интенсивность с относительной погрешностью меньше 30% (табл.3). При энергии 400 кэВ расхождение в шкалах не заметно, а при энергии 500 кэВ оно составляет около 130 эВ. Предполагается, что поправка линейно возрастает с 400 до 500 кэВ.

Таблица 3

Энергии переходов распада  $^{171}\text{Lu} \rightarrow ^{171}\text{Yb}$  и относительные интенсивности электронов внутренней конверсии на K-оболочке ( $370 < E < 490$  кэВ)

Энергия перехода, кэВ		$I_K(K740 \pm 100)$	Энергия перехода, кэВ		$I_K(K740 \pm 100)$
*1	*2		*1	*2	
373,73(28)	373,73(28)	0,064(15)	424,84(15)	424,87(15)	0,22(11)
376,10(25)	376,10(25)	0,056(12)	426,18(12)	426,22(12)	0,22(11)
380,10(25)	380,10(25)	0,058(11)	430,64(15)	430,68(15)	0,19(19)
382,50(25)	382,50(25)	0,033(11)	434,38(25)	434,43(25)	0,17(10)
385,31(25)	385,31(25)	0,069(10)	436,23(13)	436,28(13)	0,34(17)
396,72(22)	396,72(22)	0,40(20)	438,52(15)	438,58(15)	0,23(12)
400,85(13)	400,85(13)	0,13(3)	442,74(15)	442,80(15)	0,31(16)
401,66(20)	401,66(20)	0,20(10)	445,06(14)	445,13(14)	0,24(8)
402,90(28)	402,90(28)	0,31(9)	453,63(20)	453,71(20)	0,13(7)
404,72(15)	404,72(15)	0,20(10)	455,83(25)	455,91(25)	0,4(4)
405,51(15)	405,51(15)	0,26(8)	460,00(15)	460,09(15)	0,22(6)
407,23(15)	407,23(15)	0,21(10)	464,64(15)	464,73(15)	0,22(8)
408,73(15)	408,73(15)	0,40(10)	470,38(15)	470,48(15)	0,79(24)
412,49(19)	412,49(19)	0,052(20)	471,82(15)	471,92(15)	0,28(8)
414,78(25)	414,78(25)	0,53(26)	473,77(20)	473,87(20)	0,28(8)
415,58(18)	415,58(18)	0,34(11)	478,31(20)	478,42(20)	0,48(16)
420,70(19)	420,72(19)	0,30(11)	484,63(15)	484,74(15)	0,40(10)
422,13(20)	422,15(20)	0,42(21)	486,96(20)	487,08(20)	0,28(13)
423,98(15)	424,00(15)	0,25(12)			

\* Энергии, полученные с помощью бета-спектрометра ВНИИМ.

\*2 В энергии введена поправка на расхождение шкал гамма-спектрометров [1,2] и бета-спектрометра [15].

Энергии переходов в области более 498 кэВ. Рекомендуемые значения энергий переходов для области более 498 кэВ получены по той же схеме, что в статье по распаду  $^{172}\text{Lu}$  [15]. В результате работы [1] была внесена поправка на изменение энергетической шкалы Ge(Li)-спектрометра [15]. После этого были сопоставлены результаты наиболее точных работ [1,2]. Выяснилось, что значения  $E_1$  [1] систематически больше, чем  $E_1$  [2]; в среднем разность составляет  $30 \pm 8$  эВ, она практически не зависит от энергии. Отметим, что в  $^{172}\text{Lu}$  [15] значения  $E_1$  (Дубна) были меньше, чем  $E_1$  (Прага), а в  $^{171}\text{Lu}$  - наоборот. Поправки на сближение шкал вводились в обе работы в соответствии со средними весами их результатов. Средний вес  $E_1$  [1] в 2,7 раза больше среднего веса  $E_1$  [2], поэтому поправки составили  $-8$  эВ для  $E_1$  [1] и  $+22$  эВ для  $E_1$  [2]. Значения  $E_1$  [1] и  $E_1$  [2] после введения поправок приведены в первой и второй графах табл.4. По ним были рассчитаны средневзвешенные значения  $E_1$  [1,2], которые далее сравнивались с  $E_1$ , определенными из спектра ЭВК. Причины

\* Все упомянутые радиоактивные препараты были изготовлены на синхротроне ОИЯИ и предоставлены нам для исследований с помощью бета-спектрометра ВНИИМ К.Я.Громыным и В.Г.Калининиковым.

систематического расхождения энергетических  $e^-$ -шкал и  $\gamma$ -спектров подробно изложены в работе по распаду  $^{172}\text{Lu}$  [15]. Знак и величина поправок для спектров  $^{171}\text{Lu}$  такие же, как в работе [15]. Для  $\gamma$ -шкалы поправка равна -4 эВ, для  $e^-$ -шкалы +130 эВ. В третьей графе приведены значения  $\bar{E}_1$  [1,2] -0,004, в четвертой -  $E_1$  (ВНИИМ) +0,130, в пятой - средневзвешенные значения по третьей и четвертой графам. Это - рекомендуемые энергии переходов. В каждом случае рассчитывались две квадратические погрешности средневзвешенного (весовая и разброса). Погрешностью результата считали большую из них.

Таблица 4

Значения энергий ( $E > 498$  кэВ) распада  $^{171}\text{Lu} \rightarrow ^{171}\text{Yb}$

Энергия перехода*, кэВ				
$E$ [1] -0,008	$E$ [2] +0,022	$\bar{E}$ [1,2] -0,004	Данные авто- ров (ВНИИМ) +0,130	Рекоменду- емое значе- ние
498,748(29)	498,770(29)	498,759(20)	498,72(6)	498,752(19)
517,768(12)	517,788(23)	517,772(11)	517,79(4)	517,770(11)
-	-	-	553,70(17)	553,70(17)
-	-	604,5(4) [7]	604,60(15)	604,60(15)
-	605,6(2)	-	605,81(17)	605,72(13)
627,058(13)	627,063(22)	627,059(11)	627,05(7)	627,055(11)
631,068(18)	631,072(25)	631,070(15)	631,14(14)	631,067(15)
667,418(13)	667,426(21)	667,420(11)	667,40(5)	667,415(11)
676,11(13)	676,19(10)	676,16(8)	676,09(15)	676,14(7)
689,362(14)	689,308(19)	689,343(26)*2	689,46(12)	689,345(25)
-	-	697,6(3) [7]	*3	697,6(3)
-	701,48(30)	-	-	701,48(30)
707,4(2)	707,54(24)	707,47(17)	707,52(28)	707,48(15)
712,664(16)	712,669(22)	712,666(13)	712,65(9)	712,662(13)
-	-	720,2(1) [7]	-	720,2(1)
725,02(7)	724,96(5)	724,98(4)	725,00(18)	724,98(4)
-	-	-	734,7(5)	734,7(5)
-	-	-	738,07(31)	738,07(31)
739,782(16)	739,802(20)	739,790(12)	739,81(4)	739,788(12)
753,30(11)	753,41(7)	753,38(6)	753,2(3)	753,37(6)
759,22(4)	759,20(4)	759,21(3)	758,96(28)	759,21(3)
767,611(16)	767,608(23)	767,610(13)	767,59(6)	767,605(13)
777,98(5)	777,99(10)	777,98(4)	777,54(12)	777,94(13)*
780,711(17)	780,703(22)	780,708(13)	780,66(7)	780,703(13)
-	-	792,1 (1) [7]	791,88(22)	792,06(14)
794,008(36)	793,99(4)	794,000(28)	793,99(11)	793,996(28)
-	804,97(21)	-	-	804,97(21)
816,363(26)	816,34(4)	816,356(22)	816,31(19)	816,351(22)
821,86(21)	822,02(15)	821,97(12)	821,47(16)	821,79(24)*
825,957(19)	825,945(23)	825,952(15)	825,90(8)	825,946(15)
-	828,92(15)	-	-	828,92(15)
834,1(4)	834,5(4)	834,3(3)	834,1(3)	834,22(28)
835,89(15)	835,9(2)	835,90(12)	835,9(3)	835,90(11)
839,954(16)	839,965(21)	839,958(13)	839,99(6)	839,956(13)
850,377(28)	850,34(4)	850,365(23)	850,14(15)	850,36(3)*2
853,064(8)	853,073(20)	853,065(7)	853,06(6)	853,061(7)
862,34(4)	862,42(3)	862,39(4)*2	-	862,39(4)
868,462(28)	868,42(3)	868,442(20)	-	868,438(20)
872,82(6)	872,75(6)	872,78(4)	872,69(14)	872,77(4)
877,621(34)	877,57(4)	877,597(25)	877,63(15)	877,594(25)

Энергия перехода*, кэВ				
Е [1] -0,008	Е [2] +0,022	Е [1,2] -0,004	Данные авто- ров (ВНИИМ) +0,130	Рекоменду- емое значе- ние
878,5(4)	-	878,5(4)	879,1(3)	878,9(3)*2
881,05(5)	881,02(4)	881,03(3)	881,01(22)	881,03(3)
884,69(7)	884,78(6)	884,74(5)	*3	884,74(5)
888,79(5)	888,76(5)	888,78(4)	889,2(4)	888,78(4)
893,70(11)	893,88(7)	893,83(8)*2	-	893,83(8)
897,27(6)	897,15(4)	897,19(6)*2	-	897,18(6)
902,219(23)	902,26(4)	902,234(20)	902,25(14)	902,230(20)
911,81(15)	-	-	-	911,81(15)
922,02(5)	921,96(4)	921,98(3)	922,34(23)	922,04(7)*2
925,742(26)	925,80(3)	925,768(29)*2	925,97(22)	925,768(29)
929,37(5)	929,47(4)	929,43(5)	-	929,43(5)
934,30(8)	934,41(7)	934,36(5)	934,6(3)	934,37(5)
937,48(20)	937,49(12)	937,49(10)	937,6(6)	937,49(10)
944,48(17)	944,40(7)	944,41(6)	-	944,41(6)
948,721(21)	948,710(32)	948,718(18)	948,63(14)	948,713(17)
953,44(14)	953,47(6)	953,47(6)	953,1(5)	953,46(5)
958,44(13)	958,12(12)	958,27(16)*	-	958,27(16)
968,94(13)	-	-	-	968,94(13)
985,69(4)	985,67(4)	985,68(3)	985,3(4)	985,68(3)
998,006(35)	998,00(5)	998,004(28)	997,9(3)	997,999(28)
1005,02(5)	1005,05(5)	1005,03(4)	1005,09(20)	1005,03(3)
1013,55(6)	1013,42(6)	1013,48(6)	1013,7(3)	1013,49(6)
-	1016,72(12)	-	-	1016,72(12)
-	-	1020,4(6)[7]	*3	1020,4(6)
-	1026,8(2)	-	*3	1026,8(2)
-	1051,75(10)	-	-	1051,75(10)
-	1064,17(39)	-	-	1064,2(4)
-	1088,6(4)	-	-	1088,6(4)
1093,69(5)	-	-	*3	1093,69(5)
1169,16(31)	1169,51(6)	1169,50(6)*	1169,07(22)	1169,46(12)*2
1202,60(9)	1202,55(8)	1202,57(6)	*3	1202,57(6)
1209,808(31)	1209,851(33)	1209,828(23)	1209,65(20)	1209,822(22)
-	1220,54(24)	-	-	1220,54(24)
-	1238,7(5)	-	*3	1238,7(5)
-	1241,0(5)	-	-	1241,0(5)
1255,21(10)	1255,14(4)	1255,15(4)	1255,24(27)	1255,15(4)
1282,186(25)	1282,24(3)	1282,209(27)	1282,15(15)	1282,202(26)
1311,30(5)	1311,38(5)	1311,34(4)	1312,0(5)	1311,34(4)

\* В результаты работы [1] внесены две поправки. Поправка на изменение энергетической шкалы гамма-спектрометра имеет следующие значения Е±50 кэВ (ΔЕ, эВ): 450(0), 550(0), 650(-3), 750(-9), 850(-23), 950(-24), 1050(-24), 1150(-24), 1250(-16). Поправка на систематическое расхождение с данными работы [2] составляет -8 эВ. В результаты работы [2] внесена поправка на систематическое расхождение с данными работы [1], составляющая +22 эВ. Рекомендуемое значение получено усреднением результатов измерений γ-спектров с данными, полученными с помощью бета-спектрометра типа 2S1V2 с предварительным введением поправок на систематическое расхождение шкал; значения поправок: -4 эВ для γ-шкалы и +130 эВ для β-шкалы.

\*2 Погрешность разброса.

\*3 Близкий по энергии переход есть в I72 Лн.

Относительные интенсивности ЭК на К-оболочке для  $E > 498$  кэВ. Относительные интенсивности  $I_K$  приведены в табл.5. Наиболее полные данные получены с помощью магнитного бета-спектрометра типа  $2\pi\sqrt{2}$  (ВНИИМ) [4,5,8,10]. Девять наиболее интенсивных линий в области до 860 кэВ были измерены с помощью бета-спектрометра типа  $\pi\sqrt{2}$  [3], полученные интенсивности очень хорошо согласуются с данными ВНИИМ, точность их приблизительно одинаковая.

Измерения Si(Li)-спектрометром [1] в 84% случаев дали значения  $I_K$ , более низкие, чем в работах ВНИИМ. По-видимому, есть систематическая погрешность, но все различия, кроме одной, лежат в пределах  $2\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}$ . Результаты перечисленных работ были усреднены с авторскими весами (см.последнюю графу табл.5).

Таблица 5

Относительные интенсивности электронов внутренней конверсии  
 $I_K$  распада  $^{171}\text{Lu} \rightarrow ^{171}\text{Yb}$  для энергий более 498 кэВ

E, кэВ	Значение $I_K$ , отн.ед.			
	настоящей работы, [4,5,8,10]	[1]	[3]	рекомендуемое
498,752	3,7(5)	3,12(12)	-	3,15(13)*
517,770	10,0(5)*2	8,88(29)	9,1(10)	9,2(3)*
553,70	0,17(8)*2	-	-	0,17(8)
604,60	0,161(25)*2	-	-	0,161(25)
605,72	0,07(4)*2	-	-	0,07(4)
627,055	11,3(5)	10,24(25)	-	10,45(4)*
631,067	1,75(13)	1,59(9)	-	1,64(7)
667,415	28,7(13)	28,13(60)	28,5(19)	28,2(5)
676,14	0,32(9)	-	-	0,32(9)
689,345	6,4(5)	5,72(20)	6,6(5)	5,91(24)*
697,6	0,30(18)*2	-	-	0,30(18)
701,48	<0,15*2	-	-	<0,15
707,48	<0,10*2	-	-	<0,10
712,662	9,5(6)	9,01(22)	8,9(7)	9,05(20)
720,15	<0,12*2	-	-	<0,12
724,98	1,16(13)	-	-	1,16(13)
734,7	0,24(5)	-	-	0,24(5)
738,07	1,4(5)	-	-	1,4(5)
739,788	100	100	100	100
753,37	0,024(10)	-	-	0,024(10)
759,21	0,128(15)	-	-	0,128(15)
767,605	7,4(6)	6,75(20)	6,4(5)	6,76(18)
777,94	0,41(4)	0,40(13)	-	0,41(4)
780,703	8,1(4)	7,5(7)	7,4(7)	7,77(26)
792,06	0,23(8)	-	-	0,23(8)
793,996	0,65(6)	-	-	0,65(6)
804,97	<0,5*2	-	-	<0,05
816,351	0,25(5)	-	-	0,25(5)
821,79	0,064(13)	-	-	0,064(13)
825,946	0,66(5)	0,69(9)	-	0,67(4)
828,92	≤0,05*2	-	-	≤0,05
834,22	0,21(5)	-	-	0,21(5)
835,90	0,47(11)	-	-	0,47(11)
839,956	24,8(7)	23,9(7)	25,8(19)	24,4(5)
850,36	0,44(9)	0,46(9)	-	0,45(6)
853,061	4,1(3)	3,71(29)	4,2(5)	3,95(19)

E, кэВ	Значение $I_K$ , отн. ед.			
	настоящей работы, [4,5,8,10]	[1]	[3]	рекомендуемое
862,39	0,08(3)*2	-	-	0,08(3)
868,438	0,21(5)	0,147(21)	-	0,156(22)*
872,77	0,080(25)	-	-	0,080(25)
877,594	0,28(4)	0,177(27)	-	0,21(5)*
878,9	0,075(25)*2	-	-	0,075(25)
881,03	0,17(4)	0,082(30)	-	0,11(4)*
884,74	0,111(30)*2	-	-	0,111(30)
888,78	0,15(7)	-	-	0,15(7)
893,83	<0,10*2	~0,15	-	<0,10
897,18	0,40(20)*2	-	-	0,40(20)
902,230	1,20(15)	1,0(3)	-	1,16(13)
911,81	<0,07*	-	-	<0,07
922,04	0,16(5)	0,110(16)	-	0,116(15)
925,768	0,24(6)	0,222(22)	-	0,224(21)
929,43	~0,05*2	-	-	~0,05
934,36	<0,02*2	-	-	<0,02
937,49	0,030(10)	~0,03	-	0,030(10)
944,41	≤0,02*2	~0,02	-	≤0,02
948,713	0,49(6)	0,498(18)	-	0,497(17)
953,46	0,14(4)*2	0,10(2)	-	0,11(2)
958,27	<0,08*2	<0,04	-	<0,04
968,94	≤0,04*2	-	-	<0,04
985,68	0,050(18)	-	-	0,050(18)
997,999	0,18(5)	0,13(2)	-	0,14(2)
1005,04	0,23(4)	-	-	0,23(4)
1013,49	0,085(23)	0,044(9)	-	0,049(14)*
1016,72	≤0,03*2	-	-	≤0,03
1020,40	<0,06*2	-	-	<0,06
1026,8	0,034(17)*2	-	-	0,034(17)
1051,75	<0,04*2	-	-	<0,04
1064,2	<0,020*2	-	-	<0,020
1088,6	<0,2	-	-	-
1093,69	*3	-	-	-
1169,45	0,019(4)*2	-	-	0,019(4)
1202,57	<0,005*2	-	-	<0,005
1209,822	0,067(12)	-	-	0,067(12)
1220,54	<0,004*2	-	-	<0,004
1238,7	<0,012*2	-	-	<0,012
1241,0	0,020(10)*2	-	-	0,020(10)
1255,15	0,018(5)*2	-	-	0,018(5)
1282,202	0,247(26)	-	-	0,247(26)
1311,34	0,007(4)	-	-	0,007(4)

\* Погрешность разброса.

\*2 Значения уточнены по атласу спектров конверсионных электронов.

\*3 Совпадает с линией K1093,614 <sup>172</sup>Lu

Относительные интенсивности  $\beta$ -излучения. Наиболее полные данные о  $\beta$ -спектре получены в работах последних лет [1,2]. В области энергий менее 300 кэВ эти работы значительно точнее, чем работы [6,7], и фактически определяют рекомендуемое значение (табл.6). В области энергий больше 490 кэВ результаты работы [5] по точности сравнимы с данными [1,2], а для некоторых интенсивных переходов  $I_{\beta}$  в ней определены даже точнее.

Таблица 6

E, кэВ	Относительные интенсивности $\beta$ -излучения при распаде $^{171}\text{Lu}$				рекомендуемое
	Значение $I_{\beta}$ , отн. ед.				
	[2]	[1]	[6]	[7]	
19,390	32,7(13)	33,6(9)	29,5(15)	32,0(20)	33,3(10)*
27,134	1,60(5)	1,618(45)	1,5(1)	0,50(3)*2	1,60(3)
46,536	-	0,347(17)	0,4(1)	0,41(3)	0,347(17)
55,689	2,60(8)	2,52(7)	2,2(2)	3,40(20)	2,55(5)
66,731	5,16(14)	5,16(14)	5,1(3)	5,40(33)	5,16(10)
72,379	4,17(12)	4,15(12)	4,0(2)	5,30(33)	4,16(8)
75,890	12,70(35)	12,65(35)	12,5(6)	17,85(110)	12,68(25)
85,603	2,28(7)	2,24(6)	2,1(2)	4,02(25)	2,26(5)
91,408	0,96	0,922(30)	0,9(2)	1,31(11)	0,936(24)
93,6	-	-	-	0,82(5)	0,82(5)
99,3	-	-	-	0,50(3)	0,50(3)
109,289	1,29(5)	1,250(37)	1,0(3)	5,2(3)*2	1,264(30)
112,70	0,0102(12)	-	-	-	0,0102(12)
122,37	0,025(2)	0,024(2)	-	-	0,024(2)*3
132,286	0,080(5)	0,081(5)	-	0,05(1)	0,080(4)
141,4	-	-	-	0,10(4)	0,10(4)
149,63	0,0096(15)	-	-	-	0,0096(15)
154,746	0,104(4)	0,097(4)	-	0,10(3)	0,100(3)
163,847	0,56(3)	0,525(37)	-	0,80(7)	0,539(29)
170,732	0,149(9)	0,143(6)	-	0,08(2)	0,145(5)
194,896	0,40(5)	0,301(31)	-	0,25(2)	0,33(5)*
222,06	0,018(2)	-	-	-	0,018(2)
241,47	0,065(4)	0,058(4)	-	-	0,062(4)*
256,65	0,050(5)	0,046(3)	-	-	0,047(3)
			[5]		
498,752	0,219(8)	0,211(10)	0,23(5)	0,19(1)	0,217(5)
517,770	0,719(23)	0,709(21)	0,86(9)	0,64(15)	0,718(18)
604,60	-	0,022(6)	$\leq 0,15$	0,10(3)	0,022(6)
605,72	0,035(7)	-	-	-	0,035(7)
627,055	1,74(5)	1,75(5)	1,69(8)	1,54(11)	1,72(3)
631,067	0,268(9)	0,279(9)	$\sim 0,18$	0,57(4)	0,274(6)
667,415	23,1(7)	23,0(7)	22,0(3)	22,8(16)	22,29(28)*
676,14	0,035(5)	0,040(9)	$\leq 0,1$	-	0,036(4)
689,345	4,98(14)	4,92(14)	4,64(9)	4,85(34)	4,78(9)*
697,6	-	-	-	0,19(2)	0,19(2)
701,48	0,013(3)	-	-	-	0,013(3)
707,48	0,028(7)	0,020(6)	-	-	0,023(5)
712,662	2,32(7)	2,36(6)	2,32(6)	2,35(16)	2,35(4)
720,15	-	-	-	0,45(4)	0,45(4)
724,98	0,151(8)	0,153(9)	0,22(5)	0,11(3)	0,152(6)
739,788	100	100	100	100	100
753,37	0,022(3)	0,016(4)	-	-	0,020(3)*
759,21	0,052(4)	0,043(3)	-	-	0,046(4)*

E, кэВ	Значение $I_{\gamma}$ , отн. ед.				рекомендуемое
	[2]	[1]	[5]	[7]	
767,605	1,48(4)	1,46(4)	1,42(5)	1,46(10)	1,458(24)
777,94	0,10(4)	0,10(3)	≤0,5	0,20(10)	0,10(3)
780,703	9,19(27)	9,04(26)	8,99(13)	9,06(64)	9,03(11)
792,06	-	-	-	0,33(3)	0,33(3)
793,996	0,142(5)	0,151(5)	0,18(3)	-	0,147(4)
804,97	0,013(2)	-	-	-	0,013(2)
816,351	0,076(3)	0,069(4)	-	-	0,073(3)*
821,79	0,017(3)	0,007(2)	-	0,43(3)*2	0,010(5)*
825,946	0,35(2)	0,325(18)	0,34(3)	0,30(2)	0,337(20)*
828,92	0,018(2)	-	-	-	0,018(2)
834,22	0,06(3)	0,05	-	-	0,06(3)
835,90	0,17(3)	0,210(20)	-	-	0,198(18)
839,956	6,40(18)	6,32(22)	6,46(17)	6,29(45)	6,40(10)
850,36	0,166(15)	0,12(1)	≤0,3	-	0,134(17)*
853,061	5,36(15)	5,30(15)	5,25(16)	5,49(39)	5,32(9)
862,39	0,073(3)	0,070(4)	-	-	0,0719(24)
868,438	0,065(3)	0,063(4)	≤0,06	0,07(1)	0,0643(24)
872,77	0,017(2)	0,017(2)	≤0,05	-	0,017(2)*3
877,594	0,048(3)	0,037(5)	≤0,04	0,05(1)	0,045(5)*
878,9	-	0,017(9)	-	-	0,017(9)
881,03	0,046(2)	0,040(3)	~0,05	0,05(1)	0,044(2)*3
884,74	0,019(2)	0,019(2)	-	-	0,019(2)*3
888,78	0,036(3)	0,032(4)	-	-	0,0346(24)
893,83	0,015(3)	0,015(4)	-	-	0,0150(24)
897,18	0,029(3)	0,019(4)	-	-	0,025(5)*
902,230	0,307(12)	0,306(10)	0,35(9)	-	0,307(8)
911,81	-	0,043(4)	-	-	0,043(4)
922,04	0,035(2)	0,036(2)	0,029(15)	-	0,035(2)*3
925,768	0,080(3)	0,078(3)	0,079(23)	0,07(2)	0,079(2)
929,43	0,026(2)	0,024(2)	-	-	0,025(2)*3
934,37	0,0095(8)	0,010(2)	-	-	0,0096(7)
937,49	0,0071(8)	0,007(2)	-	-	0,0071(7)
944,41	0,0147(15)	0,014(3)	-	-	0,0146(13)
948,713	0,187(6)	0,182(6)	0,23(2)	0,19(2)	0,186(4)
953,46	0,0100(12)	0,020(5)	-	-	0,0105(23)*
958,27	0,0125(12)	0,014(3)	-	-	0,0127(11)
968,94	-	0,008(3)	-	-	0,008(3)
985,68	0,044(2)	0,041(8)	0,05(2)	0,10(1)	0,044(2)*3
997,999	0,061(3)	0,053(2)	-	0,06(2)	0,055(4)*
1003,5	-	-	-	0,22(2)	0,22(2)
1005,04	0,075(3)	0,067(2)	0,08(3)	-	0,069(4)*
1013,49	0,028(3)	0,026(4)	0,04(2)	0,05(1)	0,0275(24)
1016,72	0,0077(10)	-	-	-	0,0077(10)
1020,0	-	-	-	0,05(1)	0,05(1)
1026,8	0,0032(10)	-	-	-	0,0032(10)
1051,75	0,0070(8)	-	-	-	0,0070(8)
1064,2	0,0027(7)	-	-	-	0,0027(7)
1088,6	0,0030(8)	-	-	-	0,0030(8)

E, кэВ	Значение $I_{\gamma}$ , отн. ед.				рекомендуемое
	[2]	[1]	[5]	[7]	
1093,69	-	0,047(5)	-	-	$< 0,05^{*4}$
1169,45	0,0110(11)	0,010(2)	$\leq 0,024$	-	0,0108(10)
1202,57	0,0078(12)	0,006(2)	-	-	0,0074(11)
1209,822	0,139(4)	0,138(4)	0,132(18)	0,19(2)	0,138(3)
1220,54	0,0024(7)	-	-	-	0,0024(7)
1238,7 } 1241,0 }	0,008(3)	-	-	-	0,008(3)
1255,15	0,0124(10)	0,013(1)	$\leq 0,3$	0,02(1)	0,0127(7)
1282,202	0,665(20)	0,655(22)	0,68(5)	0,73(5)	0,667(14)
1311,34	0,024(1)	0,022(1)	-	-	0,023(1) <sup>*3</sup>

\* Погрешность разброса.

\*2 Это значение не учитывалось.

\*3 В тех случаях, когда авторы не приводили в погрешностях следующих цифр за единицей и двойкой, принималась в рекомендуемом значении минимальная авторская погрешность.

\*4 Авторы работы [2] считают, что в распадах  $^{171}\text{Lu}$  нет перехода  $\beta$  1093,69 с интенсивностью 0,047 [1].

Коэффициенты конверсии  $\alpha_K$  к мультипольности переходов для  $E > 490$  кэВ. Коэффициенты конверсии рассчитаны по рекомендуемым значениям  $I_K$  (см. табл. 5) и  $I_{\gamma}$  (см. табл. 6). Результаты приведены во второй графе табл. 7. Связь шкал  $I_K$  и  $I_{\gamma}$  произведена по теоретическому значению  $\alpha_K^{E1}(739,79) = 2,26 \cdot 10^{-3}$ . В работе [5] оценка примеси M2-компонента в переходе 739,79 кэВ составила величину менее 1%. В третьей и четвертой графах приведены теоретические значения коэффициента конверсии, интерполированные по таблицам Хагера и Зельтцера. Выводы о мультипольности, приведенные в последней графе табл. 7, сделаны на основе сравнения коэффициентов  $\alpha_K^{\text{эксп}}$  и  $\alpha_K^{\text{теор}}$ . Первым указан главный компонент. В более слабом компоненте погрешность в тех случаях, когда она велика, вычислена следующим образом:  $\alpha_K - \Delta\alpha_K$  и  $\alpha_K + \Delta\alpha_K$ . Как правило, экспериментальные значения коэффициента конверсии не исключают смеси типа  $\alpha\% E1 + \beta\% M2$ , поэтому они рассчитывались только тогда, когда  $\alpha_K^{\text{эксп}} < \alpha_K^{E2}$  или  $\alpha_K^{\text{эксп}} > \alpha_K^{M1}$ . Для ряда новых переходов, обнаруженных в  $\beta$ -спектре и не проявившихся в спектре ЭВК, были сделаны оценки интенсивности  $I_K$  и соответственно рассчитаны верхние пределы коэффициента конверсии. Одно значение -  $\alpha_K^{E1}(720)$  - оказалось в три раза меньше, чем  $\alpha_K^{E1}(720)$ .

Таблица 7

Коэффициенты конверсии и мультипольности переходов в  $^{171}\text{Lu}$

E, кэВ	$\alpha_K \cdot 10^3$			Мультипольность
	Эксперимент	E2(E1)	M1(M2)	
498,752	32,8(16)	14,2(5,16)	35,5(108)	M1+(13+8)%E2
517,770	28,6(12)	13,0(4,76)	32,2(96,4)	M1+(19+6)%E2
604,60	16(5)	9,05(3,42)	21,7(61,2)	M1+(41+41)%E2
605,72	4,7(25)	9,03(3,41)	21,5(61,0)	E1+(0-7)%M2
627,055	15,0(6)	8,33(3,17)	19,8(56,0)	M1+(42+5)%E2
631,067	13,5(6)	8,21(3,13)	19,5(54,0)	E2+(47+6)%M1
667,415	2,86(5)	7,24(2,78)	16,9(46,0)	E1+(0,2+0,1)%M2
676,14	20(6)	7,06(2,72)	16,4(44,4)	M1; E1+(42+14)%M2
689,345	2,79(12)	6,74(2,61)	15,6(42,0)	E1+(0,46+0,29)%M2
697,6	3,6(22)	6,57(2,55)	15,1(40,6)	E1+(0-8)%M2
701,48	$< 30$	6,49(2,52)	14,9(40,0)	-

E, кэВ	$\alpha_K \cdot 10^3$			Мультипольность
	Эксперимент	E2(E1)	M1(M2)	
707,47	<II	6,37(2,48)	I4,6(39,0)	-
712,662	8,70(24)	6,27(2,44)	I4,4(38,3)	E2+(29,6+2,9)%M1
720,15	<0,7	6,13(2,39)	I4,0(37,2)	-
724,98	I7,2(20)	6,04(2,36)	I3,8(36,4)	(M1);EI+(44+6)%M2
739,788	2,26	(2,26)		EI 100%
753,37	2,7(I2)	5,55(2,19)	I2,5(32,6)	EI+(0-6)%M2
759,2I	6,3(9)	5,47(2,16)	I2,2(32,0)	E2+(0-26)%M1
767,605	10,5(3)	5,34(2,11)	II,9(31,1)	M1+(22+5)%E2
777,94	9,3(9)	5,19(2,05)	II,5(30,0)	M1+(35+14)%E2
780,703	1,94(7)	5,16(2,04)	II,4(29,7)	EI 100%
792,06	1,6(6)	4,99(I,98)	II,0(28,4)	EI+(<0,2)%M2
793,996	10,0(9)	4,97(I,97)	10,9(28,3)	M1+(15+15)%E2
804,97	<I0	4,82(I,92)	10,6(27,3)	-
816,35I	7,8(I6)	4,68(I,86)	10,2(26,2)	M1+(44+29)%E2
821,79	I4(8)	4,62(I,84)	10,0(25,8)	M2+(47+32)%EI; (M1)
825,946	4,5(4)	4,57(I,83)	9,94(25,4)	E2+(0-II)%M1
828,92	<7	4,55(I,82)	9,89(25,3)	-
834,22	8(4)	4,48(I,80)	9,69(24,8)	M1+(34+ <sup>66</sup> / <sub>34</sub> )%E2;
				EI+(27+19)%M2
835,90	5,4(I3)	4,45(I,78)	9,62(24,6)	E2+(0-44)%M1
839,956	8,62(22)	4,41(I,76)	9,53(24,3)	M1+(18+4)%E2
850,366	7,6(I4)	4,30(I,73)	9,25(23,7)	M1+(34+28)%E2
853,06I	1,67(9)	4,27(I,72)	9,17(23,3)	EI+(≤0,2)%M2
862,39	2,5(9)	4,17(I,68)	8,93(22,6)	EI+(4+4)%M2
868,438	5,5(8)	4,11(I,65)	8,78(22,2)	E2+(29+17)%M1
872,77	II(4)	4,08(I,64)	8,68(21,9)	(M1);EI+(44+18)%M2
877,594	10,5(28)	4,03(I,62)	8,56(21,6)	(M1);EI+(44+14)%M2
878,9	10(6)	4,01(I,61)	8,53(21,5)	-
881,03	5,6(2I)	3,99(I,61)	8,47(21,4)	E2+(0-83)%M1
884,74	I4(6)	3,96(I,60)	8,38(21,1)	(M1);M2+(35+33)%EI
888,78	10(5)	3,92(I,58)	8,29(20,8)	M1+(0-70)%E2;
				EI+(43+24)%M2
893,83	<I8	3,88(I,56)	8,17(20,6)	He M2
897,18	36(I8)	3,84(I,55)	9,09(20,3)	-
902,230	8,5(I0)	3,80(I,54)	7,99(20,0)	M1+(0-10)%E2
911,8I	<4	3,72(I,51)	7,78(19,5)	E2
922,04	7,4(II)	3,64(I,48)	7,57(18,9)	M1+(0-32)%E2
925,768	6,4(6)	3,61(I,46)	7,49(18,7)	M1+(28+16)%E2
934,36	<5	3,55(I,44)	7,33(18,3)	(E2)
937,49	9,5(33)	3,52(I,43)	7,27(18,1)	-
944,4I	≤3,4	3,46(I,41)	7,14(17,7)	(E2)
948,7I3	6,04(24)	3,44(I,40)	7,06(17,6)	M1+(28+7)%E2
953,46	24(7)	3,40(I,38)	6,97(17,3)	M2+(<2%)%EI
958,27	<8	3,36(I,37)	6,89(17,1)	-
968,94	<I8	3,29(I,34)	6,70(16,6)	-
985,68	2,6(9)	3,18(I,30)	6,43(15,8)	EI+(9+6)%M2
997,999	5,8(9)	3,10(I,27)	6,24(15,3)	M1+(0-45)%E2
1005,04	7,5(I4)	3,05(I,26)	6,13(15,0)	M1 100%

E, кэВ	$\alpha \cdot 10^3$			Мультипольность
	Эксперимент	E2(E1)	M1(M2)	
I013,49	4,0(12)	3,00(1,24)	6,01(14,7)	M1+(0-66)%E2
I016,72	<10	2,98(1,23)	5,96(14,6)	-
I020,0	<3,4	2,96(1,22)	5,90(14,4)	E2
I026,8	24(13)	2,93(1,21)	5,82(14,2)	(M2)
I051,75	<13	2,79(1,16)	5,49(13,4)	-
I064,2	<20	2,73(1,14)	5,37(13,0)	-
I169,45	4,0(9)	2,26(0,956)	4,24(10,1)	M1+(0-50)%E2
I202,57	<1,8	2,14(0,910)	3,97(9,39)	E1
I209,822	1,10(20)	2,13(0,901)	3,91(9,24)	E1+(0-1,2)%M2
I220,54	<5	2,09(0,887)	3,82(9,01)	-
I241,0	5,6(30)*	2,02(0,862)	3,68(8,66)	-
I255,15	3,3(8)	1,98(0,841)	3,58(8,34)	M1+(0-67)%E2
I282,202	0,84(9)	1,90(0,814)	3,40(7,96)	E1+(0-16)%M2
I311,34	0,7(4)	1,82(0,782)	3,22(7,51)	E1

\* Рассчитано при условии, что вся интенсивность  $I_{\gamma}$  принадлежит этому переходу (см. табл.6).

Переходы, принадлежащие распаду  $^{171}\text{Lu}$  или  $^{172}\text{Lu}$ . В табл.8 приведены переходы, обнаруженные с помощью бесфоновый бета-спектрометра ВНИИМ, у которых до настоящего времени идентификация осталась неопределенной: распад ли это  $^{171}\text{Lu}$  или  $^{172}\text{Lu}$ . Нельзя исключить принадлежность некоторых переходов распаду  $^{170}\text{Lu}$ .

Таблица 8  
Энергии переходов с неоднозначной идентификацией

$E_{\gamma} \pm \Delta E_{\gamma}$ , кэВ	$I_K \pm \Delta I_K$ , отн.ед.		
	$^{171}\text{Lu}$ (K740=100)	$^{172}\text{Lu}$ (K1094=100)	$^{170}\text{Lu}$ (K1450=100)
$E_{\beta}$ 260,69(18)	2,3(9)	7,0(27)	-
$E_{\beta}$ 271,66(17)	1,5(9)	3,8(22)	-
381,58(15)	0,26(26)	1,1(11)	-
384,33(20)	0,30(26)	1,3(11)	-
386,28(20)	0,43(34)	1,8(14)	-
387,45(20)	0,26(17)	1,1(7)	-
390,35(20)	0,34(26)	1,5(11)	-
392,38(20)	0,42(21)	1,8(10)	-
394,75(25)	0,42(21)	1,8(10)	-
397,60(15)	$\leq 0,3$	$\leq 1,0$	1,4(4)
398,37(20)	0,24(12)	0,9(5)	1,4(3)
411,83(25)	$\leq 0,22$	$\leq 1,0$	1,2(3)
418,38(20)	0,34(11)	1,4(5)	1,3(4)
429,58(20)	0,23(11)	0,9(5)	-
431,61(19)	0,31(19)	1,4(8)	1,9(4)
433,43(20)	$\leq 0,31$	$\leq 1,4$	1,8(4)
451,57(15)	0,31(12)	1,4(6)	2,2(3)

Окончание табл. 8

$E_{\gamma} \pm \Delta E_{\gamma}, \text{кэВ}$	$I_{\text{K}} \pm \Delta I_{\text{K}}, \text{отн. ед.}$		
	$I_{\text{K}}^{71} \text{Lu}$ (KI740 $\pm$ 100)	$I_{\text{K}}^{72} \text{Lu}$ (KI094 $\pm$ 100)	$I_{\text{K}}^{70} \text{Lu}$ (KI450 $\pm$ 100)
452,93(15)	0,22(10)	1,1(5)	0,9(3)
459,22(20)	0,33(8)	$\leq 0,8$	1,4(3)
463,91(14)	0,22(8)	2,8(9)	1,0(3)
467,19(15)	0,36(11)	1,6(8)	1,7(4)
468,83(15)	0,29(11)	1,3(7)	1,8(4)
474,95(25)	$\leq 0,28$	$\leq 0,5$	1,4(4)
489,00(20)	0,37(10)	1,2(3)	2,2(6)
495,06(20)	0,16(7)	2,2(12)	1,0(4)
501,71(20)	0,14(7)	2,4(12)	1,0(5)
503,98(20)	0,19(8)	3,2(12)	1,3(5)
505,41(20)	0,24(10)	3,4(11)	1,6(7)
509,01(22)	0,24(10)	2,0(6)	1,6(4)
511,26(25)	0,14(7)	2,1(10)	1,0(5)
515,95(18)	0,23(10)	0,8(3)	-
522,4(3)	0,13(6)	0,44(17)	0,9(4)
531,31(27)	0,50(23)	1,3(6)	-
538,92(21)	0,20(12)	1,0(6)	-
540,92(17)	0,36(13)	1,8(6)	-
615,7(3)	0,26(16)	0,48(29)	-
645,66(15)	0,24(8)	1,0(3)	-
647,8(3)	0,20(8)	0,8(3)	-
729,1(5)	0,25(13)	0,5(3)	-
731,43(21)	0,25(13)	0,48(25)	-
787,06(23)	0,50(22)	0,7(3)	-
841,3(10)	0,08(6)	0,5(3)	-
854,62(26)	0,19(9)	0,9(4)	-
(913,8(5))	0,06(3)	0,32(16)	-
(930,6(5))	0,06(3)	0,36(18)	-
972,6(5)	0,04(2)	0,20(10)	-
981,6(3)	0,025(12)	0,09(5)	-
1007,8(4)	0,027(10)	0,08(4)	-
$E_{\beta}$ 983,9(6)	0,16(8)	0,23(12)	-
1048,6(3)	0,049(30)	0,07(4)	-
1074,5(3)	0,17(9)	0,25(13)	-
1100,3(4)	0,07(4)	0,40(20)	-
1123,0(6)	0,012(6)	0,04(2)	-
1177,9(4)	0,006(3)	0,020(10)	-
1186,4(4)	0,005(3)	0,020(12)	-
$E_{\beta}$ 1128,4(4)	0,005(3)	0,020(12)	-
$E_{\beta}$ 1133,3(4)	0,006(3)	0,024(10)	-
1198,3(4)	0,0034(17)	0,015(8)	-
1216,2(5)	0,0045(23)	0,024(12)	-
1164,9(5)	0,004(2)	0,017(8)	-
1232,6(4)	0,0050(25)	0,027(14)	-
1271,3(4)	0,006(4)	0,025(15)	-
1274,0(4)	0,012(6)	0,050(26)	-
1297,7(5)	0,005(3)	0,020(10)	-

Список литературы

1. Бацев С., Бонч-Осмоловская Н.А. Уровни ядра  $^{171}\text{Yb}$ , возбуждаемые при распаде  $^{171}\text{Lu}$ . - Изв. АН СССР. Сер. физ., 1981, т.45, № 5, с.697-704.
2. Адам И., Гнатович В., Звольска В. и др. Состояния  $^{171}\text{Yb}$ , возбуждающиеся при распаде  $^{171}\text{Lu}$ . - Тезисы докладов 33-го Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1983, с.133-134.
3. Kaye G. Excited states of  $^{171}\text{Yb}$  fed in the electron capture decay of  $^{171}\text{Lu}$ . - Nucl. Phys., 1966, v. 86, N 2, p.241-267.
4. Егоров В.Г., Медведев А.И., Тер-Нерсесянц В.Е. и др. Новые данные о распаде  $^{171}\text{Lu} \rightarrow ^{171}\text{Yb}$ . Тезисы докладов 30-го Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1980, с.127-128.
5. Балалаев В.А., Джелепов Б.С., Учеваткин И.Ф., Шестопалова С.А. Уточнение схемы распада  $^{171}\text{Lu}$ . Изв. АН СССР. Сер. физ., 1971, т.35, № 1, с.18-26.
6. Артамонова К.П., Валиев Ф.Ф., Григорьев Е.П. и др. - См. [2], с.137.
7. Sen P., Bakhgi H. Studies of  $\gamma$ -ray transitions in  $^{171}\text{Yb}$ . - Z. Phys. A., 1977, Bd 281, N.3, S.263-268.
8. Медведев А.И., Тер-Нерсесянц В.Е., Учеваткин И.Ф., Шестопалова С.А. Обнаружение новых переходов при распаде  $^{171}\text{Lu} \rightarrow ^{171}\text{Yb}$ . - Тезисы докладов 28-го Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1978, с.99-100.
9. Медведев А.И., Тер-Нерсесянц В.Е., Учеваткин И.Ф., Шестопалова С.А. Уточнение энергий ряда "внутренних реперов" нейтронно-дефицитных изотопов литеция. - Изв. АН СССР. Сер. физ., 1978, т.42, № 9, с.1925-1927.
10. Медведев А.И., Тер-Нерсесянц В.Е., Учеваткин И.Ф., Шестопалова С.А. Новые переходы, принадлежащие распаду изотопов литеция с  $A=169+171$ . - Программа и тезисы докладов 25-го Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1975, с.130-132.
11. Артамонова К.П., Григорьев Е.П., Золотавин А.В., Сергеев О.В. Электроны внутренней конверсии  $^{171}\text{Lu}$  в области малых энергий. - Изв. АН СССР. Сер. физ., 1975, т.39, № 3, с.523-531.
12. Артамонова К.П., Григорьев Е.П., Золотавин А.В., Сергеев В.О. Аномальная конверсия Е1-перехода 19,38 кэВ  $^{171}\text{Yb}$ . - Там же, № 8, с.1773-1777.
13. Схемы распада радиоактивных ядер  $A=171+174$ . Вып.21 - Свойства атомных ядер/Под редакцией Б.С.Джелепова. Л.: Наука, 1977.
14. Медведев А.И., Тер-Нерсесянц В.Е., Учеваткин И.Ф., Шестопалова С.А. Уточнения спектра электронов внутренней конверсии  $^{172}\text{Lu}$ . - Изв. АН СССР. Сер. физ., 1978, т.42, № 4, с.733-738.
15. Джелепов Б.С., Учеваткин И.Ф., Шестопалова С.А. Значения ядерно-спектроскопических констант распада  $^{172}\text{Lu} \rightarrow ^{172}\text{Yb}$ . - См. настоящий выпуск, с. 54-67.

Статья поступила в редакцию 1 сентября 1983 г.,  
переработанный вариант - 9 июля 1984 г.

THE VALUES OF THE NUCLEAR - SPECTROSCOPIC DECAY CONSTANTS OF  $^{172}\text{Lu} \rightarrow ^{172}\text{Yb}$ . Improved data on the energy values as compared to [2] are presented for 211 transitions, relative  $\beta$ -radiation intensities (for 170  $\beta$ -lines) and internal conversion electrons (for 178 K-lines). Internal conversion coefficients for K-atomic shell have been determined for 138 transitions; 16 of them are new values the rest are revised ones.

Несмотря на то что распаду  $^{172}\text{Lu}$  посвящено много работ, с появлением новых публикаций происходит последовательное уточнение схемы распада, так как повышается точность эксперимента и обнаруживаются неизвестные ранее слабые переходы. Список литературы по ядерно-спектроскопическим константам распада  $^{172}\text{Lu}$ , включая данные за 1974 г., можно найти в обзоре [1], а данные до 1976 г. - в книге [2]. В 1978 г. появились работы [3,4], существенно уточнившие прежние сведения о  $\beta$ -излучении  $^{172}\text{Yb}$ . Наиболее полные данные о спектре электронов внутренней конверсии (ЗВК) получены с помощью бесфонового бета-спектрометра Всесоюзного научно-исследовательского института метрологии им.Д.И.Менделеева (ВНИИМ) типа 291/2 и использованы при составлении обзоров [1,2]. Новые результаты опубликованы в работах [5-7]. Более ранние данные (см., например, обзор [2]) были проанализированы, и результаты пересчитаны с учетом новой методики обработки и уточненной энергетической градуировки бета-спектрометра [5,6]. Эти результаты представлены в табл.1 и 2 в графе 4.

Энергии переходов в распаде  $^{172}\text{Lu} \rightarrow ^{172}\text{Yb}$ 

Таблица I

Энергия, кэВ				
[3]*	[4]**2	[3,4]**3	Настоящая ра- бота [5-7]**4	Рекомендуемое значение **5
78,738(5)	78,746(3)**6	78,744(3)**7	-	78,744(3)**7
90,647(3)	90,658(8)**6	90,648(4)**7	-	90,648(4)**7
112,793(5)	112,79(1)	112,793(5)**8	-	112,793(5)**8
119,023(15)	119,03(42)	119,023(15)	-	119,023(15)
134,363(20)	134,36(4)	134,363(20)**8	-	134,363(20)**8
145,21(5)	-	145,21(5)	-	145,21(5)
-	145,76(4)	145,76(4)	-	145,76(4)
146,03(4)	-	146,03(4)	-	146,03(4)
151,56(4)	151,61(11)	151,57(4)	-	151,57(4)
155,87(7)	-	155,87(7)	-	155,87(7)
163,196(25)	163,12(3)	163,165(26)**7	-	163,165(26)**7
174,658(24)	174,69(3)	174,670(19)	-	174,670(19)
181,530(4)	181,530(4)**6	181,530(4)**8	-	181,530(4)**8
196,37(5)	196,38(4)	196,38(3)	-	196,38(3)
200,07(20)	-	200,07(20)	-	200,07(20)
-	200,87(20)	200,87(20)	-	200,87(20)
203,436(4)	203,434(9)**6	203,436(4)	-	203,436(4)
210,33(5)	210,25(5)	210,29(4)	-	210,29(4)
229,079(11)	229,09(2)	229,082(10)	-	229,082(10)
247,166(34)	247,16(2)	247,161(20)	-	247,161(20)
-	251,46(15)	251,46(15)	-	251,46(15)
-	254,26(14)	254,26(14)	-	254,26(14)

Продолжение табл. I

Энергия, кэВ				
[3]*	[4]*2	[3,4]*3	Настоящая ра- бота [5-7]*4	Рекомендуемое значение*5
264,805(14)	264,80(2)	264,803(12)	-	264,803(12)
270,037(9)	270,02(2)	270,034(8)	270,04(8)	270,034(8)
279,716(16)	279,70(2)	279,710(12)	279,70(8)	279,710(12)
319,187(30)	319,17(3)	319,178(21)	319,15(14)	319,178(21)
323,894(23)	323,91(2)	323,902(16)	323,93(6)	323,904(16)
329,42(10)	329,38(5)	329,38(4)	329,39(9)	329,39(4)
330,629(15)	330,63(3)	330,629(13)	-	330,629(13)
337,72(10)	337,95(8)	337,86(11)*7	337,59(12)	337,80(11)*7
-	348,83(22)	348,83(22)	-	348,83(22)
352,56(4)	352,06	352,56(4)	-	352,56(4)
358,45(4)	358,47(5)	358,46(3)	-	358,46(3)
366,70(4)	366,68(3)	366,69(3)*8	-	366,69(3)*8
372,518(17)	372,50(2)	372,509(12)	372,51(9)	372,509(12)
-	-	-	373,52(19)	373,52(19)
377,516(19)	377,54(2)	377,526(14)	377,48(11)	377,526(14)
389,46(5)	389,34(14)	389,44(5)	389,10(20)	389,43(6)*7
399,757(21)	399,78(2)	399,768(15)	399,78(7)	399,769(14)
410,307(16)	410,32(2)	410,312(12)*7	410,32(5)	410,313(12)
413,22(27)	-	413,22(27)	413,80(20)	413,59(28)*7
415,7(4)	-	-	-	415,7(4)
416,82(29)	416,64(9)	416,65(9)	416,66(22)	416,65(8)
422,622(29)	422,58(4)	422,606(23)	422,78(22)	422,608(23)
427,17(3)	427,22(5)	427,180(26)	427,23(15)	427,182(25)
432,551(16)	432,56(2)	432,548(12)	432,57(9)	432,548(12)
437,62(5)	437,60(2)	437,595(19)	437,67(9)	437,598(18)
443,26(6)	443,29(6)	443,27(4)	443,21(20)	443,26(4)
-	-	-	472,89(30)	472,89(30)
480,82(12)	480,88(16)	480,84(10)	480,77(18)	480,82(8)
482,19(6)	482,26(3)	482,237(27)	482,38(7)	482,246(25)
486,17(4)	486,16(2)	486,153(18)	486,23(7)	486,158(17)
490,461(19)	490,44(2)	490,448(14)	490,46(5)	490,449(13)
493,92(11)	493,72(12)	493,83(10)*7	-	493,83(10)
512,49(6)	512,56(5)	512,52(4)	512,68(7)	512,56(7)*7
517,30(17)	517,28(12)	517,28(10)	-	517,28(10)
524,13(6)	523,98(5)	524,03(8)*7	523,84(7)	523,93(8)*7
528,276(24)	528,26(2)	528,265(15)	528,27(4)	528,266(14)
534,31(14)	534,28(7)	534,28(6)	-	534,28(6)
-	-	-	535,19(21)	535,19(21)
536,204(25)	536,18(3)	536,191(19)	536,19(21)	536,191(19)
540,18(3)	540,20(2)	540,185(17)	540,12(7)	540,181(16)
-	-	-	541,97(16)	541,97(16)
-	-	-	550,83(11)	550,83(11)
551,13(5)	551,06(2)	551,069(22)*7	551,22(11)	551,075(29)*7
-	-	-	557,7(4)	557,7(4)
-	-	-	561,82(15)	561,82(15)
-	-	-	564,94(9)	564,94(9)
-	-	-	565,73(17)	565,73(17)
566,54(7)	566,83(2)	566,81(8)*7	566,49(11)	566,70(15)*7

Продолжение табл. I

Энергия, кэВ				
[3] <sup>ж</sup>	[4] <sup>ж2</sup>	[3,4] <sup>ж3</sup>	Настоящая ра- бота [5-7] <sup>ж4</sup>	Рекомендуемое значение <sup>ж5</sup>
-	-	-	575,60(23)	575,60(23)
576,83(4)	576,83(2)	576,829(18)	576,85(8)	576,830(18)
-	-	-	583,09(12)	583,09(12)
584,75(3)	584,71(2)	584,721(18) <sup>ж7</sup>	584,72(6)	584,721(17)
594,53(5)	594,53(2)	594,529(19)	594,50(8)	594,528(18)
-	596,74(15)	596,74(15)	596,59(26)	596,70(13)
599,85(19)	599,85(4)	599,849(37)	599,86(19)	599,849(36)
-	604,64(19)	604,64(19)	-	604,64(19)
607,11(4)	607,14(2)	607,133(18)	607,16(12)	607,134(18)
622,60(3)	622,61(3)	622,604(24)	622,70(17)	622,606(24)
625,93(4)	625,96(2)	625,953(18)	-	625,953(18)
630,70(3)	630,70(2)	630,703(17)	630,64(11)	630,702(17)
643,04(4)	643,03(4)	643,034(33)	642,99(9)	643,030(30)
644,84(9)	644,89(6)	644,87(5)	644,81(20)	644,87(5)
-	649,15(14)	649,14(14)	648,91(28)	649,14(14)
650,27(17)	-	650,27(17)	650,22(26)	650,25(14)
-	-	-	656,58(26)	656,58(26)
664,02(12)	664,07(5)	664,06(5)	663,98(18)	664,05(4)
-	680,66(41)	680,66(41)	680,71(18)	680,70(16)
681,82(4)	681,93(11)	681,831(38)	682,05(12)	681,85(6) <sup>ж7</sup>
697,31(3)	697,30(2)	697,300(17)	697,42(10)	697,303(20)
-	703,05(8)	703,05(8)	-	703,05(8)
709,154(30)	709,12(2)	709,127(17)	709,16(12)	709,128(16)
-	-	-	716,18(34)	716,18(34)
-	-	-	718,91(34)	718,91(34)
723,02(4)	723,01(2)	723,009(18)	723,04(12)	723,010(18)
-	-	-	745,1(4)	745,1(4)
-	-	-	746,74(28)	746,74(28)
758,69(7)	758,81(8)	758,74(6) <sup>ж7</sup>	-	758,74(6) <sup>ж7</sup>
810,09(3)	810,07(3)	810,076(21)	810,14(5)	810,086(22) <sup>ж7</sup>
816,350(26)	816,30(3)	816,321(25) <sup>ж7</sup>	816,36(13)	816,322(25)
-	-	-	833,2(4)	833,2(4)
835,78(7)	835,87(4)	835,844(39) <sup>ж7</sup>	-	835,844(39) <sup>ж7</sup>
-	-	-	836,41(21)	836,41(21)
857,76(14)	857,75(11)	857,75(9)	857,0(6)	857,73(11) <sup>ж7</sup>
-	-	-	883,19(32)	883,19(32)
-	-	-	885,08(25)	885,08(25)
900,73(3)	900,72(3)	900,720(21)	900,68(4)	900,711(19)
909,84(10)	909,87(4)	909,69(6) <sup>ж7</sup>	909,62(18)	909,68(6)
912,085(28)	912,09(3)	912,087(20)	912,08(8)	912,086(20)
-	-	-	921,3(3)	921,3(3)
929,11(3)	929,10(3)	929,100(21)	929,05(9)	929,097(20)
-	-	-	936,9(5)	936,9(5)
950,41(8)	950,27(13)	950,37(7)	-	950,37(7)
-	961,02(12)	961,01(12)	-	961,01(12)
-	-	-	964,5(3)	964,5(3)

Продолжение табл. I

Энергия, кэВ				
$\sqrt{3}^*$	$\sqrt{4}^{*2}$	$\sqrt{3,4}^{*3}$	Настоящая ра- бота $\sqrt{5-7}^{*4}$	Рекомендуемое значение $^{*5}$
967,92(8)	967,88(4)	967,881(36)	967,90(15)	967,881(35)
-	969,69(20)	969,68(20)	-	969,68(20)
-	990,79(20)	990,78(20)	991,9(5)	990,93(39) <sup>*7</sup>
1002,73(3)	1002,72(3)	1002,719(21)	1002,69(11)	1002,719(21)
-	1010,70(17)	1010,69(17)	-	1010,69(17)
1011,75(20)	-	1011,74(20)	1011,6(3)	1011,70(16)
-	1012,55(28)	1012,54(28)	-	1012,54(28)
1019,74(17)	1019,78(4)	1019,77(4)	1019,8(5)	1019,77(4)
1022,35(3)	1022,39(3)	1022,364(21)	1022,51(15)	1022,367(21)
1026,1(3)	1026,20(5)	1026,19(5)	1026,5(4)	1026,20(5)
1039,04(14)	1039,29(7)	1039,23(10) <sup>*7</sup>	1039,08(24)	1039,21(9)
1041,00(4)	1040,97(5)	1040,984(31)	1041,03(24)	1040,985(31)
-	-	-	1043,02(29)	1043,02(29)
-	1055,39(35)	1055,38(35)	-	1055,38(35)
-	1070,65(18)	1070,64(18)	-	1070,64(18)
1080,69(5)	1080,67(4)	1080,669(31)	1080,77(10)	1080,678(30)
1093,62(3)	1093,62(3)	1093,611(21)	1093,62(3)	1093,614(17)
1113,02(4)	1113,02(4)	1113,011(28)	1113,00(9)	1113,010(27)
1115,53(9)	1115,53(5)	1115,52(4)	1115,53(12)	1115,52(4)
-	-	-	1118,3(3)	1118,3(3)
-	-	-	1120,0(5)	1120,0(5)
1125,21(5)	1125,23(4)	1125,213(31)	1125,14(15)	1125,210(30)
-	-	-	1141,9(4)	1141,9(4)
1142,98(13)	1142,46(13)	1142,72(26) <sup>*7</sup>	1143,7(4)	1143,0(4) <sup>*7</sup>
-	1148,45(27)	1148,44(27)	-	1148,44(27)
1166,45(11)	1166,49(5)	1166,48(4)	1166,6(5)	1166,48(4)
-	1171,29(11)	1171,29(11)	1171,1(5)	1171,28(11)
1184,27(14)	1184,27(3)	1184,274(29)	1184,23(11)	1184,271(28)
-	-	-	1202,37(25)	1202,37(25)
1205,73(22)	1205,60(15)	1205,64(12)	1205,38(27)	1205,59(11)
1209,08(16)	1209,14(11)	1209,12(9)	1208,4(4)	1209,08(15) <sup>*7</sup>
1238,66(13)	1238,75(9)	1238,72(7)	1238,77(24)	1238,72(7)
-	-	-	1249,8(4)	1249,8(4)
1263,09(19)	1263,17(10)	1263,15(9)	1263,2(3)	1263,15(8)
1288,85(4)	1288,83(3)	1288,831(24)	1289,28(24)	1288,84(4) <sup>*7</sup>
-	-	-	1304,4(4)	1304,4(4)
1322,76(11)	1322,68(9)	1322,71(7)	1322,89(24)	1322,72(7)
1329,77(17)	1329,70(7)	1329,70(6)	1330,2(4)	1329,72(8) <sup>*7</sup>
-	-	-	1347,3(5)	1347,3(5)
-	-	-	1354,8(5)	1354,8(5)
-	-	-	1358,4(5)	1358,4(5)
-	-	-	1362,3(5)	1362,3(5)
1372,64(14)	1372,88(11)	1372,78(12) <sup>*7</sup>	1372,9(4)	1372,77(12)
-	-	-	1376,3(5)	1376,3(5)
-	1380,21(10)	1380,21(10)	-	1380,21(10)

Энергия, кэВ				
$\sqrt{3}$ <sup>*6</sup>	$\sqrt{4}$ <sup>*2</sup>	$\sqrt{3,4}$ <sup>*3</sup>	Настоящая редакция $\sqrt{5-7}$ <sup>*4</sup>	Рекомендуемое значение <sup>*5</sup>
I387,18(3)	I387,17(3)	I387,167(21)	I387,30(19)	I387,169(21)
I397,53(4)	I397,48(3)	I397,490(24)	I397,54(21)	I397,491(24)
-	-	-	I400,7(3)	I400,7(3)
I402,530(29)	I402,52(3)	I402,517(21)	I402,54(18)	I402,517(21)
-	-	-	I405,2(4)	I405,2(4)
I440,37(4)	I440,36(3)	I440,356(24)	I440,26(20)	I440,355(24)
I446,07(18)	I446,20(6)	I446,18(6)	-	I446,18(6)
-	-	-	I448,4(4)	I448,4(4)
-	-	-	I452,6(4)	I452,6(4)
I465,95(6)	I465,94(3)	I465,933(27)	I466,00(20)	I465,934(27)
I470,36(5)	I470,37(3)	I470,358(26)	I470,29(20)	I470,357(26)
I477,01(22)	I476,73(7)	I476,75(8) <sup>*7</sup>	I477,99(55)	I476,78(18) <sup>*7</sup>
I488,93(7)	I488,92(3)	I488,912(28)	I488,96(11)	I488,915(27)
-	-	-	I501,6(5)	I501,6(5)
I518,74(9)	I518,63(7)	I518,66(6)	-	I518,66(6)
I529,73(9)	I529,80(6)	I529,77(5)	-	I529,77(5)
I533,18(18)	I533,33(15)	I533,26(12)	-	I533,26(12)
I542,81(7)	I542,81(3)	I542,801(28)	I542,84(23)	I542,802(28)
-	I554,36(15)	I554,35(15)	I554,2(1)	I554,35(15)
-	-	-	I570,0(7)	I570,0(7)
-	I573,26(95)	I573,25(95)	-	I573,2(10)
I579,13(14)	I578,90(5)	I578,92(7) <sup>*7</sup>	I578,4(5)	I578,91(7)
I584,05(7)	I584,05(3)	I584,039(28)	I584,02(10)	I584,038(27)
I602,51(8)	I602,52(3)	I602,507(28)	I602,59(37)	I602,507(28)
I608,75(7)	I608,81(5)	I608,78(4)	I608,7(7)	I608,78(4)
I621,89(8)	I621,89(3)	I621,878(28)	I621,86(18)	I621,878(28)
-	I635,23(73)	I635,22(73)	-	I635,2(7)
I652,31(13)	I652,31(10)	I652,30(8)	-	I652,30(8)
I666,83(10)	I666,82(3)	I666,817(29)	-	I666,817(29)
I670,51(7)	I670,46(3)	I670,464(28)	I669,96(31)	I670,46(5) <sup>*7</sup>
I724,34(7)	I724,32(3)	I724,319(28)	I724,25(22)	I724,318(28)
I742,90(20)	I742,88(9)	I742,87(8)	-	I742,87(8)
I804,2(3)	I803,86(17)	I803,95(15)	-	I803,95(15)
-	I809,39(22)	I809,38(22)	-	I809,38(22)
I812,81(11)	I812,82(4)	I812,813(38)	I812,77(37)	I812,813(38)
I914,73(8)	I914,78(4)	I914,763(36)	I914,50(31)	I914,759(36)
I920,72(17)	I920,62(12)	I920,64(10)	I921,2(3)	I920,70(17) <sup>*7</sup>
I931,67(7)	I931,81(6)	I931,74(5)	I931,2(3)	I931,72(12) <sup>*7</sup>
I994,30(16)	I994,34(6)	I994,33(6)	I994,52(36)	I994,33(6)
2025,05(25)	2025,14(8)	2025,12(8)	2025,2(4)	2025,13(8)
-	2044,56(50)	2044,55(50)	-	2044,6(5)
2047,42(21)	2047,62(19)	2047,52(14)	-	2047,52(14)
2083,35(18)	2083,40(5)	2083,38(5)	2083,38(16)	2083,38(5)
2096,33(24)	2096,31(4)	2096,301(39)	2096,5(4)	2096,303(39)
2127,9(4)	2127,81(19)	2127,82(17)	-	2127,82(17)
-	2134,78(9)	2134,77(9)	-	2134,77(9)

Энергия, кэВ				
[3]*	[4]* <sup>2</sup>	[3,4]* <sup>3</sup>	Настоящая работа [5-7]* <sup>4</sup>	Рекомендуемое значение* <sup>5</sup>
2136,90(25)	2137,78(26)	2137,35(44)* <sup>7</sup>	-	2137,3(4)* <sup>7</sup>
-	2206,69(15)	2206,68(15)	2206,74(40)	2206,69(14)
-	2212,68(23)	2212,67(23)	-	2212,67(23)
-	2264,99(8)	2264,98(8)	2264,76(38)	2264,97(8)

\*В результаты работы [3] внесены две поправки: первая ( $\Delta E_1$ ) связана с изменением энергетической шкалы гамма-спектрометра [10], вторая ( $\Delta E_2$ ) - с обнаружением систематического расхождения с данными работы [4]. Совмещение энергетических шкал проводилось в соответствии со средними весами работ (P), если значение P работы [3] равно 1, то P работы [4] равно 2,1. Значения поправок в интервале E+50, кэВ ( $\Delta E_1$ ,  $\Delta E_2$ , эВ): 400(0, +7), 500(0, +10), 600(0, +14), 700(-3, +16), 800(-9, +20), 900(-23, +23), 1000(-24, +26), 1100(-24, +30), 1200(-24, +34), 1300(-16, +38), 1400(-22, +42), 1500(-22, +46), 1600(-39, +49), 1700(-54, +53), 1800(-85, +56), 1900(-90, +60), 2000(-64, +64), 2100(-50, +68), 2200(-50, +70).

\*<sup>2</sup>В результаты работы [4] внесена поправка на обнаружение систематического расхождения энергий: начиная с 400 кэВ ее значения по данным работы [3] в среднем оказались меньше, чем значения работы [4]. Совмещение энергетических шкал проводилось в соответствии со средними весами. Значения поправок в интервале E+50 кэВ ( $\Delta E$ , эВ): 400(-3), 500(-5), 600(-6), 700(-8), 800(-9), 900(-11), 1000(-13), 1100(-14), 1200(-16), 1300(-18), 1400(-20), 1500(-22), 1600(-24), 1700(-25), 1800(-27), 1900(-29), 2000(-30), 2100(-32), 2200(-34).

\*<sup>3</sup>Средневзвешенное значение предыдущих граф (см. сноски \* и \*<sup>2</sup>) с последующей поправкой на расхождение энергетических шкал гамма- и бета-спектрометров. Поправки: в интервале 430-1200 кэВ  $\Delta E = -5$  эВ, в интервале - 1200-2200 кэВ  $\Delta E = -8$  эВ.

\*<sup>4</sup>В значения энергий, полученные с помощью бета-спектрометра типа  $2\pi\sqrt{2}$ , внесены поправки на расхождение с результатами измерений  $\beta$ -спектров. Поправки: в интервале 430-1200 кэВ  $\Delta E = +(110+14)$  эВ, в интервале 1200-2200 кэВ  $\Delta E = +(210+45)$  эВ.

\*<sup>5</sup>Средневзвешенное значение двух предыдущих граф (см. сноски \*<sup>3</sup> и \*<sup>4</sup>).

\*<sup>6</sup>Значения, полученные в результате реакции ( $n, \beta^+$ ), приняты авторами работы [4] в качестве реперов.

\*<sup>7</sup>Погрешность разброса.

\*<sup>8</sup>Минимальная авторская погрешность.

Таблица 2

Рекомендуемые значения относительной интенсивности  $I_K$  и  $I_{\beta}$  в спектре излучений, возникающей при распаде  $^{172}\text{Lu}$ , и соответствующие им значения  $\alpha_K^{\text{экс}}$

E, кэВ	$I_K$ (KI094=100)	$I_{\beta}$ ( $\beta$ I094=100)	$\alpha_K \cdot 10^3$	$\alpha_K^{E2} \cdot 10^3$
78,74	-	16,3(4)* <sup>15, *2</sup>	-	-
90,65	4620(160)*, * <sup>2</sup>	7,40(19)* <sup>15, *9</sup>	1840(70)	1270
112,79	934(14)* <sup>3</sup>	2,10(6)* <sup>15, *9</sup>	1250(40)	784
119,02	-	0,050(10)* <sup>15, *2</sup>	-	-
134,36	20(3)* <sup>3</sup>	0,099(12)* <sup>15, *2</sup>	570(110)	502
145,21	45(18)* <sup>3</sup>	0,059(10)* <sup>13</sup>	-	403
146,03		0,117(16)* <sup>13</sup>	-	-
151,57	-	0,067(9)* <sup>15, *9</sup>	-	-
155,87	14(6)* <sup>3</sup>	0,032(7)* <sup>13</sup>	1240(560)	337
163,16	40(16)* <sup>3</sup>	0,104(10)* <sup>15, *9</sup>	1080(440)	297

Продолжение табл.2

Е, квВ	$I_K (KI094=100)$	$I_\gamma (\gamma I094=100)$	$\alpha_K \cdot 10^3$	$\alpha_K^{I2} \cdot 10^3$
174,67	-	0,178(8)*15,*9	-	-
181,53	2650(30)*	34,4(16)*15,*2	216(10)	219
196,38	<16*3	0,166(10)*15,*2	<280	175
200,07	4,0(16)*3	-	-	165
200,87	-	0,082(20)*16	-	-
203,44	460(8)*,*2	7,85(18)*15,*9	164(5)	159
210,29	22(9)*3	0,150(12)*15,*2	410(170)	145
229,08	60(24)*3	0,567(23)*15,*9	300(120)	113
247,16	32(6)*	0,91(4)*15,*9	98(19)	91,3
251,46	-	0,064(10)*17,*9	-	-
254,26	-	0,072(13)*16	-	-
264,80	14(6)*,*2	1,16(5)*15,*9	35(14)	74,6
270,03	210(8)*,*2	3,05(11)*15,*9	193(10)	71,1
279,71	56(3)*,*2	1,86(7)*15,*9	84(6)	64,4
319,18	11,8(12)*4,*2	0,207(14)*15,*9	160(20)	44,8
323,90	106(15)*4,*2	2,34(6)*15,*9	128(18)	43,0
329,39	13,6(34)*5,*2	0,220(21)*15,*9	170(50)	41,0
330,63	<2,0*6	0,86(5)*15,*2	<7	40,7
337,80	4,2(16)*7,*2	0,086(11)*15,*2	140(60)	38,5
348,83	-	0,032(18)*17,*2	-	-
352,56	1,8(4)*,*2	0,104(15)*,*9	49(12)	34,3
358,46	5,4(9)*,*2	0,185(12)*15,*9	81(15)	32,8
366,69	2,4(6)*,*2	0,437(25)*15,*9	15(4)	30,9
372,51	97(4)*8,*9	4,15(11)*15,*9	66(3)	29,6
373,52	9,2(21)*10,*2	-	-	-
377,53	21,7(14)*8,*9	5,22(16)*9,*2	11,7(8)	28,6
389,43	1,1(4)*11,*2	0,110(16)*15,*9	28(11)	26,4
399,77	23(4)*8,*2	0,863(30)*15,*9	75(12)	24,7
410,31	61(6)*8,*2	3,07(8)*15,*9	56(6)	23,0
413,59	1,3(9)*12	0,060(22)*13	61(48)	22,6
415,7	-	0,08(5)*13	-	-
416,65	3,1(3)*8,*9	0,147(30)*15,*2	59(23)	22,2
422,61	4,8(9)*12	0,228(11)*15,*9	66(12)	21,4
427,18	3,7(7)*8,*2	0,194(16)*15,*9	54(11)	20,8
432,55	7,9(9)*8,*9	2,51(9)*15,*2	8,8(11)	20,3
437,60	7,2(14)*8,*9	0,372(15)*15,*9	54(11)	19,7
443,26	1,31(23)*8,*2	0,237(17)*15,*9	16(4)	19,0
472,89	1,2(5)*12	-	-	-
480,82	2,7(8)*3,*12	0,206(22)*15,*9	37(12)	15,5
482,25	14,3(8)*8,*2	0,90(6)*15,*2	45(4)	15,4
486,16	14,8(8)*8,*2	1,04(4)*15,*9	40,0(23)	15,1
490,45	41,0(17)*8,*2	2,99(9)*15,*9	38,5(20)	14,8
493,83	-	0,11(3)*18,*9	-	-
512,56	4,7(6)*8,*2	0,307(22)*15,*9	43(6)	13,4
517,28	-	0,065(11)*18,*9	-	-
523,93	2,6(4)*12	0,368(18)*15,*9	20(3)	12,6
528,27	78(3)*8,*9	6,26(22)*15,*9	35,0(18)	12,4
534,28	-	0,207(28)*15,*9	-	-
535,19	2,0(7)*3,*12	-	-	-

Продолжение табл.2

Е, кэВ	$I_K(KI094=100)$	$I_{\gamma}(\gamma 1094=100)$	$\alpha_K \cdot 10^3$	$\alpha_K^{E2} \cdot 10^3$
536,19	13,2(10)*, *9	0,99(5)*15, *9	37(3)	12,0
540,18	24,5(22)*, *9	2,23(7)*15, *9	31,0(29)	11,8
541,97	1,2(6)*3	-	-	-
550,83	2,9(10)*3	-	-	-
551,08	3,5(12)*, *2	0,64(3)*15, *9	15(5)	11,2
557,7	0,38(20)*12	-	-	-
561,82	0,24(9)*12	-	-	-
564,94	0,16(9)*12	-	-	-
565,73	0,27(11)*12	-	-	-
566,70	0,85(18)*12	0,123(13)*18, *9	19(4)	10,5
575,60	0,7(4)*3	-	-	-
576,83	4,9(8)*, *9	0,488(25)*15, *2	29(5)	10,0
583,09	1,3(4)*3	-	-	-
584,72	5,2(4)*, *2	0,535(22)*15, *9	28,4(18)	9,77
594,53	6,0(5)*, *2	0,68(3)*15, *9	24,8(24)	9,42
596,70	0,50(20)*3	0,102(23)*16	14(6)	9,35
599,85	1,1(4)*3	0,22(4)*18, *9	14(6)	9,21
604,64	-	0,050(23)*16	-	-
607,13	2,4(3)*, *2	0,78(4)*15, *9	9,3(10)	8,97
622,61	2,48(16)*, *9	0,249(24)*15, *9	28(3)	8,45
625,95	1,5(5)*, *9	0,478(27)*15, *9	9(3)	8,36
630,70	6,6(8)*, *2	0,63(8)*15, *2	30(4)	8,21
643,03	2,95(15)*, *2	0,348(21)*15, *9	23,8(19)	7,87
644,87	0,8(3)*3	0,214(19)*15, *2	10(4)	7,82
649,14	1,7(6)*3	0,094(25)*17, *9	48(21)	7,71
650,25	1,4(4)*3	0,060(19)*13	64(19)	7,68
656,58	0,50(18)*3	-	-	-
664,05	1,42(18)*, *2	0,174(13)*15, *9	23(3)	7,32
680,70	1,0(4)*3	0,18(7)*16	15(9)	6,93
681,85	6,1(5)*, *9	1,04(6)*15, *2	16,7(17)	6,90
697,30	53,9(22)*, *9	9,66(25)*15, *9	16,0(8)	6,62
703,05	$\leq 0,5$ *12	0,216(23)*16	$\leq 6,5$	6,42
709,13	3,46(24)*, *2	1,28(6)*15, *9	7,7(6)	6,35
716,18	1,0(4)*3	$< 0,16$ *3	$> 10$	6,20
718,91	0,93(22)*12	-	-	-
723,01	1,88(12)*, *13	0,714(28)*15, *9	7,4(5)	6,08
745,1	0,26(10)*12	-	-	-
746,74	0,48(17)*12	-	-	-
758,74	-	0,115(23)*18, *9	-	-
810,09	101,2(9)*8, *9	26,3(7)*15, *9	10,8(3)	4,76
816,32	7,5(6)*, *2	1,81(6)*15, *9	11,6(10)	4,69
833,2	0,55(22)*12	-	-	-
835,84	0,64(10)*13	0,208(17)*15, *9	8,6(15)	4,46
836,41	1,3(3)*3	-	-	-
857,73	0,45(23)*12	0,138(23)*15, *9	9(5)	4,29
883,19	0,35(17)*3	-	-	-
885,08	0,28(14)*12	-	-	-
900,71	145,0(12)*, *9	46,4(12)*15, *2	8,75(24)	3,81
909,68	2,5(10)*3	1,10(8)*15, *9	8,7(16)	3,74

Продолжение табл.2

E, кэВ	$I_K(KI094=100)$	$I_{\gamma}(\gamma I094=100)$	$\alpha_K \cdot 10^3$	$\alpha_K^{E^2} \cdot 10^3$
912,09	44,4(8)*	24,1(3)*I5,*9	5,04(I5)	3,74
921,3	0,30(20)*3	-	-	-
929,10	13,33(29)*3	4,83(22)*I5,*9	7,73(21)	3,60
936,9	0,13(6)*6	-	-	-
950,37	-	0,090(23)*I8,*9	-	-
961,01	-	0,052(20)*I6	-	-
964,5	0,52(I6)*I2	-	-	3,33
967,88	0,74(I0)*,*2	0,318(I9)*I5,*9	6,5(I0)	3,31
969,68	-	0,056(I7)*I6	-	-
990,93	0,89(23)*I2	0,059(20)*I6	42(I8)	-
1002,72	12,3(4)*,*9	8,62(20)*I5,*2	4,10(I5)	3,09
1010,69	-	0,059(20)*I6	-	-
1011,70	0,13(6)*3	0,071(I8)*I3	5,1(27)	3,02
1012,54	-	0,049(20)*I6	-	-
1019,77	0,17(8)*I2	0,191(I7)*I5,*9	2,5(I2)	2,98
1022,37	5,0(3)*,*2	2,18(7)*I5,*9	6,4(4)	2,96
1026,20	0,22(9)*I2	0,108(23)*I5,*9	5,7(26)	2,94
1039,21	0,35(I2)*3	0,113(I5)*I5,*9	9(3)	2,86
1040,98	1,22(I4)*3	0,574(22)*I5,*9	6,0(7)	2,85
1043,02	0,25(I3)*3	-	-	-
1055,38	0,09(4)*I2	0,023(I0)*I6	11(7)	2,77
1070,64	<0,04*I2	0,043(I0)*I6	<3	2,70
1080,68	2,9(4)*8,*2	1,53(9)*I5,*2	3,3(4)	2,65
1093,61	100	100	2,807(I4)	2,58
1113,01	4,66(20)*,*9	2,60(6)*I5,*9	5,03(22)	2,50
1115,52	0,72(I8)*,*2	0,56(5)*I5,*2	3,6(I0)	2,49
1118,3	0,16(8)*3	-	-	-
1120,0	0,06(4)*3	-	-	-
1125,21	0,50(8)*3	0,164(I2)*I5,*9	8,6(I5)	2,45
1141,9	0,09(6)*3	-	-	-
1143,0	4,024(I0)*3	9,071(25)*I5,*2	4,0,9(5)	4,0,31
1148,44	<0,05	0,023(I0)*I6	<11	2,35
1166,48	0,12(4)*I2	0,112(I1)*I5,*2	3,0(I0)	2,28
1171,28	0,06(4)*3	0,039(I0)*I6	4,3(30)	2,26
1184,27	0,49(4)*,*9	0,545(26)*I5,*9	2,51(23)	2,21
1202,37	0,11(3)*3	-	-	-
1205,59	0,06(2)*3	0,052(I4)*I8,*2	3,2(I4)	2,14
1209,08	0,10(6)*,*2	0,086(8)*I8,*9	3,3(I7)	2,13
1238,72	0,13(5)*I2	0,088(I3)*I8,*9	4,1(I7)	2,04
1249,8	0,07(4)*6	-	-	-
1263,15	0,12(6)*,*2	0,070(I0)*I8,*9	4,8(23)	1,95
1288,84	0,28(3)*8	0,306(I2)*I5,*9	2,6(3)	1,88
1304,4	0,020(I0)*3	-	-	-
1322,72	0,115(22)*3	0,160(I1)*I5,*9	2,0(4)	1,79
1329,72	0,057(23)*,*2	0,054(8)*I8,*9	3,0(I3)	1,72
1347,3	0,022(I1)*3	-	-	-
1354,8	0,026(I1)*3	-	-	-
1358,4	0,026(I1)*3	-	-	-

Продолжение табл.2

Е, кэВ	$I_K(KI094=I00)$	$I_{\gamma}(\gamma I094=I00)$	$\alpha_K \cdot 10^3$	$\alpha_K^E \cdot 10^3$
I362,3	0,013(7)* <sup>3</sup>	-	-	-
I372,77	0,10(6)* <sup>3</sup>	0,054(8)* <sup>18, *9</sup>	5,2(31)	1,67
I376,1	~0,03(<0,06)* <sup>3</sup>	-	-	-
I380,21	<0,020* <sup>12</sup>	0,066(23)* <sup>16</sup>	<1,3	1,65
I387,17	0,92(6)*, * <sup>2</sup>	1,38(4)* <sup>15, *9</sup>	1,87(13)	1,64
I397,49	0,31(7)*, * <sup>2</sup>	0,422(16)* <sup>15, *9</sup>	2,1(5)	1,62
I400,7	0,050(25)* <sup>12</sup>	0,20(5)* <sup>3</sup>	0,7(4)	1,61
I402,52	0,64(6)*, * <sup>9</sup>	1,11(6)* <sup>15, *2</sup>	1,67(19)	1,60
I405,2	0,020(10)* <sup>3</sup>	-	-	-
I440,36	0,58(7)* <sup>3</sup>	0,94(3)* <sup>3</sup>	1,73(22)	1,53
I446,18	<0,020* <sup>12</sup>	0,055(7)* <sup>18, *9</sup>	<1,2	1,49
I448,4	0,05(3)* <sup>6</sup>	-	-	-
I452,6	0,06(3)* <sup>6</sup>	-	-	-
I465,93	0,60(7)* <sup>3, *9</sup>	1,055(29)* <sup>15, *9</sup>	1,67(19)	1,48
I470,36	0,60(8)* <sup>3, *9</sup>	1,12(4)* <sup>15, *2</sup>	1,56(21)	1,47
I476,78	0,04(2)* <sup>3</sup>	0,059(10)* <sup>15, *9</sup>	1,9(10)	1,45
I488,92	0,96(8)*, * <sup>9</sup>	1,84(5)* <sup>15, *9</sup>	1,46(13)	1,44
I501,6	0,026(18)* <sup>6</sup>	-	-	-
I518,66	0,08(3)* <sup>13</sup>	0,071(6)* <sup>18, *9</sup>	3,2(12)	1,38
I529,77	0,12(4)* <sup>3</sup>	0,150(13)* <sup>15, *2</sup>	2,2(8)	1,36
I533,26	≤0,021* <sup>12</sup>	0,044(5)* <sup>18, *9</sup>	<1,5	1,36
I542,80	0,90(9)* <sup>3</sup>	1,62(4)* <sup>15, *9</sup>	1,56(16)	1,34
I554,35	0,016(5)* <sup>12</sup>	0,021(5)* <sup>15, *9</sup>	2,1(8)	1,32
I570,0	0,026(9)* <sup>3</sup>	-	-	-
I573,2	≤0,015* <sup>3</sup>	0,024(11)* <sup>16</sup>	<3	1,30
I578,91	0,061(18)* <sup>3</sup>	0,19(3)* <sup>15, *2</sup>	0,90(29)	1,29
I584,04	2,50(10)* <sup>3</sup>	4,28(11)* <sup>15, *9</sup>	1,64(8)	1,27
I602,51	0,28(6)* <sup>3</sup>	0,474(19)* <sup>15, *9</sup>	1,7(4)	1,25
I608,78	0,17(12)* <sup>3</sup>	0,166(16)* <sup>15, *9</sup>	2,9(20)	1,24
I621,88	1,75(13)* <sup>3</sup>	3,47(10)* <sup>15, *9</sup>	1,42(11)	1,22
I635,2	-	0,024(8)* <sup>16</sup>	-	-
I652,30	-	0,024(5)* <sup>15, *9</sup>	-	-
I666,82	~0,10* <sup>3</sup>	0,435(13)* <sup>15, *9</sup>	~0,65	1,16
I670,49	0,42(11)* <sup>2, *12</sup>	0,850(25)* <sup>15, *9</sup>	1,4(4)	1,15
I724,34	0,42(8)* <sup>3</sup>	0,714(24)* <sup>15, *9</sup>	1,6(3)	1,09
I742,90	-	0,034(3)* <sup>18, *9</sup>	-	-
I803,96	-	0,021(3)* <sup>15, *9</sup>	-	-
I809,42	-	0,018(3)* <sup>16</sup>	-	-
I812,85	0,11(3)* <sup>3</sup>	0,315(19)* <sup>15, *9</sup>	0,98(28)	0,99
I914,79	0,58(5)* <sup>3</sup>	0,958(28)* <sup>15, *9</sup>	1,69(16)	0,90
I920,71	0,032(8)* <sup>12</sup>	0,029(3)* <sup>15, *9</sup>	3,1(9)	0,89
I931,72	0,032(8)* <sup>12</sup>	0,059(6)* <sup>15, *9</sup>	1,5(4)	0,88
I994,33	0,09(4)* <sup>3</sup>	0,237(12)* <sup>15, *9</sup>	1,1(5)	0,84
2025,13	0,065(14)* <sup>3</sup>	0,091(6)* <sup>15, *9</sup>	2,0(5)	0,81
2044,6	-	0,008(4)* <sup>16</sup>	-	-
2047,52	-	0,016(4)* <sup>18, *9</sup>	-	-
2083,38	0,143(16)* <sup>12</sup>	0,360(13)* <sup>15, *9</sup>	1,12(13)	0,77
2096,30	0,050(14)* <sup>3</sup>	0,111(6)* <sup>15, *9</sup>	1,3(4)	0,76

Окончание табл.2

E, кэВ	$I_K(KI094=100)$	$I_\gamma(\gamma I094=100)$	$\alpha_K \cdot 10^3$	$\alpha_K^{E^2} \cdot 10^3$
2127,82	-	0,0078(23)*I8	-	-
2134,77	-	0,014(4)*I6	-	-
2137,3	-	0,0080(21)*I8	-	-
2206,69	0,0064(21)*I4	0,013(6)*I6	0,18(11)	$\alpha(EI)0,33$
2212,67	-	0,007(3)*I6	-	-
2265,00	0,0051(21)*I4	0,021(3)*I6	0,09(4)	$\alpha(EI)0,32$

- \* Усреднено по данным работ [2,3].  
 ж2 Среднеквадратическая погрешность разброса.  
 ж3 Значение из обзора [2].  
 ж4 Усреднено по данным работ [2,3,5].  
 ж5 Усреднено по данным работ [3,5].  
 ж6 Значение из работы [5].  
 ж7 Усреднено по данным работ [2,5].  
 ж8 Усреднено по данным работ [2,3], настоящей.  
 ж9 Минимальная авторская погрешность.  
 ж10 Усреднено по данным работ [2], настоящей.  
 ж11 Усреднено по данным работ [3], настоящей.  
 ж12 Значение уточнено авторами настоящей работы по экспериментальным спектрам электронов внутренней конверсии.  
 ж13 Значение из работы [3].  
 ж14 Значение из работы [7].  
 ж15 Усреднено по данным работ [2-4].  
 ж16 Значение из работы [4].  
 ж17 Усреднено по данным работ [2,4].  
 ж18 Усреднено по данным работ [3,4].

Значения энергий переходов (см. табл.1). Авторами учтены работы, опубликованные после 1976 г., когда появились первые сообщения об изменении энергий реперных линий (см., например, работу [8]). По формулам, приведенным в книге [9, с.9], рассчитаны поправки на отдачу. Они на порядок меньше экспериментальных погрешностей: для ЭНК поправка возрастает от 1 эВ при 300 кэВ до 18 эВ при 2000 кэВ; для  $\gamma$ -излучения соответственно от 0,3 эВ до 12 эВ. Наиболее точные значения энергий получены в работах [3,4] при использовании Ge(Li)-спектрометров; однако в этих работах приведены только значения  $E \pm \Delta E$ , а вопрос о соотношении систематической и случайной погрешностей не обсуждался. Поэтому в первую очередь нами предпринят совместный анализ результатов работ [3,4]. При рассмотрении разностей энергий  $E_1$  [3] -  $E_1$  [4] оказалось, что в среднем они отличны от нуля, и значения энергий в работе [3] меньше, чем в работе [4], на величину, достигающую половины средней авторской погрешности. Расхождения стали более существенными после появления работы [10], из которой следовало, что в энергетическую шкалу результатов [3] следует ввести поправку на изменение энергий использованных реперов. Поправка равна нулю до энергии 600 кэВ, затем с увеличением энергии она возрастает и при энергии 1900-2000 кэВ достигает значения (90 $\pm$ 30) эВ, что сравнимо с авторскими погрешностями или в 2-3 раза превышает их в этом интервале (рис.1).

Таким образом, обнаружены систематические смещения, но не известно, из-за какой работы они происходят: [3] или [4]. В этом случае следует определить средний вес в каждом ряду измерений и ввести поправки на "сближение шкал" в результаты обеих работ. Чем точнее измерение, тем меньшая поправка должна быть у него. Оказалось, что в среднем вес результатов работы [4] в 2,1 раза больше веса результатов работы [3].

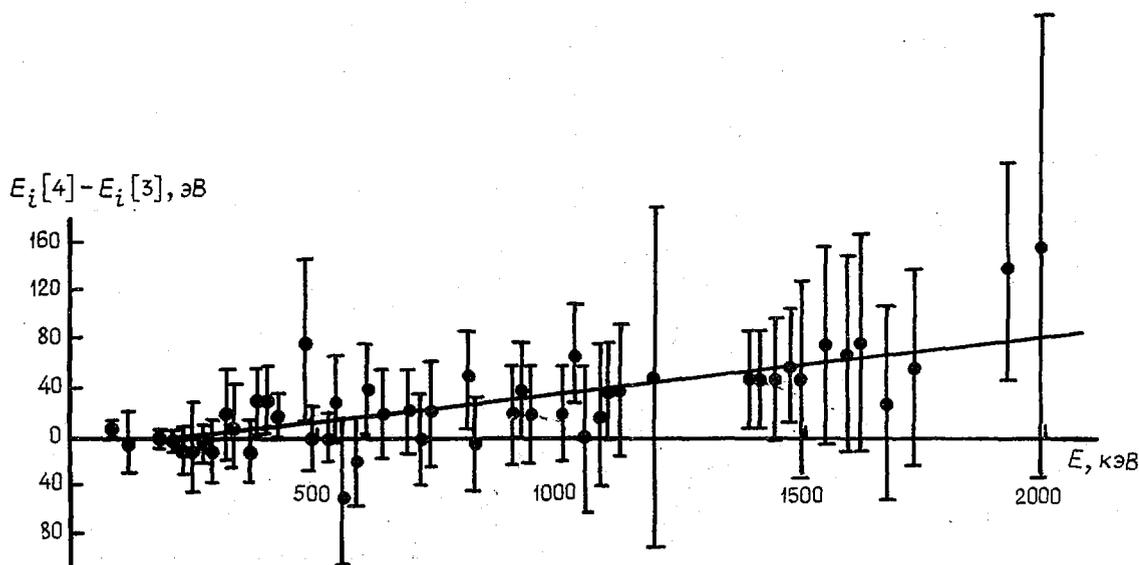


Рис.1. Сравнение энергетических шкал гамма-спектрометров

В первой графе табл.1 приведены значения энергии [3] с двумя поправками:  $\Delta E_1$  - на изменение энергий реперов,  $\Delta E_2$  - на сближение шкал [3,4]. Величины поправок даны в примечаниях к таблице. Видно, что поправки имеют разные знаки и в некоторых случаях компенсируют друг друга. Во второй графе табл.1 приведены значения энергий [4], исправленные на "сближение шкал". Вес результатов работы [4] в 2,1 раза больше [3], поэтому поправка во столько же раз меньше. После введения поправок были определены взвешенные средние значения энергий, полученные по  $\gamma$ -спектру. Они сравнивались с результатами, полученными по спектру ЭВК. Оказалось, что после энергий 400 кэВ начинают проявляться систематические расхождения (рис.2). В интервале энергий 400-1200 кэВ они составляют  $0,115 \pm 0,015$  кэВ и в интервале 1200-2100 кэВ -  $0,218 \pm 0,047$  кэВ, при этом  $\gamma$ -измерения дают более высокие значения. На рекомендуемые величины это расхождение влияет незначительно, так как вес при  $\gamma$ -измерении в среднем в 25 раз больше, чем при измерении ЭВК. Поправки в  $\gamma$ -шкале составляют всего -5 эВ в интервале 400-1200 кэВ и -8 эВ в интервале 1200-2100 кэВ (см.графу 3 табл.1) и практически вводятся только в шкалу ЭВК:  $+(110 \pm 14)$  эВ в интервале 400-1200 кэВ и  $+(210 \pm 47)$  эВ в интервале 1200-2100 кэВ (графа 4 табл.1).

Расхождение шкал бета- и гамма-спектрометров замечено давно. При измерении спектров ЭВК на магнитном спектрометре ВНИИМ в качестве внутреннего репера применялась линия  $K1094$   $^{172}\text{Lu}$  - наиболее интенсивная одиночная линия в спектре этого нуклида. Энергия перехода была определена еще в 1966-1968 гг. сравнением с известными переходами  $^{137}\text{Cs}$  (662 кэВ),  $^{182}\text{Tl}$  (1121 и 1221 кэВ),  $^{60}\text{Co}$  (1173 и 1333 кэВ) и  $^{208}\text{Tl}$  (2615 кэВ), затем уточнена в 1973 г. специальными опытами [11], в ходе которых проведено 18 серий измерений.

В качестве образцовых использованы K- и L-линии перехода  $^{207}\text{Bi}$ , равные 1063,627 кэВ и расположенные близко к линии  $K1094$   $^{172}\text{Lu}$  (по обе стороны от нее). При этом практически исключается неопределенность в ходе градуировочного коэффициента [12]. Результат измерений  $E = 1093,45 \pm 0,05$  кэВ совпадает с данными 1966-1968 гг., пересчитанными с учетом изменения значений реперных линий [11]. В 1978 г. в связи с очередным уточнением энергий реперных линий [8, с.49-91 и с.109-122] проведено новое уточнение энергетической градуировки бета-спектрометра [6]. В результате по всем сериям измерений получено значение  $E = 1093,51 \pm 0,03$  кэВ. Между тем  $\gamma$ -измерения дают все время большую величину:  $1093,64 \pm 0,02$  [13];  $1093,61 \pm 0,03$  [3] и  $1093,63 \pm 0,03$  кэВ [4], т.е. имеется устойчивое расхождение примерно в  $120 \pm 40$  эВ, причина которого пока неизвестна.

Погрешность результата, полученного при измерениях на бета-спектрометре ВНИИМ, носит в основном случайный характер и связана с погрешностями в определении положения максимумов сравниваемых линий ( $\Delta B_p/B_p = 22,6 \cdot 10^{-6}$ ). В данном случае в качестве систематической выступает погрешность репера  $^{207}\text{Bi}(\gamma 1063)$ :  $\Delta B_p/B_p = 3,1 \cdot 10^{-6}$ .

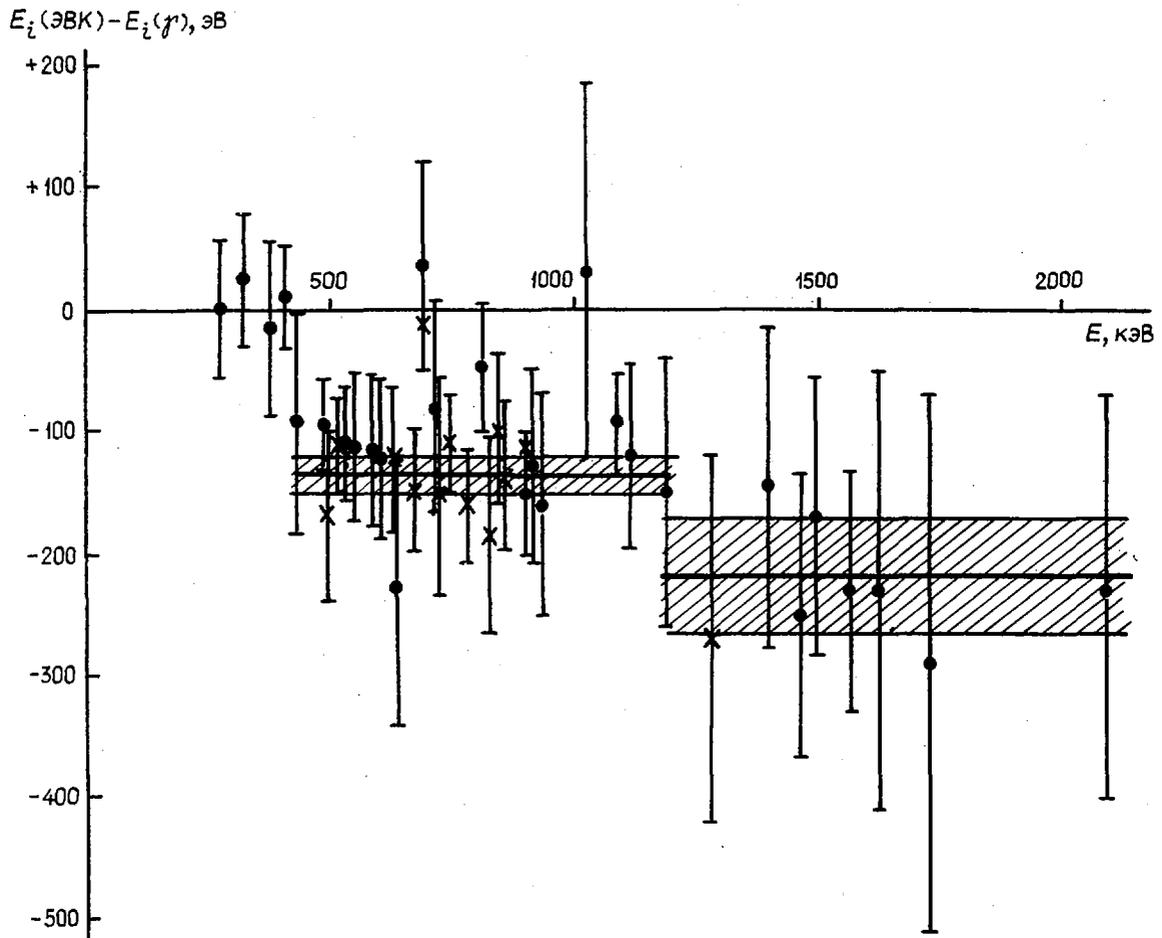


Рис.2. Сравнение энергетических шкал бета- и гамма-спектрометров: x -  $^{171}\text{Lu}$ ; • -  $^{172}\text{Lu}$

В качестве рекомендуемых приняты средневзвешенные значения энергий (графа 5 табл.1) из приведенных в графах 3 и 4 величин. В каждом случае рассчитывались две квадратические погрешности средневзвешенного значения: весовая и разброса. В качестве погрешности результата принималась большая из них.

Интенсивности  $\beta$ -переходов и K-конверсионных линий (см.табл.2). Способы получения рекомендуемых интенсивностей  $I_K$  и  $I_\beta$  на основе опубликованных экспериментальных данных указаны в примечаниях к табл.2. При расчете экспериментальных коэффициентов внутренней конверсии  $\alpha_K$  связь шкал произведена по экспериментальному значению коэффициента конверсии перехода 1093,614 кэВ [ $\alpha_K = (2,807 \pm 0,014) \cdot 10^{-3}$ ], полученному усреднением данных работ [14-16]. Для сравнения приведены теоретические значения  $\alpha_K(E2)$ , интерполированные по таблицам Р.Хагера и Е.Зельтцера [17].

#### Список литературы

1. Greenwood L.R. Nuclear Data Sheets for A-172. - Nucl. Data Sheets, 1975, v.15, N 4, p.497-557.
2. Схемы распада радиоактивных ядер A=171+174. Вып.2I - Свойства атомных ядер/Под ред. Б.С.Джеллепова. Л.: Наука, 1977.
3. Бонч-Осмоловская Н.А., Бацев С., Вылов П. и др. Исследование радиоактивного распада  $^{172}\text{Lu}$ . - Изв.АН СССР. Сер. физ., 1978, т.42, № 4, с.720-725.
4. Hnatowicz V., Zvolská V., Zvolský J. e.a. Levels in  $^{172}\text{Yb}$  from the  $^{172}\text{Lu}$   $\beta$ -decay.-Czech.J. Phys., 1978, v.B28, p.273-290.

5. Медведев А.И., Тер-Нерсесянц В.Е., Учеваткин И.Ф., Шестопалова С.А. Уточнения спектра электронов внутренней конверсии  $^{172}\text{Lu}$ . - Изв.АН СССР. Сер. Физ., 1978, т.42, № 4, с.733-738.
6. Медведев А.И., Тер-Нерсесянц В.Е., Учеваткин И.Ф., Шестопалова С.А. Уточнения энергий ряда внутренних реперов нейтронно-дефицитных изотопов лютеция. - Там же, № 9, с.1925-1927.
7. Медведев А.И., Тер-Нерсесянц В.Е., Учеваткин И.Ф., Шестопалова С.А. О существовании переходов с  $E_{\gamma} > 2200$  кэВ при распаде  $^{172}\text{Lu} \rightarrow ^{172}\text{Yb}$ . - Тезисы докладов 31-го Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1981, с.145.
8. Желепов Б.С., Шестопалова С.А. Ядерно-спектроскопические нормалы. М.: Атомиздат, 1980.
9. Желепов Б.С. Методы разработки сложных схем распада. Л.: Наука, 1974.
10. Вылов Ц., Горожанкин В.М., Громов К.Я. и др. К вопросу о переопределении энергии связи дейтрона. - Препринт ОИЯИ, Р6-82-108, 1982.
11. Балалаев В.А., Медведев А.И., Тер-Нерсесянц В.Е. и др. Об энергии перехода между возбужденными состояниями ядра  $^{172}\text{Yb}$  1173 кэВ ( $3^+3$ ) и 78 кэВ ( $2^+g 0$ ). - Изв.АН СССР. Сер. Физ., 1974, т.38, № 1, с.25-28.
12. Балалаев В.А., Желепов Б.С., Медведев А.И. и др. Определение наиболее вероятных значений энергий переходов, возникающих при распаде  $^{171}\text{Lu} \rightarrow ^{171}\text{Yb}$  и  $^{172}\text{Lu} \rightarrow ^{172}\text{Yb}$ . - Там же, № 4, с.681-688.
13. Sen D., Zganjar E.F. The decay of  $^{172}\text{Lu}$  and the rotational bands of  $^{172}\text{Yb}$ . - Nucl.Phys., 1970, v.A148, N 2, p.634-656.
14. Балалаев В.А., Желепов Б.С., Медведев А.И. и др. К вопросу о мультипольности перехода с энергией 1095 кэВ  $^{172}\text{Yb}$ . - Программа и тезисы докладов 16-го ежегодного Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. М.-Л.: Наука, 1966, с.65-66; Изв.АН СССР. Сер. Физ., 1966, т.30, № 8, с.1314-1321.
15. Wagner H.F., Lange J. Investigation of the two quasiparticle rotational band at 1172 keV in  $^{172}\text{Yb}$  and determination of the  $g_R$ -factor of the  $3 - 3^+$  band head. - Z.Phys., 1971, Bd 242, H.4, S.292-303.
16. Krane K.S., Olsen C.E., Rosenblum S.S., Steyert W.A. Gamma-ray angular distributions in the decays of polarised  $^{171,172}\text{Lu}$ . - Phys.Rev., 1976, v.C13, N 3, p.1295-1311.
17. Hager R.S., Seltzer E.C. Internal conversion tables. Part 1: K-, L-, M-shell conversion coefficients for  $Z=30$  to  $Z=103$ . - Nucl. Data Tables, 1968, v.A4, N 1, p.1-235.

Статья поступила в редакцию 20 июля 1983 г.,  
переработанный вариант - 9 июля 1984 г.

УДК 539.183.2

МАСС-СПЕКТРОГРАФИЧЕСКОЕ ИЗМЕРЕНИЕ МАСС ИЗОТОПОВ  
В ОБЛАСТИ ОТ РОДИЯ ДО КСЕНОНА ( $103 \leq A \leq 136$ )

Р.А.Демирханов, В.В.Дорохов, М.И.Дзкуя, Г.А.Дорохова

THE MASS-SPECTROGRAPHICAL MEASUREMENTS OF ISOTOPE MASSES FROM RHODIUM UP TO XENON. The 49 stable isotope masses were measured with mass-spectrographical double method. The various organic compositions and fragments of them were used as standards. The mass of every isotope was measured on 4-15 dublets with various compositions and origin. In work 412 fundamental dublets were used. The relative accuracy of measured values is  $1 \cdot 10^{-7}$ .

Значения масс атомов являются фундаментальными константами, знание которых необходимо для определения основных энергетических характеристик ядра: энергии связи, энергии связи на нуклон, энергии присоединения последнего нейтрона и протона, парных энергий и т.д. Массы стабильных изотопов, определенные с погрешностями около 10 кэВ, позволяют с большой надежностью определять мас-

сы и энергии связи радиоактивных ядер, количественно контролировать правильность предлагаемых схем распада и ядерных реакций, уточнить коэффициенты для полуэмпирических массовых формул, проверить состоятельность различных моделей ядер.

Повышение точности измерений энергетических параметров ядер в области, где энергия связи ядер испытывает значительные скачки, в частности при изменении формы ядра или на "магических" ядрах, представляет несомненный интерес. Экспериментальное определение этих величин в областях, близких к "магическим" ядрам, и на самих ядрах особенно важно потому, что ни одна из полуэмпирических формул для вычисления масс атомов не дает удовлетворительных значений именно в этих областях масс [1]. Погрешности в значениях достигают 200–300 кэВ, а иногда и 1–1,5 МэВ.

В таблице масс [2], составленной с использованием всех последних экспериментальных данных, значения масс атомов в исследуемой области приводятся с достаточно высокой точностью ( $\Delta M/M \approx 10^{-7}$ ). Однако следует отметить, что значения масс, приведенные в работе [2], являются в подавляющем большинстве случаев скорректированными данными масс-спектроскопических измерений из работ [3–5]. Значительная часть ядерных данных для этой области масс в работе [2] не используется, так как погрешности  $Q$ -величин ядерных данных примерно на порядок выше, чем масс-спектроскопических. Тем не менее, несмотря на отбраковку большого числа ядерных и некоторых масс-спектроскопических данных, использование произвольного "фактора согласования 2,65" для полученных экспериментальных погрешностей и применение некоторых других согласовывающих мер, хорошего совпадения между различными экспериментальными данными все же не получено. Этот вывод относится как к сравнению ядерных и масс-спектроскопических экспериментальных данных, так и к сравнению различных масс-спектроскопических значений между собой.

Малые погрешности в значениях масс изотопов в исследуемой области, приведенные в работе [2], объясняются очень небольшими погрешностями масс-спектроскопических измерений в работах [3–5] и отбраковыванием большого числа тех ядерных и масс-спектроскопических данных, которые не согласовывались с результатами этих измерений в пределах приводимой точности. Однако анализ ситуации, проведенный в работах [6,7] для соседней области масс, показывает, что очень малые статистические погрешности, приводимые в работах [3–5], не исключают возможности присутствия в отдельных измерениях масс значительных систематических погрешностей, которые в некоторых случаях могут в несколько раз превышать статистические.

В работах [3–5] измерение масс изотопов проведено с достаточно высокой относительной точностью (погрешности измерений равны в основном 3–20 мк а.е.м.). Однако в этих работах почти не уделялось внимания "внутреннему" согласованию полученных значений масс. Величина каждой массы изотопа измерялась фактически по одному дублету, а это означает, что не исключена возможность наличия существенных незамеченных систематических погрешностей. Серьезным подтверждением недостаточной качественности и надежности измерений масс в работах [3–5] является тот факт, что далеко не все экспериментальные данные, полученные в этих работах, используются в качестве базовых в работе [2] при подсчете значений масс атомов радиоактивных ядер. Значительная часть данных отбракована, так как они не согласуются с большей частью данных о ядерных реакциях и  $\alpha$ -,  $\beta$ -распадах.

Следует иметь в виду, что массы многих стабильных изотопов, измеренные масс-спектроскопическим методом, являются субстандартными при вычислении масс радиоактивных изотопов. Следовательно, ошибка в измерении массы такого стабильного изотопа приводит к неточному определению масс всех радиоактивных атомов, которые опираются на неточно измеренный субстандарт. Значит, цепочки радиоактивных изотопов, опирающиеся на различные изотопы разных элементов, могут быть сдвинуты относительно друг друга на величину погрешности при измерении массы субстандартного стабильного изотопа. Такая ситуация, естественно, должна привести к погрешностям при вычислении энергий связи ядер и исследовании их энергетических характеристик.

Анализ значений масс изотопов, полученных с помощью масс-спектроскопической методики, показывает, что одной из возможных причин, приводящих к появлению систематических погрешностей в измерениях, может явиться недостаточная разрешающая способность аппарата [8]. Другой, не менее серьезной причиной появления систематических погрешностей в измерениях может явиться недостаточно хорошая юстировка аппарата, приводящая к нарушению работы двойной фокусировки. Этот фактор особенно важен при использовании в качестве эталонов фрагментов органических соединений и ионов ассоциативного происхождения.

Из изложенного выше следует, что экспериментальные значения масс стабильных изотопов в исследуемой области требуют проведения дополнительных контрольных измерений с высокой точностью и независимыми методами. Измерение каждой массы следует проводить в условиях, исключающих возможные систематические ошибки с широкой проверкой "внутренней" согласованности результатов.

Цель настоящей работы - получение более точных и надежных значений масс стабильных изотопов в области от родия до ксенона ( $103 \leq A \leq 136$ ). Измерения масс проводили на масс-спектрографе с двойной фокусировкой [9]. Рабочая разрешающая способность аппарата, равная 70000-90000, позволяла полностью разрешать примеси любых фрагментов с содержанием малораспространенных изотопов ( $^{13}\text{C}$ ,  $^{15}\text{N}$ ), а также использовать в качестве эталонов любые органические соединения. Особое внимание в данной работе уделялось исключению возможных систематических ошибок, которые могут появиться в отдельных циклах измерений. Массу каждого изотопа определяли по нескольким независимым дублетам с эталонными линиями различного состава и происхождения. В некоторых случаях в качестве эталонных линий в дублете использовали одинаковые по массе фрагменты, полученные из различных органических соединений. Применение нескольких дублетов при измерении массы каждого изотопа дает возможность контролировать "внутреннюю" согласованность результатов. Особое внимание уделяли дублетам, в которых в качестве эталонных линий использовались ионы ассоциативного происхождения с присоединением к основной молекуле одного или двух атомов водорода.

При измерении масс изотопов в качестве эталонов использовали органические соединения различного состава и их фрагменты (типа  $\text{C}_n\text{H}_m$ ,  $\text{C}_n\text{H}_m\text{O}_k$ ,  $\text{C}_n\text{H}_m\text{N}_p$ ,  $\text{C}_n\text{H}_m\text{O}_k\text{N}_p$ , где  $n, m, k, p = 0, 1, 2, 3, \dots$ ). Для образования дублетов широко использовали гидриды измеряемых элементов ( $\text{XeH}$ ,  $\text{SnH}_2$ ,  $\text{SbH}_3$  и др.). С их помощью измерены дублеты типа  $^{110}\text{CdH}-^{111}\text{Cd}$ ,  $^{116}\text{SnH}_2-^{118}\text{Sn}$ ,  $^{129}\text{XeH}-^{130}\text{Xe}$ . Там, где это было возможно, определяли дублеты, образованные гидридами излучаемого изотопа с ранее измеренными изотопами другого элемента ( $^{121}\text{SbH}-^{122}\text{Sn}$ ,  $^{121}\text{SbH}_3-^{124}\text{Sn}$ ,  $^{127}\text{In}-^{128}\text{Te}$  и др.).

Для элементов с числом изотопов более одного измеряли все "изотопные" дублеты с разницей примерно в одну или две единицы массы (типа  $^{105}\text{Pd}-^{104}\text{Pd}$ ,  $^{119}\text{Sn}-^{118}\text{Sn}$ ,  $^{136}\text{Xe}-^{134}\text{Xe}$ ). Специально получены и измерены "изотопные" дублеты, образованные соседними по массе изотопами различных элементов и их гидридами ( $^{114}\text{Cd}-^{113}\text{In}$ ,  $^{121}\text{Sb}-^{120}\text{Sn}$ ,  $^{121}\text{SbH}_2-^{122}\text{Te}$ ,  $^{129}\text{Xe}-^{127}\text{I}$ ,  $^{122}\text{TeH}-^{121}\text{SnH}$  и др.). Такие дублеты позволяли связывать между собой замкнутые циклы с "нулевой" погрешностью, построенные для отдельных плеяд различных элементов. Это, в свою очередь, позволяло строить замкнутый цикл, включающий несколько различных элементов, и проверять отсутствие систематических погрешностей с использованием более обширного экспериментального материала, связанного прямыми измерениями.

Значение массы каждого изотопа определяли с помощью 4-15 различных дублетов, включая и "изотопные". Величина каждого из дублетов не зависит от измерения других масс. Окончательные значения масс изотопов вычисляли как средние стандартным образом с "весом", обратно пропорциональным квадрату экспериментальной погрешности данного измерения. При измерении всех дублетов дисперсию аппарата определяли каждый раз заново. Следовательно, любое изменение величины дублета в результате дисперсии автоматически учитывалось при обработке спектра. Дисперсию определяли путем использования фрагментов органических соединений, вводимых в качестве эталонов в ионный источник, с разницей в массе на одну или две массы водорода. Использование такой методики обеспечивало относительную погрешность вычисления дисперсии для данного диапазона масс около  $10^{-5}$ .

Средняя относительная погрешность измерений, полученная в настоящей работе, с учетом "внутренней" согласованности результатов  $\Delta M/M \approx (1-2) \cdot 10^{-7}$ , что соответствует 5-10 кэВ. В большинстве случаев погрешности в значениях масс изотопов, полученные с помощью всех измеренных дублетов, были равны  $(2-5) \cdot 10^{-6}$  а.е.м. В этих случаях за погрешность измерения массы изотопа принимали величину в  $8 \cdot 10^{-6}$  а.е.м., что соответствует инструментальной погрешности компаратора при данной ширине масс-спектральной линии. Погрешности, приведенные в значениях дублетов, масс изотопов и средних величинах масс, являются средними статистическими погрешностями, вычисленными общепринятым стандартным образом [10].

Одновременно с измерением основных дублетов, которые использовали для определения масс изотопов, измеряли дополнительные дублеты, по которым контролировали надежность вычисления дисперсии аппарата и правильность юстировки его ионно-оптической системы. Методика контроля этих параметров заключалась в том, что хорошо известный дублет, например  $\text{CH}_4-\text{O}$  (масса 16), измеряли на

тех массах, которые в настоящий момент исследовались. Полученное значение контрольного дублета сравнивали с общепринятыми в настоящее время табличными данными [2]. Так, в частности, дублет  $C_8H_4O$ , полученный при измерении массы изотопа  $^{106}Pd$ , равен разности двух эталонных масс (в данном случае  $M_{C_8H_{10}} - M_{C_7H_6O}$ ). Величина контрольного дублета равна  $36,386 \pm 0,028$  а.е.м. при табличном значении  $36,386 \pm 0,004$  а.е.м. Совпадение вполне удовлетворительное.

Аналогичные сравнения проведены по всему диапазону измеренных масс. Хорошее согласие значений контрольных дублетов с табличными величинами подтверждает надежность определения дисперсионных констант и качественную юстировку ионно-оптической системы масс-спектрографа при проведении настоящих измерений.

В качестве субстандартных элементов использовали величины масс  $^1H$ ,  $^{13}C$ ,  $^{14}N$ ,  $^{15}N$ ,  $^{16}O$ ,  $^{35}Cl$  и  $^{37}Cl$ , рекомендованные в работе [11]. В некоторых случаях в качестве эталонных масс использовали значения масс изотопов, измеренные ранее [6,7]. Обозначения водорода, углерода, азота и кислорода по всему тексту соответствуют изотопам данных элементов максимальной распространенности, т.е. изотопам  $^1H$ ,  $^{12}C$ ,  $^{14}N$  и  $^{16}O$ . Все данные приводятся в шкале масс  $^{12}C=12,000000$ .

В настоящей работе измерено 412 основных дублетов и с их помощью определены массы 49 стабильных изотопов родия, палладия, серебра, кадмия, индия, олова, сурьмы, теллура, иода и ксенона. Значения дублетов, масс изотопов, полученных из каждого дублета, и средние значения масс изотопов, вычисленные с учетом "веса" дублетных измерений, приведены в табл. I. Погрешности измерений в значениях дублетов и масс изотопов относятся к последним значащим цифрам.

Таблица I

Значения дублетов, массы изотопов и среднее значение массы, а.е.м.

Изотоп	Дублет	Значение дублета	Масса изотопа	Среднее значение массы
$^{103}Rh$	$C_8H_7 - ^{103}Rh$	$149,261 \pm 19$	$102,905514 \pm 19$	$102,905516 \pm 2(8)$
	$C_7H_5N - ^{103}Rh$	$136,681 \pm 18$	$102,905518 \pm 18$	
$^{102}Pd$	$C_8H_6 - ^{102}Pd$	$141,346 \pm 18$	$101,905604 \pm 18$	$101,905605 \pm 6(8)$
	$C_7H_4N - ^{102}Pd$	$128,775 \pm 19$	$101,905599 \pm 19$	
	$^{104}Pd - ^{102}Pd$	$1998,383 \pm 30$	$101,905623 \pm 32$	
$^{104}Pd$	$C_8H_8 - ^{104}Pd$	$158,599 \pm 12$	$103,904001 \pm 12$	$103,904006 \pm 3(8)$
	$C_7H_6N - ^{104}Pd$	$146,013 \pm 8$	$103,904011 \pm 9$	
	$C_6^{13}CH_5N - ^{104}Pd$	$141,552 \pm 20$	$103,904002 \pm 20$	
	$^{106}Pd - ^{104}Pd$	$1999,492 \pm 32$	$103,903994 \pm 34$	
$^{105}Pd$	$C_8H_9 - ^{105}Pd$	$165,360 \pm 9$	$104,905065 \pm 10$	$104,905070 \pm 4(8)$
	$C_7H_7N - ^{105}Pd$	$152,773 \pm 18$	$104,905076 \pm 18$	
	$C_6^{13}CH_6N - ^{105}Pd$	$148,309 \pm 26$	$104,905070 \pm 26$	
	$C_7H_5O - ^{105}Pd$	$128,970 \pm 18$	$104,905070 \pm 18$	
	$^{105}Pd - ^{105}Pd$	$1001,049 \pm 35$	$104,905055 \pm 36$	
	$^{106}Pd - ^{105}Pd$	$998,392 \pm 25$	$104,905094 \pm 26$	
$^{106}Pd$	$C_8H_{10} - ^{106}Pd$	$174,766 \pm 8$	$105,903484 \pm 9$	$105,903486 \pm 3(8)$
	$C_8H_{11} - ^{106}PdH$	$174,751 \pm 32$	$105,903499 \pm 32$	
	$C_7^{13}CH_9 - ^{106}Pd$	$170,285 \pm 32$	$105,903495 \pm 32$	
	$C_7^{13}CH_{10} - ^{106}PdH$	$170,298 \pm 30$	$105,903482 \pm 30$	
	$C_7H_8N - ^{106}Pd$	$162,186 \pm 18$	$105,903488 \pm 18$	
	$C_7H_6O - ^{106}Pd$	$138,378 \pm 20$	$105,903487 \pm 20$	
$^{108}Pd$	$C_8H_{12} - ^{108}Pd$	$190,005 \pm 19$	$107,903895 \pm 19$	$107,903904 \pm 2(8)$
	$C_7^{13}CH_{11} - ^{108}Pd$	$185,532 \pm 30$	$107,903898 \pm 30$	
	$C_7H_{10}N - ^{108}Pd$	$177,422 \pm 17$	$107,903902 \pm 17$	
	$C_6^{13}CH_9N - ^{108}Pd$	$172,943 \pm 18$	$107,903911 \pm 18$	
	$C_7H_8O - ^{108}Pd$	$153,611 \pm 17$	$107,903904 \pm 17$	
	$C_7H_6NO - ^{108}Pd$	$141,031 \pm 16$	$107,903908 \pm 16$	
	$^{108}Pd - ^{106}Pd$	$2000,425 \pm 40$	$107,903911 \pm 41$	

Продолжение табл. I

Изотоп	Дублет	Значение дублета	Масса изотопа	Среднее значение массы
$^{110}\text{Pd}$	$\text{C}_8\text{H}_{14} - ^{110}\text{Pd}$	204,380±20	109,905170±20	-
	$\text{C}_7^{13}\text{CH}_{13} - ^{110}\text{Pd}$	199,913±20	109,905167±20	
	$\text{C}_6\text{H}_8\text{NO} - ^{110}\text{Pd}$	155,418±17	109,905171±17	
	$\text{C}_5^{13}\text{CH}_7\text{NO} - ^{110}\text{Pd}$	150,946±17	109,905171±17	
	$\text{C}_6\text{H}_6\text{O}_2 - ^{110}\text{Pd}$	131,609±18	109,905171±18	
	$^{110}\text{Pd} - ^{108}\text{Pd}$	2001,288±35	109,905192±36	
$^{107}\text{Ag}$	$\text{C}_8\text{H}_{11} - ^{107}\text{Ag}$	180,994±17	106,905081±17	106,905086±2(8)
	$\text{C}_7\text{H}_9\text{N} - ^{107}\text{Ag}$	168,415±8	106,905084±9	
	$\text{C}_7\text{H}_7\text{O} - ^{107}\text{Ag}$	144,595±18	106,905095±18	
	$\text{C}_6^{13}\text{CH}_6\text{O} - ^{107}\text{Ag}$	140,131±16	106,905089±16	
	$\text{C}_6\text{H}_7\text{NO} - ^{107}\text{Ag}$	132,025±16	106,905089±16	
$^{109}\text{Ag}$	$\text{C}_8\text{H}_{13} - ^{109}\text{Ag}$	196,972±6	108,904753±7	108,904754±2(8)
	$\text{C}_6^{13}\text{CH}_8\text{O} - ^{109}\text{Ag}$	156,110±16	108,904760±16	
	$\text{C}_6\text{H}_7\text{NO} - ^{109}\text{Ag}$	148,006±16	108,904758±16	
	$^{109}\text{Ag} - ^{107}\text{Ag}$	1999,665±28	108,904751±30	
$^{106}\text{Cd}$	$\text{C}_8\text{H}_{10} - ^{106}\text{Cd}$	171,814±17	105,906436±17	105,906449±7(8)
	$\text{C}_7\text{H}_8\text{N} - ^{106}\text{Cd}$	159,210±15	105,906464±15	
	$^{108}\text{Cd} - ^{106}\text{Cd}$	1997,768±32	105,906431±32	
$^{108}\text{Cd}$	$\text{C}_8\text{H}_{12} - ^{108}\text{Cd}$	189,695±16	107,904205±16	107,904199±3(8)
	$\text{C}_7\text{H}_{10}\text{N} - ^{108}\text{Cd}$	177,140±30	107,904184±30	
	$\text{C}_6^{13}\text{CH}_9\text{N} - ^{108}\text{Cd}$	172,653±15	107,904201±15	
	$\text{C}_6\text{H}_8\text{NO} - ^{108}\text{Cd}$	140,746±15	107,904193±15	
	$^{110}\text{Cd} - ^{108}\text{Cd}$	1998,781±34	107,904208±35	
$^{110}\text{Cd}$	$\text{C}_8\text{H}_{14} - ^{110}\text{Cd}$	206,569±13	109,902981±13	109,902989±4(8)
	$\text{C}_8\text{H}_{15} - ^{110}\text{CdH}$	206,550±45	109,903000±45	
	$\text{C}_7^{13}\text{CH}_{13} - ^{110}\text{Cd}$	202,093±14	109,902987±14	
	$\text{C}_7^{13}\text{CH}_{14} - ^{110}\text{CdH}$	202,053±28	109,903027±28	
	$\text{C}_7\text{H}_{10}\text{O} - ^{110}\text{Cd}$	170,156±16	109,903009±16	
	$\text{C}_6\text{H}_8\text{NO} - ^{110}\text{Cd}$	157,614±17	109,902975±17	
	$\text{C}_5^{13}\text{CH}_7\text{NO} - ^{110}\text{Cd}$	153,131±17	109,902988±17	
	$\text{C}_6\text{H}_6\text{O}_2 - ^{110}\text{Cd}$	133,901±18	109,902979±18	
$\text{C}_9\text{H}_2 - ^{110}\text{Cd}$	112,661±19	109,902989±19		
$^{111}\text{Cd}$	$\text{C}_8\text{H}_{15} - ^{111}\text{Cd}$	213,197±40	110,904178±40	110,904175±3(8)
	$\text{C}_7^{13}\text{CH}_{14} - ^{111}\text{Cd}$	208,719±19	110,904186±19	
	$\text{C}_7\text{H}_{11}\text{O} - ^{111}\text{Cd}$	176,814±16	110,904176±16	
	$\text{C}_9\text{H}_3 - ^{111}\text{Cd}$	119,317±18	110,904158±18	
	$\text{C}_8\text{HN} - ^{111}\text{Cd}$	106,723±17	110,904176±17	
	$^{110}\text{CdH} - ^{111}\text{Cd}$	6,638±18	110,904176±18	
	$^{111}\text{Cd} - ^{110}\text{Cd}$	1001,208±34	110,904197±35	
	$^{111}\text{CdH} - ^{110}\text{Cd}$	2008,994±35	110,904158±36	
	$^{112}\text{CdH} - ^{111}\text{Cd}$	2006,402±35	110,904175±36	
	$^{114}\text{Cd} - ^{111}\text{CdH}$	1991,349±35	110,904189±36	
$^{112}\text{Cd}$	$\text{C}_7\text{H}_{12}\text{O} - ^{112}\text{Cd}$	186,063±16	111,902752±16	111,902751±3(8)
	$\text{C}_9\text{H}_4 - ^{112}\text{Cd}$	128,541±19	111,902759±19	
	$\text{C}_9\text{H}_5 - ^{112}\text{CdH}$	128,550±10	111,902750±10	
	$\text{C}_8\text{H}_2\text{N} - ^{112}\text{Cd}$	115,979±14	111,902745±14	

Продолжение табл. I

Изотоп	Дублет	Значение дуб- лета	Масса изотопа	Среднее значение массы
$^{112}\text{Cd}$	$^{111}\text{CdH} - ^{112}\text{Cd}$	$9,255 \pm 20$	$III,902745 \pm 20$	$III,902751 \pm 3(8)$
	$^{112}\text{Cd} - ^{111}\text{Cd}$	$998,590 \pm 42$	$III,902765 \pm 43$	
	$^{112}\text{Cd} - ^{110}\text{CdH}$	$991,940 \pm 40$	$III,902754 \pm 41$	
	$^{112}\text{Cd} - ^{110}\text{Cd}$	$1999,762 \pm 39$	$III,902751 \pm 40$	
	$^{114}\text{Cd} - ^{112}\text{Cd}$	$2000,587 \pm 33$	$III,902776 \pm 34$	
	$^{113}\text{CdH} - ^{112}\text{Cd}$	$2009,467 \pm 35$	$III,902752 \pm 36$	
$^{113}\text{Cd}$	$\text{C}_7\text{H}_{13}\text{O} - ^{113}\text{Cd}$	$192,250 \pm 16$	$II2,904390 \pm 16$	$II2,904397 \pm 3(8)$
	$\text{C}_6^{13}\text{CH}_{12}\text{O} - ^{113}\text{Cd}$	$187,772 \pm 17$	$II2,904398 \pm 17$	
	$\text{C}_9\text{H}_5 - ^{113}\text{Cd}$	$134,728 \pm 5$	$II2,904397 \pm 6$	
	$\text{C}_9\text{H}_6 - ^{113}\text{CdH}$	$134,727 \pm 19$	$II2,904398 \pm 19$	
	$\text{C}_8\text{H}_7\text{N} - ^{113}\text{Cd}$	$122,161 \pm 19$	$II2,904388 \pm 19$	
	$^{112}\text{CdH} - ^{113}\text{Cd}$	$6,164 \pm 20$	$II2,904412 \pm 20$	
	$^{113}\text{Cd} - ^{112}\text{Cd}$	$1001,620 \pm 40$	$II2,904371 \pm 41$	
	$^{113}\text{Cd} - ^{111}\text{CdH}$	$992,377 \pm 42$	$II2,904377 \pm 43$	
	$^{113}\text{Cd} - ^{111}\text{Cd}$	$2000,242 \pm 35$	$II2,904418 \pm 36$	
	$^{113}\text{Cd} - ^{110}\text{CdH}$	$1993,588 \pm 32$	$II2,904402 \pm 33$	
$^{114}\text{Cd}$	$\text{C}_6\text{H}_{10}\text{O}_2 - ^{114}\text{Cd}$	$164,713 \pm 15$	$II3,903367 \pm 15$	$II3,903362 \pm 2(8)$
	$\text{C}_6\text{H}_{11}\text{O}_2 - ^{114}\text{CdH}$	$164,711 \pm 15$	$II3,903369 \pm 15$	
	$\text{C}_9\text{H}_6 - ^{114}\text{Cd}$	$143,591 \pm 5$	$II3,903359 \pm 6$	
	$\text{C}_9\text{H}_7 - ^{114}\text{CdH}$	$143,586 \pm 8$	$II3,903364 \pm 9$	
	$\text{C}_8^{13}\text{CH}_5 - ^{114}\text{Cd}$	$139,117 \pm 17$	$II3,903363 \pm 17$	
	$\text{C}_8\text{H}_4\text{N} - ^{114}\text{Cd}$	$131,017 \pm 12$	$II3,903357 \pm 12$	
	$\text{C}_8\text{H}_5\text{N} - ^{114}\text{CdH}$	$131,009 \pm 20$	$II3,903365 \pm 20$	
	$^{113}\text{CdH} - ^{114}\text{Cd}$	$8,859 \pm 18$	$II3,903363 \pm 18$	
	$^{114}\text{Cd} - ^{113}\text{Cd}$	$998,968 \pm 33$	$II3,903365 \pm 34$	
	$^{114}\text{Cd} - ^{112}\text{CdH}$	$992,775 \pm 33$	$II3,903351 \pm 34$	
	$^{114}\text{CdH} - ^{113}\text{Cd}$	$2006,821 \pm 35$	$II3,903393 \pm 36$	
$^{116}\text{Cd}$	$\text{C}_6\text{H}_{12}\text{O}_2 - ^{116}\text{Cd}$	$178,982 \pm 15$	$II5,904748 \pm 15$	$II5,904751 \pm 3(8)$
	$\text{C}_9\text{H}_8 - ^{116}\text{Cd}$	$157,851 \pm 5$	$II5,904749 \pm 6$	
	$\text{C}_9\text{H}_9 - ^{116}\text{CdH}$	$157,846 \pm 22$	$II5,904754 \pm 22$	
	$\text{C}_8^{13}\text{CH}_7 - ^{116}\text{Cd}$	$153,376 \pm 8$	$II5,904754 \pm 9$	
	$\text{C}_8^{13}\text{CH}_8 - ^{116}\text{CdH}$	$153,382 \pm 22$	$II5,904748 \pm 22$	
	$\text{C}_8\text{H}_6\text{N} - ^{116}\text{Cd}$	$145,262 \pm 17$	$II5,904762 \pm 17$	
	$^{116}\text{Cd} - ^{114}\text{CdH}$	$993,548 \pm 32$	$II5,904735 \pm 33$	
	$^{116}\text{Cd} - ^{114}\text{Cd}$	$2001,370 \pm 32$	$II5,904732 \pm 33$	
$^{116}\text{Cd} - ^{113}\text{CdH}$	$1992,542 \pm 32$	$II5,904764 \pm 33$		
$^{113}\text{In}$	$\text{C}_9\text{H}_5 - ^{113}\text{In}$	$135,087 \pm 6$	$II2,904038 \pm 7$	$II2,904039 \pm 2(8)$
	$\text{C}_8\text{H}_7\text{N} - ^{113}\text{In}$	$122,506 \pm 14$	$II2,904043 \pm 14$	
	$^{114}\text{Cd} - ^{113}\text{In}$	$999,321 \pm 45$	$II2,904041 \pm 46$	
	$^{113}\text{In} - ^{112}\text{Cd}$	$1001,297 \pm 45$	$II2,904048 \pm 46$	
	$^{115}\text{In} - ^{113}\text{In}$	$1999,800 \pm 28$	$II2,904045 \pm 29$	
$^{115}\text{In}$	$\text{C}_6\text{H}_{11}\text{O}_2 - ^{115}\text{In}$	$172,055 \pm 16$	$II4,903850 \pm 16$	$II4,903845 \pm 2(8)$
	$\text{C}_9\text{H}_7 - ^{115}\text{In}$	$150,932 \pm 16$	$II4,903843 \pm 16$	
	$\text{C}_8\text{H}_6\text{N} - ^{115}\text{In}$	$138,355 \pm 13$	$II4,903844 \pm 13$	
	$^{115}\text{In} - ^{114}\text{Cd}$	$1000,483 \pm 45$	$II4,903845 \pm 46$	
$^{112}\text{Sn}$	$\text{C}_7\text{H}_{12}\text{O} - ^{112}\text{Sn}$	$183,994 \pm 16$	$III,904821 \pm 16$	$III,904815 \pm 6(8)$
	$\text{C}_9\text{H}_4 - ^{112}\text{Sn}$	$126,479 \pm 18$	$III,904821 \pm 18$	

Продолжение табл. I

Изотоп	Дублет	Значение дублета	Масса изотопа	Среднее значение массы
$^{112}\text{Sn}$	$\text{C}_8\text{H}_2\text{N} - ^{112}\text{Sn}$	$113,928 \pm 32$	$111,904796 \pm 32$	$111,904815 \pm 6(8)$
	$^{114}\text{Sn} - ^{112}\text{Sn}$	$1997,992 \pm 30$	$111,904792 \pm 32$	
$^{114}\text{Sn}$	$\text{C}_9\text{H}_6 - ^{114}\text{Sn}$	$144,162 \pm 7$	$113,902788 \pm 8$	$113,902784 \pm 3(8)$
	$\text{C}_8^{13}\text{CH}_5 - ^{114}\text{Sn}$	$139,709 \pm 16$	$113,902771 \pm 16$	
	$\text{C}_8\text{H}_4\text{N} - ^{114}\text{Sn}$	$131,592 \pm 15$	$113,902782 \pm 15$	
	$^{116}\text{Sn} - ^{114}\text{Sn}$	$1998,952 \pm 28$	$113,902791 \pm 30$	
$^{115}\text{Sn}$	$\text{C}_9\text{H}_7 - ^{115}\text{Sn}$	$151,442 \pm 8$	$114,903333 \pm 9$	$114,903335 \pm 6(8)$
	$\text{C}_8\text{H}_2\text{N} - ^{115}\text{Sn}$	$138,858 \pm 27$	$114,903341 \pm 27$	
	$^{116}\text{Sn} - ^{115}\text{Sn}$	$998,380 \pm 38$	$114,903363 \pm 40$	
	$^{115}\text{Sn} - ^{114}\text{Sn}$	$1000,529 \pm 35$	$114,903313 \pm 37$	
	$^{117}\text{Sn} - ^{115}\text{Sn}$	$1999,605 \pm 28$	$114,903349 \pm 30$	
$^{116}\text{Sn}$	$\text{C}_9\text{H}_8 - ^{116}\text{Sn}$	$160,870 \pm 6$	$115,901730 \pm 7$	$115,901743 \pm 4(8)$
	$\text{C}_8^{13}\text{CH}_7 - ^{116}\text{Sn}$	$156,373 \pm 7$	$115,901757 \pm 8$	
	$\text{C}_8\text{H}_6\text{N} - ^{116}\text{Sn}$	$148,278 \pm 5$	$115,901746 \pm 6$	
	$^{116}\text{SnH} - ^{117}\text{Sn}$	$6,605 \pm 17$	$115,901734 \pm 19$	
	$^{116}\text{SnH}_2 - ^{118}\text{Sn}$	$15,776 \pm 26$	$115,901739 \pm 28$	
	$^{117}\text{Sn} - ^{116}\text{Sn}$	$1001,233 \pm 20$	$115,901721 \pm 22$	
	$^{118}\text{Sn} - ^{116}\text{Sn}$	$1999,857 \pm 18$	$115,901756 \pm 20$	
$^{117}\text{Sn}$	$\text{C}_9\text{H}_9 - ^{117}\text{Sn}$	$167,487 \pm 17$	$116,902938 \pm 17$	$116,902954 \pm 5(8)$
	$\text{C}_8^{13}\text{CH}_8 - ^{117}\text{Sn}$	$162,992 \pm 17$	$116,902963 \pm 17$	
	$\text{C}_8\text{H}_7\text{N} - ^{117}\text{Sn}$	$154,894 \pm 6$	$116,902954 \pm 7$	
	$^{117}\text{SnH} - ^{118}\text{Sn}$	$9,170 \pm 19$	$116,902958 \pm 21$	
	$^{118}\text{Sn} - ^{117}\text{Sn}$	$998,668 \pm 20$	$116,902945 \pm 22$	
	$^{118}\text{SnH} - ^{117}\text{Sn}$	$2006,453 \pm 28$	$116,902985 \pm 30$	
$^{118}\text{Sn}$	$\text{C}_9\text{H}_{10} - ^{118}\text{Sn}$	$176,640 \pm 19$	$117,901610 \pm 19$	$117,901613 \pm 4(8)$
	$\text{C}_8^{13}\text{CH}_9 - ^{118}\text{Sn}$	$172,161 \pm 20$	$117,901619 \pm 20$	
	$\text{C}_8\text{H}_8\text{N} - ^{118}\text{Sn}$	$164,051 \pm 8$	$117,901623 \pm 9$	
	$\text{C}_7^{13}\text{CH}_7\text{N} - ^{118}\text{Sn}$	$159,601 \pm 10$	$117,901603 \pm 10$	
	$^{120}\text{Sn} - ^{118}\text{Sn}$	$992,784 \pm 40$	$117,901586 \pm 42$	
	$^{120}\text{SnH} - ^{118}\text{SnH}$	$2000,587 \pm 28$	$117,901608 \pm 30$	
$^{119}\text{Sn}$	$\text{C}_8\text{H}_9\text{N} - ^{119}\text{Sn}$	$170,184 \pm 16$	$118,903315 \pm 16$	$118,903313 \pm 3(8)$
	$\text{C}_7^{13}\text{CH}_8\text{N} - ^{119}\text{Sn}$	$165,718 \pm 25$	$118,903311 \pm 25$	
	$\text{C}_7\text{H}_7\text{ON} - ^{119}\text{Sn}$	$133,807 \pm 16$	$118,903307 \pm 16$	
	$^{118}\text{SnH} - ^{119}\text{Sn}$	$6,123 \pm 22$	$118,903315 \pm 24$	
	$^{120}\text{Sn} - ^{119}\text{Sn}$	$998,862 \pm 29$	$118,903313 \pm 31$	
	$^{119}\text{Sn} - ^{118}\text{Sn}$	$1001,683 \pm 28$	$118,903296 \pm 30$	
	$^{119}\text{Sn} - ^{117}\text{Sn}$	$2000,388 \pm 28$	$118,903342 \pm 30$	
$^{120}\text{Sn}$	$^{120}\text{SnH} - ^{119}\text{Sn}$	$2006,718 \pm 46$	$118,903302 \pm 48$	$119,902195 \pm 3(8)$
	$\text{C}_7\text{H}_6\text{ON} - ^{120}\text{Sn}$	$142,743 \pm 16$	$119,902196 \pm 16$	
	$\text{C}_7\text{H}_7\text{ON} - ^{120}\text{SnH}$	$142,738 \pm 45$	$119,902201 \pm 45$	
	$\text{C}_6^{13}\text{CH}_5\text{ON} - ^{120}\text{Sn}$	$138,282 \pm 16$	$119,902187 \pm 16$	
	$\text{C}_6^{13}\text{CH}_5\text{ON} - ^{120}\text{SnH}$	$138,249 \pm 28$	$119,902220 \pm 28$	
	$\text{C}_7\text{H}_5\text{O}_2 - ^{120}\text{SnH}$	$118,936 \pm 16$	$119,902194 \pm 16$	
	$\text{C}_7\text{H}_7\text{O}_2 - ^{120}\text{SnH}_2$	$118,940 \pm 17$	$119,902190 \pm 17$	
$\text{C}_6^{13}\text{CH}_6\text{O}_2 - ^{120}\text{SnH}_2$	$114,456 \pm 33$	$119,902204 \pm 33$		

Продолжение табл. I

Изотоп	Дублет	Значение дуб- лета	Масса изотопа	Среднее значение массы
$^{122}\text{Sn}$	$\text{C}_7\text{H}_6\text{O}_2 - ^{122}\text{Sn}$	$133,356 \pm 19$	$121,903424 \pm 19$	$121,903416 \pm 5(8)$
	$\text{C}_6^{13}\text{CH}_5\text{O}_2 - ^{122}\text{Sn}$	$128,915 \pm 28$	$121,903395 \pm 28$	
	$\text{C}_6\text{H}_4\text{O}_2\text{N} - ^{122}\text{Sn}$	$120,795 \pm 17$	$121,903409 \pm 17$	
	$^{122}\text{Sn} - ^{120}\text{SnH}$	$993,397 \pm 30$	$121,903417 \pm 32$	
	$^{120}\text{SnH}_3 - ^{122}\text{Sn}$	$1022,229 \pm 29$	$121,903441 \pm 31$	
	$^{122}\text{Sn} - ^{120}\text{Sn}$	$2001,217 \pm 28$	$121,903412 \pm 30$	
$^{124}\text{Sn}$	$\text{C}_7\text{H}_8\text{O}_2 - ^{124}\text{Sn}$	$147,176 \pm 19$	$123,905254 \pm 19$	$123,905263 \pm 3(8)$
	$\text{C}_7\text{H}_9\text{O}_2 - ^{124}\text{SnH}$	$147,171 \pm 19$	$123,905259 \pm 19$	
	$\text{C}_6^{13}\text{CH}_8\text{O}_2 - ^{124}\text{SnH}$	$142,704 \pm 18$	$123,905256 \pm 18$	
	$\text{C}_6\text{H}_6\text{O}_2\text{N} - ^{124}\text{Sn}$	$134,590 \pm 17$	$123,905264 \pm 17$	
	$\text{C}_5^{13}\text{CH}_5\text{O}_2\text{N} - ^{124}\text{Sn}$	$130,105 \pm 17$	$123,905279 \pm 17$	
	$^{124}\text{Sn} - ^{120}\text{SnH}_3$	$979,582 \pm 30$	$123,905252 \pm 32$	
	$^{124}\text{Sn} - ^{122}\text{Sn}$	$2001,848 \pm 28$	$123,905264 \pm 30$	
	$^{124}\text{SnH} - ^{120}\text{SnH}_3$	$1987,434 \pm 34$	$123,905279 \pm 36$	
$^{121}\text{Sb}$	$\text{C}_9\text{H}_{13} - ^{121}\text{Sb}$	$197,908 \pm 17$	$120,903817 \pm 17$	$120,903815 \pm 2(8)$
	$\text{C}_9\text{H}_{14} - ^{121}\text{SbH}$	$197,900 \pm 22$	$120,903825 \pm 22$	
	$\text{C}_9\text{H}_{15} - ^{121}\text{SbH}_2$	$197,904 \pm 22$	$120,903821 \pm 22$	
	$\text{C}_8^{13}\text{CH}_{13} - ^{121}\text{SbH}$	$193,422 \pm 24$	$120,903833 \pm 24$	
	$\text{C}_8\text{H}_{11}\text{N} - ^{121}\text{Sb}$	$185,349 \pm 14$	$120,903800 \pm 14$	
	$\text{C}_7\text{H}_5\text{O}_2 - ^{121}\text{Sb}$	$125,143 \pm 19$	$120,903812 \pm 19$	
	$\text{C}_7\text{H}_6\text{O}_2 - ^{121}\text{SbH}$	$125,136 \pm 17$	$120,903819 \pm 17$	
	$\text{C}_7\text{H}_7\text{O}_2 - ^{121}\text{SbH}_2$	$125,157 \pm 18$	$120,903798 \pm 18$	
	$\text{C}_7\text{H}_8\text{O}_2 - ^{121}\text{SbH}_3$	$125,122 \pm 17$	$120,903831 \pm 17$	
	$^{120}\text{SnH} - ^{121}\text{Sb}$	$6,213 \pm 19$	$120,903807 \pm 19$	
	$^{121}\text{SbH} - ^{122}\text{Sn}$	$8,221 \pm 17$	$120,903812 \pm 17$	
	$^{121}\text{SbH}_3 - ^{124}\text{Sn}$	$22,042 \pm 17$	$120,903830 \pm 17$	
	$^{122}\text{Sn} - ^{121}\text{Sb}$	$999,588 \pm 35$	$120,903828 \pm 36$	
	$^{121}\text{SbH}_2 - ^{122}\text{Sn}$	$1016,027 \pm 28$	$120,903793 \pm 29$	
	$^{124}\text{Sn} - ^{121}\text{SbH}_2$	$985,801 \pm 30$	$120,903812 \pm 31$	
	$^{121}\text{Sb} - ^{120}\text{Sn}$	$1001,619 \pm 28$	$120,903814 \pm 29$	
	$^{121}\text{Sb} - ^{119}\text{Sn}$	$2000,495 \pm 28$	$120,903808 \pm 29$	
	$^{121}\text{SbH} - ^{120}\text{Sn}$	$2009,466 \pm 30$	$120,903836 \pm 31$	
	$^{124}\text{Sn} - ^{121}\text{SbH}$	$1993,615 \pm 28$	$120,903823 \pm 29$	
	$^{121}\text{SbH}_3 - ^{122}\text{Sn}$	$2023,865 \pm 27$	$120,903806 \pm 28$	
$^{123}\text{Sb}$	$\text{C}_9\text{H}_{15} - ^{123}\text{Sb}$	$213,195 \pm 17$	$122,904180 \pm 17$	$122,904184 \pm 2(8)$
	$\text{C}_7\text{H}_7\text{O}_2 - ^{123}\text{Sb}$	$140,426 \pm 17$	$122,904179 \pm 17$	
	$\text{C}_7\text{H}_8\text{O}_2 - ^{123}\text{SbH}$	$140,422 \pm 17$	$122,904183 \pm 17$	
	$\text{C}_7\text{H}_9\text{O}_2 - ^{123}\text{SbH}_2$	$140,412 \pm 18$	$122,904193 \pm 18$	
	$\text{C}_6^{13}\text{CH}_8\text{O}_2 - ^{123}\text{SbH}_2$	$135,942 \pm 19$	$122,904193 \pm 19$	
	$^{123}\text{SbH} - ^{124}\text{Sn}$	$6,765 \pm 16$	$122,904203 \pm 16$	
	$^{121}\text{SbH}_2 - ^{123}\text{Sb}$	$15,296 \pm 19$	$122,904169 \pm 19$	
	$^{121}\text{SbH}_3 - ^{123}\text{SbH}$	$15,277 \pm 17$	$122,904188 \pm 17$	
	$^{123}\text{Sb} - ^{122}\text{Sn}$	$1000,755 \pm 33$	$122,904181 \pm 34$	
	$^{123}\text{Sb} - ^{121}\text{SbH}$	$992,544 \pm 30$	$122,904184 \pm 31$	
	$^{123}\text{SbH} - ^{121}\text{SbH}_2$	$992,536 \pm 32$	$122,904176 \pm 33$	
	$^{123}\text{SbH}_2 - ^{121}\text{SbH}_3$	$992,556 \pm 28$	$122,904196 \pm 29$	
	$^{124}\text{Sn} - ^{123}\text{Sb}$	$1001,074 \pm 28$	$122,904189 \pm 29$	
	$^{121}\text{SbH}_3 - ^{123}\text{Sb}$	$1023,133 \pm 27$	$122,904153 \pm 28$	

Продолжение табл. I

Изотоп	Дублет	Значение дуб- лета	Масса изотопа	Среднее значение массы
$^{123}\text{Sb}$	$^{123}\text{SbH}_2 - ^{124}\text{Sn}$	$1014,559 \pm 29$	$122,904172 \pm 30$	$122,904184 \pm 2(8)$
	$^{123}\text{Sb} - ^{121}\text{Sb}$	$2000,363 \pm 28$	$122,904178 \pm 29$	
	$^{123}\text{SbH} - ^{121}\text{SbH}$	$2000,366 \pm 32$	$122,904181 \pm 33$	
	$^{123}\text{SbH}_2 - ^{121}\text{SbH}_2$	$2000,351 \pm 30$	$122,904166 \pm 31$	
	$^{123}\text{SbH}_3 - ^{121}\text{SbH}_3$	$2000,360 \pm 30$	$122,904175 \pm 31$	
	$^{123}\text{SbH} - ^{122}\text{Sn}$	$2008,586 \pm 32$	$122,904177 \pm 33$	
	$^{123}\text{SbH}_3 - ^{124}\text{Sn}$	$2022,409 \pm 28$	$122,904197 \pm 29$	
$^{120}\text{Te}$	$\text{C}_9\text{H}_{12} - ^{120}\text{Te}$	$189,871 \pm 17$	$119,904029 \pm 17$	$119,904037 \pm 2(8)$
	$\text{C}_9\text{H}_{13} - ^{120}\text{TeH}$	$189,862 \pm 26$	$119,904038 \pm 26$	
	$\text{C}_7\text{H}_6\text{NO} - ^{120}\text{Te}$	$140,896 \pm 15$	$119,904042 \pm 15$	
	$\text{C}_7\text{H}_4\text{O}_2 - ^{120}\text{Te}$	$117,096 \pm 27$	$119,904034 \pm 27$	
	$\text{C}_7\text{H}_2\text{O}_2 - ^{120}\text{TeH}$	$117,087 \pm 19$	$119,904043 \pm 19$	
	$^{120}\text{TeH} - ^{121}\text{Sb}$	$8,044 \pm 32$	$119,904034 \pm 32$	
	$^{121}\text{Sb} - ^{120}\text{Te}$	$999,789 \pm 42$	$119,904026 \pm 43$	
	$^{122}\text{Te} - ^{120}\text{Te}$	$1999,012 \pm 32$	$119,904034 \pm 33$	
$^{122}\text{Te}$	$\text{C}_9\text{H}_{14} - ^{122}\text{Te}$	$206,525 \pm 17$	$121,903025 \pm 17$	$121,903046 \pm 1(8)$
	$\text{C}_9\text{H}_{15} - ^{122}\text{TeH}$	$206,512 \pm 17$	$121,903038 \pm 17$	
	$\text{C}_8^{13}\text{CH}_{13} - ^{122}\text{Te}$	$202,049 \pm 19$	$121,903031 \pm 19$	
	$\text{C}_7\text{H}_8\text{NO} - ^{122}\text{Te}$	$157,557 \pm 16$	$121,903032 \pm 16$	
	$\text{C}_7\text{H}_9\text{NO} - ^{122}\text{TeH}$	$157,538 \pm 18$	$121,903051 \pm 18$	
	$\text{C}_7\text{H}_{10}\text{NO} - ^{122}\text{TeH}_2$	$157,540 \pm 16$	$121,903049 \pm 16$	
	$\text{C}_6^{13}\text{CH}_9\text{NO} - ^{122}\text{TeH}_2$	$153,076 \pm 17$	$121,903043 \pm 17$	
	$\text{C}_7\text{H}_6\text{O}_2 - ^{122}\text{Te}$	$133,748 \pm 15$	$121,903032 \pm 15$	
	$\text{C}_7\text{H}_7\text{O}_2 - ^{122}\text{TeH}$	$133,729 \pm 15$	$121,903051 \pm 15$	
	$\text{C}_7\text{H}_8\text{O}_2 - ^{122}\text{TeH}_2$	$133,710 \pm 17$	$121,903070 \pm 17$	
	$^{121}\text{SbH} - ^{122}\text{Te}$	$8,573 \pm 19$	$121,903067 \pm 19$	
	$^{121}\text{SbH}_2 - ^{122}\text{TeH}$	$8,583 \pm 20$	$121,903057 \pm 20$	
	$^{121}\text{SbH}_3 - ^{122}\text{TeH}_2$	$8,576 \pm 19$	$121,903064 \pm 26$	
	$^{122}\text{Te} - ^{121}\text{Sb}$	$999,238 \pm 51$	$121,903053 \pm 51$	
	$^{121}\text{SbH}_2 - ^{122}\text{Te}$	$1016,417 \pm 50$	$121,903048 \pm 51$	
	$^{122}\text{TeH} - ^{121}\text{SbH}$	$999,245 \pm 28$	$121,903060 \pm 29$	
	$^{122}\text{TeH} - ^{121}\text{Sb}$	$2007,043 \pm 34$	$121,903033 \pm 35$	
$^{121}\text{SbH}_3 - ^{122}\text{Te}$	$2024,224 \pm 45$	$121,903066 \pm 46$		
$^{123}\text{Te}$	$\text{C}_9\text{H}_{15} - ^{123}\text{Te}$	$213,101 \pm 19$	$122,904274 \pm 19$	$122,904284 \pm 3(8)$
	$\text{C}_7\text{H}_9\text{NO} - ^{123}\text{Te}$	$164,113 \pm 16$	$122,904301 \pm 16$	
	$\text{C}_7\text{H}_{10}\text{NO} - ^{123}\text{TeH}$	$164,138 \pm 16$	$122,904276 \pm 16$	
	$\text{C}_6^{13}\text{CH}_9\text{NO} - ^{123}\text{TeH}$	$159,660 \pm 17$	$122,904284 \pm 17$	
	$\text{C}_7\text{H}_7\text{O}_2 - ^{123}\text{Te}$	$140,310 \pm 18$	$122,904295 \pm 18$	
	$\text{C}_7\text{H}_8\text{O}_2 - ^{123}\text{TeH}$	$140,331 \pm 19$	$122,904274 \pm 19$	
	$^{123}\text{Te} - ^{122}\text{Te}$	$1001,222 \pm 28$	$122,904268 \pm 29$	
	$^{122}\text{TeH}_2 - ^{123}\text{Te}$	$1014,412 \pm 28$	$122,904284 \pm 29$	
	$^{123}\text{Te} - ^{121}\text{Sb}$	$2000,484 \pm 40$	$122,904299 \pm 41$	
$^{124}\text{Te}$	$\text{C}_7\text{H}_{10}\text{NO} - ^{124}\text{Te}$	$173,407 \pm 18$	$123,902832 \pm 18$	$123,902824 \pm 3(8)$
	$\text{C}_6^{13}\text{CH}_9\text{NO} - ^{124}\text{Te}$	$168,956 \pm 19$	$123,902813 \pm 19$	
	$\text{C}_7\text{H}_8\text{O}_2 - ^{124}\text{Te}$	$149,596 \pm 15$	$123,902834 \pm 15$	
	$\text{C}_7\text{H}_9\text{O}_2 - ^{124}\text{TeH}$	$149,617 \pm 18$	$123,902813 \pm 18$	
	$\text{C}_6^{13}\text{CH}_8\text{O}_2 - ^{124}\text{TeH}$	$145,155 \pm 18$	$123,902804 \pm 18$	

Продолжение табл. I

Изотоп	Дублет	Значение дуб- лета	Масса изотопа	Среднее значение массы
$^{124}\text{Te}$	$\text{C}_{10}\text{H}_6 - ^{124}\text{TeH}_2$	$128,465 \pm 19$	$123,902835 \pm 19$	$123,902824 \pm 3(8)$
	$^{121}\text{SbH}_3 - ^{124}\text{Te}$	$24,448 \pm 27$	$123,902842 \pm 28$	
	$^{122}\text{TeH}_2 - ^{124}\text{Te}$	$15,872 \pm 32$	$123,902824 \pm 33$	
	$^{124}\text{Te} - ^{121}\text{SbH}$	$1991,191 \pm 38$	$123,902831 \pm 39$	
	$^{124}\text{Te} - ^{122}\text{Te}$	$1999,786 \pm 39$	$123,902832 \pm 40$	
$^{125}\text{Te}$	$\text{C}_7\text{H}_9\text{O}_2 - ^{125}\text{Te}$	$155,817 \pm 15$	$124,904438 \pm 15$	$124,904436 \pm 2(8)$
	$\text{C}_6^{13}\text{CH}_8\text{O}_2 - ^{125}\text{Te}$	$151,351 \pm 16$	$124,904434 \pm 16$	
	$\text{C}_{10}\text{H}_6 - ^{125}\text{TeH}$	$134,688 \pm 19$	$124,904437 \pm 19$	
	$\text{C}_{10}\text{H}_7 - ^{125}\text{TeH}_2$	$134,686 \pm 19$	$124,904439 \pm 19$	
	$^{124}\text{TeH} - ^{125}\text{Te}$	$6,226 \pm 18$	$124,904428 \pm 18$	
	$^{125}\text{Te} - ^{124}\text{Te}$	$1001,613 \pm 28$	$124,904437 \pm 29$	
	$^{125}\text{Te} - ^{122}\text{TeH}_2$	$985,727 \pm 30$	$124,904423 \pm 31$	
	$^{125}\text{Te} - ^{121}\text{SbH}_3$	$977,146 \pm 40$	$124,904436 \pm 41$	
	$^{124}\text{TeH}_2 - ^{125}\text{Te}$	$1014,317 \pm 33$	$124,904437 \pm 34$	
	$^{125}\text{Te} - ^{122}\text{TeH}$	$1993,572 \pm 32$	$124,904443 \pm 33$	
	$^{125}\text{Te} - ^{121}\text{SbH}_2$	$1985,001 \pm 40$	$124,904466 \pm 41$	
	$^{125}\text{TeH} - ^{124}\text{Te}$	$2009,440 \pm 32$	$124,904439 \pm 33$	
	$^{126}\text{Te}$	$\text{C}_{10}\text{H}_6 - ^{126}\text{Te}$	$143,647 \pm 16$	
$\text{C}_{10}\text{H}_7 - ^{126}\text{TeH}$		$143,630 \pm 8$	$125,903320 \pm 9$	
$\text{C}_{10}\text{H}_8 - ^{126}\text{TeH}_2$		$143,643 \pm 19$	$125,903307 \pm 19$	
$\text{C}_9^{13}\text{CH}_6 - ^{126}\text{TeH}$		$139,143 \pm 21$	$125,903337 \pm 21$	
$\text{C}_9\text{H}_5\text{N} - ^{126}\text{TeH}$		$131,078 \pm 19$	$125,903296 \pm 19$	
$\text{C}_9\text{H}_6\text{N} - ^{126}\text{TeH}_2$		$131,076 \pm 18$	$125,903298 \pm 18$	
$^{124}\text{TeH}_2 - ^{126}\text{Te}$		$15,174 \pm 20$	$125,903300 \pm 21$	
$^{125}\text{TeH} - ^{126}\text{Te}$		$8,948 \pm 16$	$125,903313 \pm 17$	
$^{126}\text{Te} - ^{125}\text{Te}$		$998,893 \pm 29$	$125,903329 \pm 30$	
$^{126}\text{Te} - ^{124}\text{TeH}$		$992,631 \pm 28$	$125,903280 \pm 29$	
$^{126}\text{Te} - ^{124}\text{Te}$		$2000,494 \pm 33$	$125,903318 \pm 34$	
$^{126}\text{Te} - ^{122}\text{TeH}_2$		$1984,597 \pm 32$	$125,903293 \pm 33$	
$^{126}\text{Te} - ^{121}\text{SbH}_3$		$1975,997 \pm 40$	$125,903287 \pm 41$	
$^{126}\text{TeH} - ^{125}\text{Te}$		$2006,689 \pm 28$	$125,903300 \pm 29$	
$^{126}\text{Te}$		$\text{C}_{10}\text{H}_8 - ^{128}\text{Te}$	$158,147 \pm 18$	$127,904453 \pm 18$
	$\text{C}_{10}\text{H}_9 - ^{128}\text{TeH}$	$158,149 \pm 18$	$127,904451 \pm 18$	
	$\text{C}_{10}\text{H}_{10} - ^{128}\text{TeH}_2$	$158,150 \pm 18$	$127,904450 \pm 18$	
	$\text{C}_9^{13}\text{CH}_8 - ^{128}\text{TeH}$	$153,678 \pm 16$	$127,904452 \pm 16$	
	$\text{C}_9^{13}\text{CH}_9 - ^{128}\text{TeH}_2$	$153,691 \pm 19$	$127,904439 \pm 19$	
	$\text{C}_9\text{H}_6\text{N} - ^{128}\text{Te}$	$145,562 \pm 19$	$127,904462 \pm 19$	
	$\text{C}_9\text{H}_7\text{N} - ^{128}\text{TeH}$	$145,569 \pm 18$	$127,904455 \pm 18$	
	$\text{C}_9\text{H}_8\text{N} - ^{128}\text{TeH}_2$	$145,586 \pm 18$	$127,904438 \pm 18$	
	$\text{C}_9\text{H}_5\text{O} - ^{128}\text{TeH}$	$121,773 \pm 17$	$127,904442 \pm 17$	
	$\text{C}_9\text{H}_6\text{O} - ^{128}\text{TeH}_2$	$121,763 \pm 18$	$127,904452 \pm 18$	
	$^{128}\text{Te} - ^{125}\text{TeH}_2$	$984,364 \pm 35$	$127,904450 \pm 36$	
	$^{128}\text{Te} - ^{126}\text{TeH}$	$993,318 \pm 28$	$127,904453 \pm 29$	
	$^{128}\text{Te} - ^{126}\text{Te}$	$2001,158 \pm 27$	$127,904468 \pm 28$	
	$^{128}\text{Te} - ^{125}\text{TeH}$	$1992,171 \pm 35$	$127,904432 \pm 36$	
$^{128}\text{Te} - ^{124}\text{TeH}_2$	$1985,963 \pm 35$	$127,904437 \pm 36$		
$^{130}\text{Te}$	$\text{C}_{10}\text{H}_{10} - ^{130}\text{Te}$	$172,043 \pm 19$	$129,906207 \pm 19$	$129,906225 \pm 3(8)$
	$\text{C}_{10}\text{H}_{11} - ^{130}\text{TeH}$	$172,012 \pm 17$	$129,906238 \pm 17$	

Продолжение табл. I

Изотоп	Дублет	Значение дуб- лета	Масса изотопа	Среднее значение массы
$^{130}\text{Te}$	$\text{C}_{10}\text{H}_{12} - ^{130}\text{TeH}_2$	$172,023 \pm 16$	$129,906227 \pm 16$	$129,906225 \pm 3(8)$
	$\text{C}_9^{13}\text{CH}_9 - ^{130}\text{Te}$	$167,563 \pm 20$	$129,906217 \pm 20$	
	$\text{C}_9^{13}\text{CH}_{10} - ^{130}\text{TeH}$	$167,539 \pm 18$	$129,906241 \pm 18$	
	$\text{C}_9^{13}\text{CH}_{11} - ^{130}\text{TeH}_2$	$167,545 \pm 22$	$129,906235 \pm 22$	
	$\text{C}_9\text{H}_8\text{N} - ^{130}\text{Te}$	$159,474 \pm 21$	$129,906200 \pm 21$	
	$\text{C}_9\text{H}_9\text{N} - ^{130}\text{TeH}$	$159,451 \pm 21$	$129,906223 \pm 21$	
	$\text{C}_9\text{H}_6\text{O} - ^{130}\text{Te}$	$135,643 \pm 18$	$129,906222 \pm 18$	
	$\text{C}_9\text{H}_7\text{O} - ^{130}\text{TeH}$	$135,636 \pm 17$	$129,906229 \pm 17$	
	$\text{C}_8^{13}\text{CH}_6\text{O} - ^{130}\text{TeH}$	$131,161 \pm 16$	$129,906234 \pm 16$	
	$^{130}\text{Te} - ^{128}\text{TeH}$	$993,939 \pm 28$	$129,906214 \pm 29$	
	$^{130}\text{Te} - ^{128}\text{Te}$	$2001,774 \pm 27$	$129,906224 \pm 28$	
	$^{130}\text{Te} - ^{126}\text{TeH}_2$	$1987,254 \pm 28$	$129,906222 \pm 29$	
$^{127}\text{I}$	$\text{C}_7\text{H}_7\text{N}_6 - ^{127}\text{I}$	$168,780 \pm 18$	$126,904439 \pm 18$	$126,904454 \pm 2(8)$
	$\text{C}_2^{13}\text{CH}_5\text{N}_6 - ^{127}\text{I}$	$164,304 \pm 17$	$126,904445 \pm 17$	
	$\text{C}_3\text{H}_6^{15}\text{NN}_5 - ^{127}\text{I}$	$157,978 \pm 19$	$126,904451 \pm 19$	
	$\text{C}_{10}\text{H}_7 - ^{127}\text{I}$	$150,314 \pm 18$	$126,904461 \pm 18$	
	$\text{C}_{10}\text{H}_8 - ^{127}\text{IH}$	$150,305 \pm 18$	$126,904470 \pm 18$	
	$\text{C}_6\text{H}_6\text{O}_3 - ^{127}\text{I}$	$135,062 \pm 8$	$126,904458 \pm 9$	
	$\text{C}_5^{13}\text{CH}_6\text{O}_3 - ^{127}\text{I}$	$130,604 \pm 19$	$126,904446 \pm 19$	
	$^{126}\text{TeH} - ^{127}\text{I}$	$6,673 \pm 18$	$126,904462 \pm 19$	
	$^{126}\text{TeH}_2 - ^{127}\text{IH}$	$6,682 \pm 22$	$126,904453 \pm 23$	
	$^{127}\text{IH} - ^{128}\text{Te}$	$7,818 \pm 19$	$126,904443 \pm 20$	
	$^{125}\text{TeH}_2 - ^{127}\text{I}$	$15,638 \pm 26$	$126,904448 \pm 27$	
	$^{127}\text{I} - ^{126}\text{Te}$	$1001,150 \pm 46$	$126,904460 \pm 47$	
	$^{127}\text{I} - ^{125}\text{TeH}$	$992,202 \pm 36$	$126,904463 \pm 37$	
	$^{127}\text{I} - ^{124}\text{TeH}_2$	$985,958 \pm 48$	$126,904432 \pm 49$	
	$^{128}\text{Te} - ^{127}\text{I}$	$999,982 \pm 45$	$126,904468 \pm 46$	
	$^{127}\text{I} - ^{125}\text{Te}$	$2000,010 \pm 40$	$126,904446 \pm 41$	
	$^{128}\text{TeH} - ^{127}\text{I}$	$2007,837 \pm 30$	$126,904438 \pm 31$	
$^{124}\text{Xe}$	$\text{C}_7\text{H}_8\text{O}_2 - ^{124}\text{Xe}$	$146,489 \pm 19$	$123,905941 \pm 19$	$123,905947 \pm 4(8)$
	$\text{C}_6\text{H}_6\text{NO}_2 - ^{124}\text{Xe}$	$133,893 \pm 17$	$123,905961 \pm 17$	
	$\text{C}_5^{13}\text{CH}_5\text{NO}_2 - ^{124}\text{Xe}$	$129,431 \pm 17$	$123,905953 \pm 17$	
	$\text{C}_8\text{H}_4\text{O}_3 - ^{124}\text{Xe}$	$110,108 \pm 16$	$123,905937 \pm 16$	
$^{126}\text{Xe} - ^{124}\text{Xe}$	$1998,341 \pm 37$	$123,905934 \pm 38$		
$^{126}\text{Xe}$	$\text{C}_{10}\text{H}_6 - ^{126}\text{Xe}$	$142,696 \pm 19$	$125,904254 \pm 19$	$125,904275 \pm 7(8)$
	$\text{C}_6\text{H}_6\text{O}_3 - ^{126}\text{Xe}$	$127,403 \pm 17$	$125,904292 \pm 17$	
	$^{127}\text{I} - ^{126}\text{Xe}$	$1000,165 \pm 28$	$125,904289 \pm 29$	
	$^{128}\text{Xe} - ^{126}\text{Xe}$	$1999,260 \pm 29$	$125,904259 \pm 30$	
$^{128}\text{Xe}$	$\text{C}_{10}\text{H}_8 - ^{128}\text{Xe}$	$159,061 \pm 18$	$127,903539 \pm 18$	$127,903519 \pm 6(8)$
	$\text{C}_6\text{H}_6\text{N} - ^{128}\text{Xe}$	$146,521 \pm 16$	$127,903503 \pm 16$	
	$^{129}\text{Xe} - ^{128}\text{Xe}$	$1001,227 \pm 20$	$127,903534 \pm 22$	
	$^{128}\text{Xe} - ^{127}\text{I}$	$999,040 \pm 30$	$127,903494 \pm 21$	
	$^{130}\text{Xe} - ^{128}\text{Xe}$	$1999,989 \pm 35$	$127,903517 \pm 36$	
$^{129}\text{I}$	$\text{C}_{10}\text{H}_9 - ^{129}\text{Xe}$	$165,686 \pm 8$	$128,904739 \pm 8$	$128,904761 \pm 3(8)$
	$\text{C}_{10}\text{H}_{10} - ^{129}\text{XeH}$	$165,657 \pm 17$	$128,904768 \pm 17$	
	$\text{C}_9^{13}\text{CH}_8 - ^{129}\text{Xe}$	$161,191 \pm 8$	$128,904764 \pm 8$	
	$\text{C}_9\text{H}_7\text{N} - ^{129}\text{Xe}$	$153,088 \pm 15$	$128,904761 \pm 15$	

Продолжение табл. I

Изотоп	Дублет	Значение дуб- лета	Масса изотопа	Среднее значение массы
$^{129}\text{Xe}$	$\text{C}_9\text{H}_8\text{N} - ^{129}\text{XeH}$	$153,078 \pm 15$	$128,904771 \pm 15$	$128,904761 \pm 3(8)$
	$\text{C}_9\text{H}_5\text{O} - ^{129}\text{Xe}$	$129,269 \pm 6$	$128,904771 \pm 6$	
	$\text{C}_9\text{H}_5\text{O} - ^{129}\text{XeH}$	$129,281 \pm 16$	$128,904759 \pm 16$	
	$^{131}\text{Xe} - ^{129}\text{XeH}$	$992,464 \pm 30$	$128,904772 \pm 31$	
	$^{131}\text{Xe} - ^{129}\text{Xe}$	$2000,318 \pm 30$	$128,904743 \pm 31$	
	$^{132}\text{Xe} - ^{129}\text{XeH}$	$1991,531 \pm 30$	$128,904774 \pm 31$	
	$^{131}\text{XeH} - ^{129}\text{XeH}$	$2000,314 \pm 40$	$128,904747 \pm 41$	
	$^{129}\text{Xe} - ^{127}\text{I}$	$2000,293 \pm 29$	$128,904747 \pm 30$	
$^{130}\text{Xe}$	$\text{C}_{10}\text{H}_{10} - ^{130}\text{Xe}$	$174,752 \pm 18$	$129,903498 \pm 18$	$129,903506 \pm 3(8)$
	$\text{C}_9\text{H}_8\text{N} - ^{130}\text{Xe}$	$162,179 \pm 14$	$129,903495 \pm 14$	
	$\text{C}_9\text{H}_5\text{O} - ^{130}\text{Xe}$	$138,353 \pm 6$	$129,903512 \pm 6$	
	$^{129}\text{XeH} - ^{130}\text{Xe}$	$9,089 \pm 5$	$129,903498 \pm 10$	
	$^{130}\text{Xe} - ^{129}\text{Xe}$	$998,720 \pm 30$	$129,903481 \pm 31$	
	$^{131}\text{Xe} - ^{130}\text{Xe}$	$1001,557 \pm 35$	$129,903504 \pm 36$	
	$^{132}\text{Xe} - ^{130}\text{Xe}$	$2000,630 \pm 33$	$129,903500 \pm 34$	
	$^{131}\text{XeH} - ^{130}\text{Xe}$	$2009,373 \pm 41$	$129,903513 \pm 42$	
$^{131}\text{Xe}$	$\text{C}_{10}\text{H}_{11} - ^{131}\text{Xe}$	$181,001 \pm 16$	$130,905074 \pm 16$	$130,905061 \pm 2(8)$
	$\text{C}_{10}\text{H}_{12} - ^{131}\text{XeH}$	$181,021 \pm 6$	$130,905054 \pm 6$	
	$\text{C}_9\text{H}_9\text{N} - ^{131}\text{Xe}$	$168,437 \pm 16$	$130,905062 \pm 16$	
	$\text{C}_9\text{H}_{10}\text{N} - ^{131}\text{XeH}$	$168,450 \pm 19$	$130,905049 \pm 19$	
	$\text{C}_8^{13}\text{CH}_8\text{N} - ^{131}\text{Xe}$	$163,980 \pm 16$	$130,905049 \pm 16$	
	$\text{C}_9\text{H}_7\text{O} - ^{131}\text{Xe}$	$144,622 \pm 6$	$130,905068 \pm 6$	
	$\text{C}_8^{13}\text{CH}_6\text{O} - ^{131}\text{Xe}$	$140,165 \pm 15$	$130,905055 \pm 15$	
	$\text{C}_8^{13}\text{CH}_7\text{O} - ^{131}\text{XeH}$	$140,144 \pm 17$	$130,905076 \pm 17$	
	$\text{C}_8\text{H}_6\text{NO} - ^{131}\text{XeH}$	$132,058 \pm 16$	$130,905056 \pm 16$	
	$^{131}\text{XeH} - ^{132}\text{Xe}$	$8,755 \pm 5$	$130,905060 \pm 10$	
	$^{132}\text{Xe} - ^{131}\text{Xe}$	$999,064 \pm 29$	$130,905066 \pm 30$	
	$^{132}\text{XeH} - ^{131}\text{XeH}$	$999,065 \pm 27$	$130,905065 \pm 28$	
	$^{132}\text{XeH} - ^{131}\text{Xe}$	$2006,909 \pm 37$	$130,905046 \pm 38$	
	$^{132}\text{Xe}$	$\text{C}_{10}\text{H}_{12} - ^{132}\text{Xe}$	$189,773 \pm 6$	
$\text{C}_9^{13}\text{CH}_{12} - ^{132}\text{XeH}$		$185,314 \pm 19$	$131,904116 \pm 19$	
$\text{C}_9\text{H}_{10}\text{N} - ^{132}\text{Xe}$		$177,189 \pm 17$	$131,904135 \pm 17$	
$\text{C}_9\text{H}_8\text{O} - ^{132}\text{Xe}$		$153,387 \pm 19$	$131,904128 \pm 19$	
$\text{C}_9\text{H}_9\text{O} - ^{132}\text{XeH}$		$153,371 \pm 16$	$131,904144 \pm 16$	
$\text{C}_8^{13}\text{CH}_7\text{O} - ^{132}\text{Xe}$		$148,928 \pm 16$	$131,904117 \pm 16$	
$\text{C}_8\text{H}_6\text{NO} - ^{132}\text{Xe}$		$140,794 \pm 17$	$131,904145 \pm 17$	
$\text{C}_8\text{H}_7\text{NO} - ^{132}\text{XeH}$		$140,792 \pm 17$	$131,904147 \pm 17$	
$\text{C}_8\text{H}_4\text{O}_2 - ^{132}\text{Xe}$		$117,014 \pm 19$	$131,904116 \pm 19$	
$^{134}\text{Xe}$	$\text{C}_{10}\text{H}_{14} - ^{134}\text{Xe}$	$204,186 \pm 17$	$133,905364 \pm 17$	$133,905378 \pm 4(8)$
	$\text{C}_{10}\text{H}_{15} - ^{134}\text{XeH}$	$204,169 \pm 16$	$133,905381 \pm 16$	
	$\text{C}_8\text{H}_8\text{NO} - ^{134}\text{Xe}$	$155,224 \pm 16$	$133,905365 \pm 16$	
	$\text{C}_8\text{H}_9\text{NO} - ^{134}\text{XeH}$	$155,202 \pm 16$	$133,905387 \pm 16$	
	$\text{C}_8\text{H}_7\text{O}_2 - ^{134}\text{XeH}$	$131,373 \pm 17$	$133,905407 \pm 17$	
	$^{134}\text{Xe} - ^{132}\text{XeH}$	$993,434 \pm 25$	$133,905389 \pm 26$	
	$^{134}\text{Xe} - ^{132}\text{Xe}$	$2001,234 \pm 20$	$133,905364 \pm 21$	
	$^{134}\text{Xe} - ^{131}\text{XeH}$	$1992,486 \pm 20$	$133,905372 \pm 21$	
	$^{134}\text{XeH} - ^{132}\text{XeH}$	$2001,232 \pm 45$	$133,905362 \pm 46$	

## Окончание табл. I

Изотоп	Дублет	Значение дублета	Масса изотопа	Среднее значение массы
$^{136}\text{Xe}$	$\text{C}_{10}\text{H}_{16} - ^{136}\text{Xe}$	$217,980 \pm 17$	$135,907220 \pm 17$	$135,907202 \pm 6(8)$
	$\text{C}_{10}\text{H}_{17} - ^{136}\text{XeH}$	$217,989 \pm 17$	$135,907211 \pm 17$	
	$\text{C}_8\text{H}_{10}\text{NO} - ^{136}\text{Xe}$	$169,058 \pm 18$	$135,907181 \pm 18$	
	$\text{C}_7^{13}\text{CH}_9\text{NO} - ^{136}\text{Xe}$	$164,585 \pm 16$	$135,907184 \pm 16$	
	$\text{C}_8\text{H}_8\text{O}_2 - ^{136}\text{Xe}$	$145,203 \pm 17$	$135,907227 \pm 17$	
	$^{136}\text{Xe} - ^{134}\text{XeH}$	$993,965 \pm 27$	$135,907168 \pm 28$	
	$^{136}\text{Xe} - ^{134}\text{Xe}$	$2001,847 \pm 30$	$135,907225 \pm 31$	
	$^{136}\text{XeH} - ^{134}\text{XeH}$	$2001,810 \pm 27$	$135,907188 \pm 28$	

В табл.2 (колонка 2) приведены значения всех масс стабильных изотопов, измеренных в настоящей работе. Для каждого изотопа указаны две погрешности: в скобках - расчетная величина, полученная при обработке экспериментальных значений для данной массы, а перед ней - принятая величина погрешности. В следующих столбцах приводятся экспериментальные масс-спектроскопические значения аналогичных масс, имеющихся в литературе [3-5, 12-14].

Таблица 2

Масса изотопа по данным разных авторов, а.е.м.

Изотоп	Данные работ		
	настоящей	[3,4,12-14]	[5]
$^{103}\text{Rh}$	$102,905516 \pm 8(2)$	-	$102,905509 \pm 4$
$^{102}\text{Pd}$	$101,905605 \pm 8(6)$	$101,904870 \pm 80$ [12]	$101,905624 \pm 19$
$^{104}\text{Pd}$	$103,904006 \pm 8(3)$	$103,903290 \pm 100$ [12]	$103,903985 \pm 10$
$^{105}\text{Pd}$	$104,905070 \pm 8(4)$	$104,904830 \pm 140$ [12]	$104,905066 \pm 14$
$^{106}\text{Pd}$	$105,903486 \pm 8(3)$	$105,902920 \pm 180$ [12]	$105,903483 \pm 5$
$^{108}\text{Pd}$	$107,903904 \pm 8(2)$	$107,903480 \pm 100$ [12]	$107,903883 \pm 6$
$^{110}\text{Pd}$	$109,905171 \pm 8(3)$	$109,904490 \pm 120$ [12]	$109,905157 \pm 10$
$^{107}\text{Ag}$	$106,905086 \pm 8(2)$	-	$106,905085 \pm 4$
$^{109}\text{Ag}$	$108,904754 \pm 8(2)$	-	$108,904749 \pm 4$
$^{106}\text{Cd}$	$105,906449 \pm 8(7)$	$105,905940 \pm 140$ [12]	$105,906458 \pm 3$
$^{108}\text{Cd}$	$107,904199 \pm 8(3)$	$107,904080 \pm 100$ [12]	$107,904181 \pm 4$
$^{110}\text{Cd}$	$109,902989 \pm 8(4)$	$109,903410 \pm 120$ [12]	$109,902998 \pm 5$
$^{111}\text{Cd}$	$110,904175 \pm 8(3)$	$110,904290 \pm 80$ [12]	$110,904184 \pm 4$
$^{112}\text{Cd}$	$111,902751 \pm 8(3)$	$111,903060 \pm 100$ [12]	$111,902752 \pm 5$
$^{113}\text{Cd}$	$112,904397 \pm 8(3)$	$112,904480 \pm 90$ [12]	$112,904401 \pm 4$
$^{114}\text{Cd}$	$113,903362 \pm 8(2)$	$113,903560 \pm 130$ [12]	$113,903357 \pm 5$
$^{116}\text{Cd}$	$115,904751 \pm 8(3)$	$115,905000 \pm 120$ [12]	$115,904760 \pm 3$
$^{113}\text{In}$	$112,904039 \pm 8(3)$	$112,904320 \pm 100$ [12]	$112,904108 \pm 9$
$^{115}\text{In}$	$114,903845 \pm 8(2)$	$114,903620 \pm 100$ [12]	$114,903863 \pm 8$
$^{112}\text{Sn}$	$111,904815 \pm 8(6)$	-	$111,904812 \pm 10$
$^{115}\text{Sn}$	$114,903335 \pm 8(6)$	$114,903360 \pm 250$ [12]	$114,903349 \pm 6$
$^{114}\text{Sn}$	$113,902784 \pm 8(3)$	-	$113,902763 \pm 9$
$^{116}\text{Sn}$	$115,901743 \pm 8(4)$	$115,902200 \pm 160$ [12]	$115,901737 \pm 6$
	-	$115,901747 \pm 7$ [3,4]	-
	-	$115,901679 \pm 50$ [13]	-
$^{117}\text{Sn}$	$116,902954 \pm 8(5)$	$116,903110 \pm 90$ [12]	$116,902944 \pm 8$
	-	$116,902963 \pm 6$ [3,4]	-
	-	$116,902940 \pm 40$ [13]	-

Изотоп	Данные работ		
	настоящей	[3,4,12-14]	[5]
$^{118}\text{Sn}$	II7,901613 $\pm$ 8(4)	II7,902080 $\pm$ 220 [12]	II7,901601 $\pm$ 6
	-	II7,901611 $\pm$ 6 [3,4]	-
	-	II7,901448 $\pm$ 45 [13]	-
$^{119}\text{Sn}$	II8,903313 $\pm$ 8(3)	II8,903160 $\pm$ 110 [12]	II8,903298 $\pm$ 6
	-	II8,903320 $\pm$ 5 [3,4]	-
	-	II8,903150 $\pm$ 40 [13]	-
$^{120}\text{Sn}$	II9,902195 $\pm$ 8(3)	II9,902190 $\pm$ 70 [12]	II9,902186 $\pm$ 9
	-	II9,902207 $\pm$ 5 [3,4]	-
	-	II9,902077 $\pm$ 45 [13]	-
$^{122}\text{Sn}$	I21,903416 $\pm$ 8(5)	I21,903470 $\pm$ 140 [12]	I21,903428 $\pm$ 8
	-	I21,903453 $\pm$ 6 [3,4]	-
	-	I21,903180 $\pm$ 40 [13]	-
$^{124}\text{Sn}$	I23,905263 $\pm$ 8(3)	I23,905240 $\pm$ 100 [12]	I23,905264 $\pm$ 9
	-	I23,905287 $\pm$ 7 [3,4]	-
	-	I23,905025 $\pm$ 70 [13]	-
$^{121}\text{Sb}$	I20,903815 $\pm$ 8(2)	I20,903822 $\pm$ 6 [3,4]	I20,903811 $\pm$ 4
	-	I20,903652 $\pm$ 40 [13]	-
$^{123}\text{Sb}$	I22,904184 $\pm$ 8(2)	I22,904215 $\pm$ 5 [3,4]	I22,904214 $\pm$ 4
	-	I22,903938 $\pm$ 50 [13]	-
$^{120}\text{Te}$	II9,904032 $\pm$ 8(5)	II9,904510 $\pm$ 150 [12]	II9,904017 $\pm$ 9
$^{122}\text{Te}$	I21,903048 $\pm$ 8(4)	I21,902910 $\pm$ 80 [12]	I21,903045 $\pm$ 9
$^{123}\text{Te}$	I22,904284 $\pm$ 8(4)	I22,904340 $\pm$ 400 [12]	I22,904256 $\pm$ 16
$^{124}\text{Te}$	I23,902829 $\pm$ 8(4)	I23,903120 $\pm$ 100 [12]	I23,902814 $\pm$ 13
$^{125}\text{Te}$	I24,904435 $\pm$ 8(2)	I24,904620 $\pm$ 320 [12]	I24,904438 $\pm$ 6
$^{126}\text{Te}$	I25,903310 $\pm$ 8(4)	I25,903870 $\pm$ 60 [12]	I25,903326 $\pm$ 9
$^{128}\text{Te}$	I27,904449 $\pm$ 8(2)	I27,905560 $\pm$ 120 [12]	I27,904486 $\pm$ 9
$^{130}\text{Te}$	I29,906225 $\pm$ 8(3)	I29,906960 $\pm$ 80 [12]	I29,906226 $\pm$ 10
$^{127}\text{I}$	I26,904453 $\pm$ 8(4)	I26,904660 $\pm$ 120 [12]	I26,904471 $\pm$ 5
$^{124}\text{Xe}$	I23,905947 $\pm$ 8(4)	I23,906110 $\pm$ 70 [12]	-
$^{126}\text{Xe}$	I25,904275 $\pm$ 8(7)	I25,904450 $\pm$ 140 [12]	I25,904303 $\pm$ 45
$^{128}\text{Xe}$	I27,903519 $\pm$ 8(6)	I27,903520 $\pm$ 70 [12]	I27,903529 $\pm$ 4
$^{129}\text{Xe}$	I28,904761 $\pm$ 8(3)	I28,904780 $\pm$ 120 [12]	I28,904779 $\pm$ 4
$^{130}\text{Xe}$	I29,903506 $\pm$ 8(3)	I29,903440 $\pm$ 100 [12]	I29,903503 $\pm$ 5
	-	I29,903510 $\pm$ 30 [14]	-
$^{131}\text{Xe}$	I30,905061 $\pm$ 8(2)	I30,904840 $\pm$ 420 [12]	I30,905080 $\pm$ 4
	-	I30,905080 $\pm$ 40 [14]	-
$^{132}\text{Xe}$	I31,904130 $\pm$ 8(3)	I31,903940 $\pm$ 130 [12]	I31,904156 $\pm$ 4
	-	I31,904170 $\pm$ 50 [14]	-
$^{134}\text{Xe}$	I33,905378 $\pm$ 8(4)	I33,905180 $\pm$ 120 [12]	I33,905390 $\pm$ 4
	-	I33,905410 $\pm$ 50 [14]	-
$^{136}\text{Xe}$	I35,907202 $\pm$ 8(6)	I35,906960 $\pm$ 110 [12]	I35,907213 $\pm$ 5
	-	I35,907210 $\pm$ 25 [14]	-

В работе [12] охвачен практически весь диапазон масс исследуемой области (от  $^{102}\text{Pd}$  до  $^{136}\text{Xe}$ ). В этих исследованиях для измерений использовали масс-спектрометр с разрешающей способностью около 10000. Малая разрешающая способность, использование в измерениях многократно ионизованных атомов и отсутствие контроля согласованности результатов привели к тому, что данные этой работы значительно отличаются не только от результатов настоящей работы, но и от других данных, получен-

ных в той же лаборатории [5,8,14]. Погрешности измерений в работе [12] равны в основном 50-180 мк а.е.м.

Сравнение значений масс, полученных в настоящей работе, с величинами масс из работы [12] показывает, что согласия между этими данными практически не получено (см. табл.2). Несмотря на относительно большие погрешности измерений в работе [12], расхождения в данных в большинстве случаев превышают суммарную погрешность измерений в несколько раз и равны по абсолютной величине 500-700 мк а.е.м. ( $^{102}\text{Pd}$ ,  $^{110}\text{Pd}$ ,  $^{116}\text{Sn}$ ,  $^{120}\text{Te}$  и др.), достигая для  $^{128}\text{Te}$  величины приблизительно 1100 мк а.е.м. при средней суммарной погрешности измерений около 120 мк а.е.м. При этом следует подчеркнуть, что некоторые малораспространенные и, следовательно, наиболее трудноизмеримые изотопы ( $^{103}\text{Rh}$ ,  $^{114}\text{Sn}$ ,  $^{123}\text{Sb}$  и др.) в этой работе вообще не измерялись. Работы [3,4,13,14] являются менее полными и не описывают всего диапазона измеряемых масс. Однако для тех масс, которые измерены в каждой из этих работ, ситуация примерно такая же, как и в работе [12]. Исключением является несколько значений из работ [4,14].

Наиболее полной для исследуемого диапазона масс является работа [5]. Значения масс изотопов, полученные в этой работе, значительно лучше совпадают с результатами настоящей работы в пределах суммарной погрешности измерений. Расхождения в значениях масс  $^{108}\text{Pd}$ ,  $^{108}\text{Cd}$ ,  $^{114}\text{Sn}$ ,  $^{123}\text{Te}$ ,  $^{127}\text{I}$ , несколько превышающие суммарную погрешность измерений, можно считать допустимыми, так как в обеих работах погрешности измерений считаются как статистические. Как видно из данных табл.2, абсолютные величины расхождений и значения суммарной погрешности измерений в данном сравнении во много раз меньше, чем в первом. Расхождения не являются систематическими: они не зависят от величины массы, знакопеременны и носят случайный характер. Тем не менее анализ данных табл.2 показывает, что и в этом диапазоне масс имеются четыре расхождения, превышающие по величине суммарную погрешность измерений более чем в 2 раза. Аналогичные расхождения встречались и ранее [6,7]. В настоящей работе такие расхождения имеются на массах  $^{113}\text{In}$  ( $69 \pm 17$ ),  $^{123}\text{Sb}$  ( $30 \pm 12$ ),  $^{128}\text{Te}$  ( $37 \pm 17$ ) и  $^{132}\text{Xe}$  ( $26 \pm 12$ ) мк а.е.м. Расхождение на массе  $^{126}\text{Xe}$  также довольно значительно (28 мк а.е.м.), однако оно перекрывается большой погрешностью измерения в работе [5].

В настоящей работе каждая из этих масс получена как среднее из большого числа независимых дублетных измерений ( $^{113}\text{In}$  из 5,  $^{123}\text{Sb}$  из 21,  $^{128}\text{Te}$  из 10,  $^{132}\text{Xe}$  из 9). Каждая из этих масс связана "изотопными" дублетами с рядом стоящими изотопами данного элемента и изотопами соседних элементов. На них расхождений не наблюдается. С другой стороны, в работе [5] измерение каждой из этих масс проведено с использованием только одного дублета, причем эталонные линии во всех случаях осколочного происхождения. Следовательно, контрольных измерений на этих массах практически не проводилось. Все это позволяет считать, что массы указанных изотопов в настоящей работе измерены более надежно, чем в работе [5]. Расхождения же в значениях масс, превышающие более чем в 2 раза суммарную погрешность измерений, вызваны или систематическими погрешностями при измерении масс изотопов  $^{113}\text{In}$ ,  $^{123}\text{Sb}$ ,  $^{128}\text{Te}$  и  $^{132}\text{Xe}$ , или необоснованно малыми статистическими погрешностями измерений в работе [5].

Вопрос о природе расхождений в значениях масс некоторых изотопов, измеренных с помощью масс-спектроскопической методики, наряду с хорошим совпадением данных на большинстве изотопов достаточно подробно обсуждался ранее [6,7]. Сравнение данных по нескольким диапазонам масс указывает на присутствие при измерении масс некоторых изотопов невыясненных систематических погрешностей на уровне 30-70 кэВ. Их относительная редкость и отсутствие закономерности в отклонениях затрудняют выяснение причин этих расхождений.

Мы считаем, что одним из наиболее перспективных путей исключения таких возможных систематических погрешностей является контроль полученных данных на "внутреннее" согласие, т.е. измерение массы изотопа с применением в дублетах эталонных линий различного содержания и происхождения. Развивая этот метод, можно составить замкнутые циклы как внутри пляды всех изотопов одного элемента, так и нескольких элементов между собой с помощью естественных и специально образованных "изотопных" дублетов. Таким образом, величина каждого дублета проверяется большим числом экспериментальных данных (полученных на том же аппарате в аналогичных условиях), независимых между собой.

Разумеется, наличие более широкого экспериментального материала, полученного как масс-спектроскопическим, так и ядерным путем с относительной погрешностью около 1-5 кэВ, будет способствовать исключению этих расхождений.

#### Список литературы

1. Кравцов В.А. Массы атомов и энергии связи ядер. М.: Атомиздат, 1965.
2. Warstra A.H., Vos K. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1977, v.20, N 1.
3. Barber R.C., Bishop R.L. e.a. Can. J. Phys., 1962, v.40, p.1496.
4. Barber R.C., Cambey L.A. e.a. Phys.Rev.Letters, 1962, v.9, p.16.
5. Ries R.R., Damerow R.A., Johnson W.H. Phys.Rev., 1963, v.132, N 4, p.1662, 1673.
6. Демирханов Р.А., Дорохов В.В., Дзюя М.И., Дорохова Г.А. Ядерная физика, 1972, т.15, с.849; 1974, т.19, с.1161; 1976, т.23, с.495; 1978, т.28, с.273; Препринт СФТИ-1, 1981.
7. Демирханов Р.А., Дорохов В.В., Дзюя М.И., Дорохова Г.А. Изв.АН СССР. Сер.физ., 1977, т.41, № 1, с.95.
8. Collins T.L., Johnson W.H., Nier A.O. Phys.Rev., 1954, v.94, p.398.
9. Демирханов Р.А., Гуткин Т.И., Дорохов В.В., Руденко А.Д. Атомная энергия, 1956, т.2, с.21.
10. Демирханов Р.А., Дорохов В.В., Дзюя М.И., Дорохова Г.А. Изв.АН СССР. Сер.физ., 1963, т.41, № 1, с.95.
11. Бодулинский В.К., Игнаточкин А.Е., Хованович А.И., Чуcreев Ф.Е. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1982, вып.2(46), с.31.
12. Halsted R.E. Phys.Rev., 1952, v.88, p.666.
13. Демирханов Р.А., Гуткин Т.И., Самадашвили О.А., Карпенко И.К. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1961, т.25, с.871.
14. Johnson W.H., Nier A.O. Phys.Rev., 1957, v.105, p.1014.

Статья поступила в редакцию 25 мая 1984 г.

УДК 539.163

ВАРИАЦИИ ПОСТОЯННОЙ РАСПАДА 26-МИНУТНОГО ИЗОМЕРА  $^{235}\text{Pu}$  И НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ КРИВЫХ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА/В.И.Жудов, В.М.Кулаков, Б.В.Одинов, А.Д.Панов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1984, вып.4(58), с.3-11.

Разработана методика разделения на компоненты сложной кривой радиоактивного распада, представляющей собой сумму двух кривых с близкими постоянными распада. Определена смещенность оценки постоянной распада  $\lambda$  с помощью метода наименьших квадратов по логарифму исходной кривой. Предложен прямой нелинейный метод наименьших квадратов и показано, что его смещенность мала. С помощью разработанной методики определено различие периодов полураспада изомера  $^{235}\text{Pu}$ , введенного в  $\text{UO}_2$  и  $\text{UO}_3$  соответственно (рис.1, табл.1, список лит. - 10 назв.).

УДК 519.245:539.172.6

АНАЛИЗ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО ИНТЕГРАЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ВЫХОДУ НЕЙТРОНОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПРОТОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ/В.Д.Казарницкий. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1984, вып.4(58), с.11-16.

Описаны вычисления методом Монте-Карло выхода нейтронов, полученных бомбардировкой урановых мишеней высокоэнергетическими протонами. Каскад вторичных частиц моделировался с помощью программы MAVS-4. Перенос низкоэнергетических нейтронов вычислялся по программе MMR22. Взаимодействие программ при расчете отражает процесс преобразования высокоэнергетических частиц в интенсивное низкоэнергетическое излучение, происходящий в материале мишени. Полученные расхождения с экспериментом в большинстве случаев находятся в пределах экспериментальной погрешности. Обсуждаются проблемы, возникающие при взаимодействии двух программ, а также упрощающие предположения, использованные для ускорения расчетов (рис.3, список лит. - 11 назв.).

УДК 539.172.12

ОЦЕНЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ПОЛНЫХ И ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРОТОНОВ С ЯДРАМИ  $^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Li}$  [РЕАКЦИИ  $^6\text{Li}(p,\alpha)^3\text{He}$ ,  $^6\text{Li}(p,n)^6\text{Be}$ ,  $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ ,  $^7\text{Li}(p,\alpha)^4\text{He}$ ] /С.Н.Абрамович, Б.Я.Гужовский, В.А.Жеребцов, А.Г.Звенигородский. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1984, вып.4(58), с.17-33.

Цель работы - получение оцененных (рекомендованных) значений полных и дифференциальных сечений взаимодействия протонов с ядрами  $^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Li}$  в широком диапазоне энергий. Для этого были выполнены компиляция и оценка данных по реакциям  $^6\text{Li}(p,\alpha)^3\text{He}$ ,  $^7\text{Li}(p,\alpha)^4\text{He}$ ,  $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$  и  $^6\text{Li}(p,x)n$ . Обработка функций возбуждения полных сечений проводилась с использованием метода сплайнов с учетом систематических и случайных ошибок, приписываемых данным разных авторов. Для первых трех перечисленных выше реакций анализировались также угловые распределения с целью получения коэффициентов при полиномах Лежандра. Результаты оценки приведены в виде графиков и таблиц. Для случая функций возбуждения полных сечений получен также доверительный интервал оцененных значений в предположении 67% уровня значимости. Для оценки использовались все доступные авторам данные на конец 1981 г., начало 1982 г. (рис.5, табл.12, список лит. - 44 назв.)

УДК 539.143

КАЛИБРОВочНЫЕ КОНСТАНТЫ ИЗОМЕРНЫХ СДВИГОВ МЁССБАУЭРОВСКИХ ЯДЕР/  
Л.М.Даутов, Б.Д.Журкабаев, Д.К.Каипов. - Вопросы атомной науки и  
техники. Сер. Ядерные константы, 1984, вып.4(58), с.33-36.

Представлены результаты калибровки изомерных сдвигов ЯГР-спек-  
тров практически для всех мёссбауэровских ядер, полученных в еди-  
ном подходе по расширенному методу отношений изомерных сдвигов с  
учетом твердотельных и ковалентных эффектов. Показаны надежность  
и устойчивость использованного подхода (табл.1, список лит. -  
10 назв.).

УДК 539.163:546.669

ЯДЕРНО-СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ КОНСТАНТЫ РАСПАДА  $^{171}\text{Lu} \rightarrow ^{171}\text{Yb}$ /  
Б.С.Джелепов, И.Ф.Учеваткин, С.А.Шестопалова. - Вопросы атомной на-  
уки и техники. Сер. Ядерные константы, 1984, вып.4(58), с. 36-53.

Критически проанализированы экспериментальные данные о энергиях  
и относительных интенсивностях  $\beta$ -переходов и электронов внутрен-  
ней конверсии, возникающих при распаде  $^{171}\text{Lu} \rightarrow ^{171}\text{Yb}$ . Приведены  
рекомендованные значения этих величин. К настоящему времени в рас-  
паде  $^{171}\text{Lu}$  обнаружено 143 перехода. Интенсивности измерены для 99  
 $\beta$ -переходов и 129 К-конверсионных линий. Коэффициенты конверсии  
 $\alpha_K$  определены для 71 перехода. Необходимы уточнения для переходов,  
обнаруженных или только в конверсионном, или в  $\beta$ -спектрах (рис.2,  
табл.8, список лит. - 15 назв.).

УДК 539.163:546.669

ЗНАЧЕНИЯ ЯДЕРНО-СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ КОНСТАНТ РАСПАДА  $^{172}\text{Lu} \rightarrow ^{172}\text{Yb}$ /  
Б.С.Джелепов, И.Ф.Учеваткин, С.А.Шестопалова. - Вопросы атомной на-  
уки и техники. Сер. Ядерные константы, 1984, вып.4(58), с.54-67.

Проанализированы экспериментальные данные, опубликованные после  
обзора [2]. Приведены рекомендуемые значения энергий переходов, от-  
носительных интенсивностей  $\beta$ -излучения и электронов внутренней  
конверсии на К-оболочке. Полный список включает 211 переходов, об-  
наруженных к настоящему времени в распаде  $^{172}\text{Lu}$  (из них 45 - новые).  
Интенсивности измерены только для 170  $\beta$ -переходов и 178 К-конвер-  
сионных линий. Коэффициенты конверсии  $\alpha_K$  определены для 138 пере-  
ходов (16 значений новых, остальные уточнены). Сделан вывод о не-  
обходимости уточнения, особенно для переходов, обнаруженных либо  
в конверсионном, либо в  $\beta$ -спектре (рис.2, табл.2, список лит. -  
17 назв.).

УДК 539.183.2

МАСС-СПЕКТРОГРАФИЧЕСКОЕ ИЗМЕРЕНИЕ МАСС ИЗОТОПОВ В ОБЛАСТИ ОТ РОДИЯ ДО КСЕНОНА ( $103 \leq A \leq 136$ ) / [Р.А. Демидханов], В.В. Дорохов, М.И. Дзюя, Г.Л. Дорохова. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1984, вып.4(58), с.67-82.

Масс-спектрографическим методом измерены массы всех стабильных изотопов родия, палладия, серебра, кадмия, индия, олова, сурьмы, теллура, йода и ксенона. Измерения проводили дублетным методом. В качестве эталонов использовали органические соединения разного состава и их фрагменты. Массу каждого изотопа измеряли на основе 4 - 15 дублетов различного состава и происхождения. Согласованность полученных данных контролировали измерением естественных и специально образованных "изотопных" дублетов и системами замкнутых циклов с "нулевой" погрешностью. В работе измерено 412 основных дублетов; с их помощью определены массы 49 изотопов в исследуемой области. Относительная точность измерений около  $1 \cdot 10^{-7}$  (табл.2, список лит. - 14 назв.).

Редакторы Г.В.Зубова, Н.С.Овсянникова  
Технический редактор С.И.Халиллулина  
Корректоры М.А.Макеева, Е.М.Спиридонова

Подписано в печать 26.11.84. Т-23014. Формат 60x84 1/8.  
Печать офсетная. Печ.л. 11,0. Уч.-изд.л.10,0. Тираж 370 экз.  
Индекс 3645. 7 статей. Зак.тип. №1151

Отпечатано в ЦНИИАтоминформе  
127434, Москва, ас/яц 971

1 р. 50 к.

Индекс 3645

Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1984, вып. 4(58), 1-82.