

ПРЕЦИЗИОННАЯ СПЕКТРОМЕТРИЯ ИЗЛУЧЕНИЙ РАДИОАКТИВНЫХ НУКЛИДОВ С ПОМОЩЬЮ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Ц. Вылов, Б. П. Осипенко, В. М. Чужин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Описываются методы регистрации γ -квантов, электронов внутренней конверсии и α -частиц радиоактивных нуклидов при помощи полупроводниковых детекторов. Рассмотрены эффекты, искажающие форму аппаратурного спектра. Изложена методика измерения энергий и относительных интенсивностей моноэнергетических излучений. Построен полный набор нормалей энергий и относительных интенсивностей γ -квантов, а также КВК.

The technique of registration of the γ -rays, internal conversion electrons and α -particles from radioactive nucleides with semiconductor detectors has been described. Effects distorting the form of the apparatus spectrum are examined. The technique of measurement of the monoenergetic radiation energy and relative intensity has been described. A complete set of γ -ray energies, relative intensity and ICC standards is given.

ВВЕДЕНИЕ

Распределение излучений, испускаемых радиоактивными нуклидами, по энергии называют истинным спектром. Распределение сигналов от детекторов по амплитудам называют аппаратурным спектром. Связь между аппаратурным и истинным спектрами описывается интегральным уравнением Фредгольма первого

$$N(V) = \int \Phi(E) G(E, V) dE, \quad (1)$$

где E — энергия регистрируемого излучения; $\Phi(E)$ — функция истинного распределения излучения; $G(E, V)$ — вероятность того, что излучение с энергией E при попадании в детектор создаст сигнал V (аппаратурная функция, функция отклика). Задача измерения состоит в получении $N(V)$ с помощью спектрометра, а затем, зная $G(E, V)$, в нахождении истинного спектра.

Идеальный способ обработки аппаратурного спектра — это решение уравнения (1) и нахождение $\Phi(E)$. Как правило, такой

путь неприменим как из-за трудности экспериментального определения $G(E, V)$, так и из-за некорректности поставленной задачи [1]. Поскольку в ядерной спектроскопии чаще всего исследуются дискретные спектры, в обработке экспериментальных данных применяют модельный подход, т. е. строят математическую

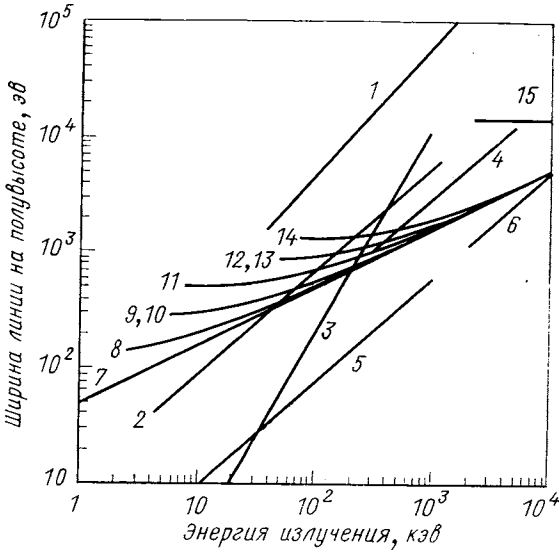


Рис. 1. Зависимость ширины спектральных линий на их полувысоте для различных спектрометров от энергии регистрируемого излучения (в скобках даны значения телесного угла):

- 1 — NaI(Tl); 2 — безжелезный тороидальный, $\Delta p/p = 0,4\%$ (7%); 3 — кристалл дифракционный типа Дюмонда; 4 — магнитный стальной $2\pi\sqrt{2}$, $\Delta p/p = 0,2\%$ (0,015%); 5 — магнитный стальной типа Даныша, $\Delta p/p = 0,04\%$ (0,01%); 6 — магнитный α -спектрограф $\pi\sqrt{2}$, $\Delta p/p = 0,04\%$ (0,04%); 7 — предельное разрешение для Ge при факторе Фано $F = 0,13$; 8 — $25 \text{ мм}^2 \times 5 \text{ мм}$ Ge для измерения рентгеновского излучения; 9 — $200 \text{ мм}^2 \times 5 \text{ мм}$ Ge(Li) для измерения рентгеновского излучения и γ -квантов; 10 — $80 \text{ мм}^2 \times 4 \text{ мм}$ Si(Li) для измерения рентгеновского излучения и γ -квантов (1,5%); 11 — $1,3\text{-см}^3$ Ge(Li) для измерения рентгеновского излучения и γ -квантов (1,5%); 12 — $80 \text{ мм}^2 \times 4 \text{ мм}$ Si(Li) для измерения ЭВК; 13 — $80 \text{ мм}^2 \times 4 \text{ мм}$ Si(Li) в однородном магнитном поле; 14 — 37-см^3 Ge(Li) (1,5%); 15 — $80 \text{ мм}^2 \times 0,5 \text{ мм}$ Si(Au) для измерения α -частиц

модель исследуемого участка спектра и определяют такие значения параметров модели, при которых она наиболее точно аппроксимирует $N(V)$. Существенным условием правомерности такого подхода является обязательное выполнение всех предположений данной модели (например, форма аппаратной линии, форма непрерывного распределения, отсутствие искажающих форму

аппаратурного спектра эффектов и т. п.). Отметим, что в практике физического эксперимента эти условия часто забывают.

Качество спектрометра для измерения излучений радиоактивных нуклидов характеризуется следующими параметрами:

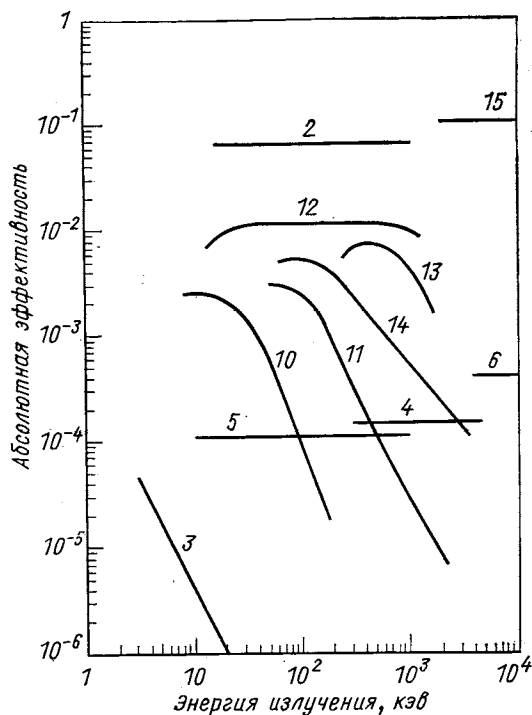


Рис. 2. Зависимость абсолютных эффективностей для разных спектрометров от энергии регистрируемого излучения (обозначения см. к рис. 1)

а) энергетическим разрешением ΔE , т. е. шириной пика полного поглощения на его полувысоте (ΔE обычно выражают в эв, иногда приводят отношение $\Delta E/E$ в %);

б) абсолютной эффективностью ε , т. е. отношением числа импульсов, зарегистрированных в пике полного поглощения, к полному числу частиц (квантов) моноэнергетического излучения, испускаемых источником;

в) избирательностью спектрометра, т. е. отношением вероятностей регистрации исследуемого и сопровождающего излучения.

Ширины спектральных линий на их полувысоте и абсолютные эффективности распространенных типов спектрометров приведены на рис. 1 и 2. Из-за одноканальности или применения низкоэффек-

тивной фотоэмульсионной методики реалистичное сравнение абсолютных эффективностей магнитных бета-спектрометров провести нельзя, поэтому на рис. 2 указана светосила спектрометра. Как видно, спектрометры с ППД обладают сравнительно высоким энергетическим разрешением и большой абсолютной эффективностью, что делает их важнейшими приборами ядерно-спектроскопических исследований.

Ниже рассмотрим вопросы прецизионной спектрометрии моноэнергетических излучений радиоактивных нуклидов с помощью ППД. Термин прецизионность применен в том смысле, что полученные здесь погрешности сравнимы с погрешностями нормалей, относительно которых выполнены сравнительные измерения (абсолютные измерения с помощью ППД невозможны). Создание подобной методики связано с обязательным и полным анализом эффектов, искажающих форму аппаратурного спектра, и с применением полного и согласованного набора нормалей. Как выяснилось, такие наборы отсутствуют, поэтому рассмотрим также вопросы их построения.

1. СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКАЯ АППАРАТУРА

Более десяти лет в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ ведутся работы по разработке и изготовлению полупроводниковых спектрометров. В этот период детекторы на основе Si и Ge практически достигли предела возможного энергетического разрешения. Бурно развивалась и соответствующая аналоговая электроника. Широкое применение ППД в практике физического эксперимента и в ряде прикладных работ позволило некоторым фирмам (ORTEC, «Princeton Gamma Techn.», SAIP и др.) освоить выпуск полных комплектов рентгеновских и гамма-спектрометров, а также детекторов заряженных частиц, работающих при комнатной температуре. Не выпускаются промышленностью только высококачественные бета-спектрометры, позволяющие измерять излучения нуклидов с экспрессной заменой источника без нарушения вакуума в камере детектора.

Структурная схема спектрометра с ППД [2]. Схема спектрометра для исследования энергетического распределения излучений радиоактивных нуклидов представлена на рис. 3. Сигналы от ППД поступают на вход зарядочувствительного преусилителя (ПУ), и, далее, в линейный спектрометрический усилитель (ЛУ). С ЛУ сигналы поступают на восстановитель постоянной составляющей (ВПС) и затем в блок амплитудно-цифрового преобразователя (АЦП). Далее имеем накопление цифровой информации и ее обработку с помощью ЭВМ.

Учитывая все источники шума, для зарядочувствительного ПУ и ЛУ с однократным $CR - RC$ -формированием можно записать [2]:

$$\begin{aligned}
 (\Delta E [\text{эв}])^2 &= (2,354 \sqrt{\varepsilon E F})^2 + (4,52\varepsilon/q)^2 \times \\
 &\times \left\{ \frac{0,6kT}{\tau S} (C_{\text{д}} + C_{\text{вх}} + C_0)^2 + 0,15kTC_{\text{из}}^2 + \right. \\
 &\left. + kT\tau \left[\left(\frac{1}{R_c} + \frac{1}{R_{\text{н}}} \right) + \frac{q}{2kT} (I_{\text{д}} + I_3) \right] \right\} + \Delta_{\text{м}}^2 + \Delta_{\text{ост.}}^2, \quad (2)
 \end{aligned}$$

где F — фактор Фано; $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$, °К; τ — постоянная формирования в ЛУ, сек; ε — энергия образования пары электрон — дырка в ППД, эв; S — крутизна полевого транзистора (ПТ), а/б;

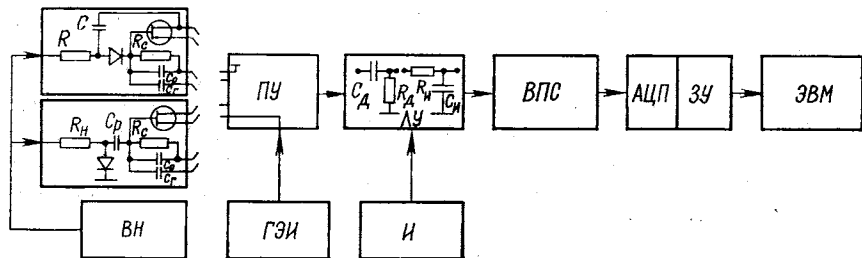


Рис. 3. Структурная схема спектрометров с ППД для исследования излучений радиоактивных нуклидов:

ПУ — предусилитель; ВН — высокое напряжение; ГЭИ — генератор эталонных импульсов; ЛУ — линейный усилитель; И — интенсивитер; ВПС — восстановитель постоянной составляющей; АЦП — аналого-цифровой преобразователь; ЗУ — запоминающее устройство

$C_{\text{д}}$ и C_0 — емкости ППД и обратной связи, ф; $C_{\text{из}}$ — емкость исток-затвор ПТ, ф; $C_{\text{вх}}$ — емкость на входе ПТ, исключая $C_{\text{д}}$ и C_0 , ф; $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ дж · °К — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура, °К; $I_{\text{д}}$ — обратный ток ППД, а; I_3 — ток затвора ПТ, а; $\Delta_{\text{м}}$ — разрешение, обусловленное микрофонными шумами, эв; $\Delta_{\text{ост}}$ — разрешение, связанное с шумом всех последующих электронных блоков. Здесь не учтен вклад эффекта захвата носителей заряда.

Из выражения (2) вытекают все требования, которые предъявляются к элементам спектрометра: необходимость охлаждения ППД ($I_{\text{д}}$ уменьшается); необходимость увеличения (или даже исключения для некоторых типов ПУ, см. рис. 3) значений R_c и $R_{\text{н}}$; необходимость уменьшения $C_{\text{д}}$ (или за счет площади, или за счет глубины чувствительного слоя); необходимость применения ПТ с большой крутизной S .

Минимальное значение шумов получается при $\tau_{\text{опт}} = \tau_{\text{инт}} = \tau_{\text{дифф}}$, где $\tau_{\text{инт}}$ — постоянная интегрирования ЛУ; $\tau_{\text{дифф}}$ — постоянная дифференцирования ЛУ. Тогда

$$\tau_{\text{опт}} [\text{сек}] = \left\{ \frac{0,6 (C_{\text{д}} + C_{\text{вх}} + C_0)^2 + 0,15 C_{\text{из}}^2}{S/R_{\text{н}} + S/R_c + (I_{\text{д}} + I_3) S q / 2kT} \right\}^{1/2} \quad (3)$$

Если $\tau > \tau_{\text{опт}}$, то преобладают параллельные шумы ($I_{\text{д}}$, $I_{\text{з}}$, $R_{\text{с}}$, $R_{\text{н}}$), если $\tau < \tau_{\text{опт}}$ — последовательные шумы ($C_{\text{д}}$, $C_{\text{вх}}$, $C_{\text{о}}$, $C_{\text{из}}$, S). Понижение параллельных шумов увеличивает $\tau_{\text{опт}}$ и улучшает разрешение. При этом нужно помнить, что часто $\tau_{\text{опт}}$ не совпадает с расчетным значением τ входного сигнала АЦП и тогда для согласования следует применить схему удлинения. В то же время ухудшаются загрузочные характеристики спектрометров из-за наложения. Изменение значения сигнала/шум за счет кратности интегрирования и дифференцирования можно найти в сравнительных таблицах, например, в работе [3].

Отметим противоречивость требований к значениям $R_{\text{с}}$ и к схеме подключения ППД — ПУ в зависимости от значения сигнал/шум и загрузочных характеристик. Действительно, для гальванического подключения ППД — ПУ мгновенное значение падения напряжения на $R_{\text{с}}$ [3]:

$$U_{\text{с. макс}} = (Qn + I_{\text{д}}) R_{\text{с}} + 3 \left(\frac{Q}{C_0} \right) \sqrt{n\tau_c/2}, \quad (4)$$

где $Q = qE/\varepsilon$; $\tau_c = R_{\text{с}}C_0$; n — скорость регистрации частиц в 1 сек. Очевидно, что загрузку спектрометра можно увеличить

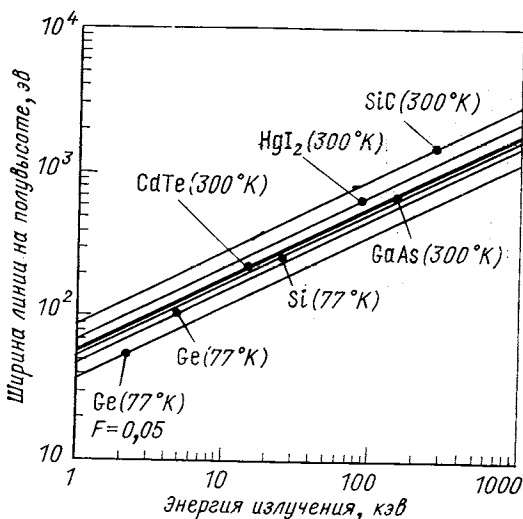


Рис. 4. Зависимость предельного энергетического разрешения различных ППД от энергии регистрируемого излучения; принят условно фактор Фано $F = 0,13$

при подключении ППД с помощью разделительного конденсатора (первый член равен нулю).

Полупроводниковые детекторы [2]. Зависимость предельного энергетического разрешения различных ППД от энергии регистрируемого излучения приведена на рис. 4. Хотя к настоящему времени и имеются некоторые достижения в технологии изготовления детекторов из GaAs и CdTe, требованиям ядерно-спектроскопического эксперимента пока удовлетворяют только детекторы из Si и Ge.

Ge(Li)-детекторы. Основное назначение — спектрометрия γ -излучения. Энергетическое разрешение находится на предельном уровне, который допускают статистические флуктуации образования носителей заряда в ППД и собственный уровень шумов электронных блоков. Ge(Li)-детекторы изготавливают различной конфигурации [4]. Исследования показали, что с точки зрения формы спектральной линии и времени сбора носителей существенное значение приобретает однородность электрического поля. Обычно изготавливают детекторы пяти различных конфигураций, которые применяют при решении следующих задач (рис. 5): а) регистрации низкоэнергетических квантов с большим телесным углом; б) прецизионных измерений энергий γ -квантов с исключением эффекта поля [5]; в) измерении спектров γ -квантов с высокой эффективностью, но с худшими временными характеристиками и в присутствии

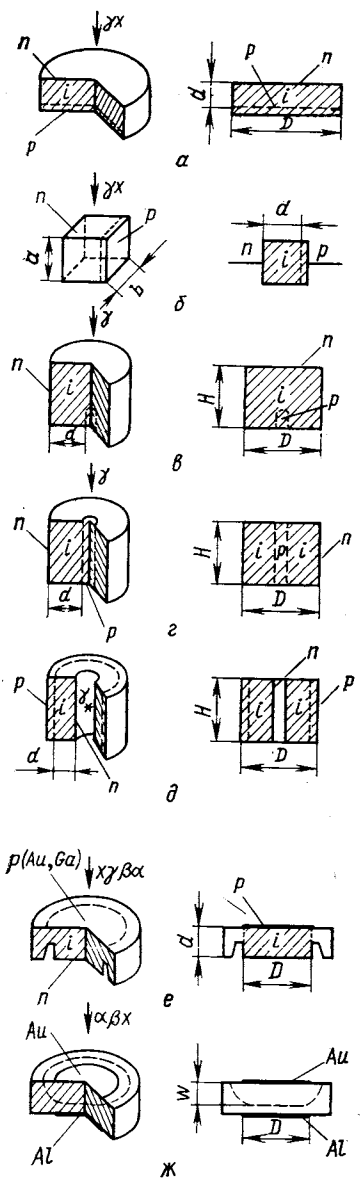


Рис. 5. Конфигурация различных ППД, применяемых в ядерно-спектроскопических экспериментах:

- а — плоскопараллельный Ge(Li), $5 \leq d \leq 18$, $5 \leq D \leq 40$;
- б — плоскопараллельный Ge(Li), $5 \leq d \leq 10$, $8 \leq a \leq 14$, $8 \leq b \leq 14$;
- в — коаксиальный, с одним открытым торцом Ge(Li), $12 \leq d \leq 18$, $38 \leq D \leq 48$, $20 \leq H \leq 40$;
- г — коаксиальный, с двумя открытыми торцами Ge(Li), $12 \leq d \leq 18$, $38 \leq D \leq 48$, $20 \leq H \leq 40$;
- д — коаксиальный, с колодезем Ge(Li), $12 \leq d \leq 18$, $38 \leq D \leq 50$, $30 \leq H \leq 40$;
- е — поверхностно-барьерные Si(Li), Ge(Li, Au), имплантированные Ge(Li), $2 \leq d$ (Si) ≤ 5 , $5 \leq d$ (Ge) ≤ 10 , $5 \leq D \leq 15$;
- ж — поверхностно-барьерные Si(Au), $0,05 \leq W \leq 4$, $6 \leq D \leq 40$

эффекта поля в ППД; г) измерениях спектров γ -квантов с высоким временным разрешением и в отсутствие эффекта поля, но с меньшей эффективностью; д) измерениях спектров γ -квантов слабой активности.

Si (Li)-Детекторы. Основное назначение — спектрометрия β -частиц и γ -квантов. Можно считать, что энергетическое разрешение этих детекторов близко к предельно возможному. Действительно, наилучшее энергетическое разрешение при измерении спектров ЭВК равно 880 эв для $E_e \approx 100$ кэв [6]. Учитывая особенности регистрации β -частиц с энергиями < 100 кэв (роль входного окна, условия сбора заряда носителей, качество источников и т. п.), нельзя ожидать существенного улучшения энергетического разрешения. Трудности имеются также в спектрометрии низкоэнергетических γ -квантов (< 50 кэв) с высоким энергетическим разрешением, когда применяются ПУ с большими значениями R_c или с электронно-оптической (иногда и стоковой) обратной связью. При исследовании радиоактивного распада нуклидов имеется целый ряд сопровождающих излучений (β -частицы, ЭВК, α -частицы, γ -кванты), регистрация которых осуществляется с высокой эффективностью в спектрометрах с тонкими входными окнами. Трудности снятия заряда [см. формулу (4)] с затвора ПТ приводят к большим ограничениям загрузочных характеристик, а также к ухудшению стабильности спектрометра (см. [5, рис. 23]). Поэтому рациональным шагом улучшения качества спектрометра является совершенствование ПУ с резисторной обратной связью.

Параметры и конструкция поверхностно-барьерных Si(Li)-детекторов показаны на рис. 5, е.

Поверхностно-барьерные Si(Au)-детекторы. Основное назначение — спектрометрия α -частиц, низкоэнергетических β -частиц и рентгеновского излучения. Независимо от высокого энергетического разрешения и сравнительно большой толщины чувствительного слоя, которые достижимы на Si(Au)-детекторах, их применение в прецизионной β - и рентгеновской спектрометрии ограничено из-за трудности поддержания постоянства толщины чувствительного слоя, так как она зависит от напряжения смещения и обратных токов в ППД. Последние, со своей стороны, сильно зависят от достигнутого вакуума в системе.

Si(Au)-Детекторы изготавливают из кремния n -типа с удельным сопротивлением 0,5—100 ом·см. Параметры и конструкция показаны на рис. 5, ж. Напомним, что [7]

$$W \approx 0,35 \sqrt{\rho U}, \quad (5)$$

где ρ — удельное сопротивление Si n -типа, ом·см;

U — напряжение смещения, в; W — толщина чувствительного слоя.

В некоторых задачах применяются также поверхностно-барьерные детекторы из кремния p -типа $\text{Si}(\text{Al})$. По отношению к $\text{Si}(\text{Au})$ -детекторам они имеют такие преимущества, как лучшие временные характеристики для случая, если пробег частицы значительно меньше W ; радиационная стойкость; меньшие трудности в изготовлении высокоомного материала. Однако по указанным выше причинам они не нашли применения в прецизионной β - и рентгеновской спектроскопии.

Поверхностно-барьерные Ge(Li, Au)-детекторы [7]. Основное назначение — спектрометрия ЭВК и низкоэнергетических γ -квантов, причем наибольший интерес представляют случаи их одновременного измерения для определения КВК. Ge(Li, Au)-детекторы изготавливают из германия p -типа. Параметры и конструкция показана на рис. 5, e .

Отметим, что на более раннем этапе в этих же задачах разрабатывались имплантированные Ge(Li)-детекторы, которые обладают возможностью спектрометрии α -частиц (см. рис. 15) [8]. К сожалению, большая скорость диффузии лития в Ge и необходимость сохранения времени жизни носителей тока делают невозможным проведение при оптимальных температурах отжига радиационных дефектов, образующихся при имплантации галлия. Это существенно затрудняет дальнейшее улучшение параметров таких детекторов.

Детекторы из сверхчистого германия (Ge). Основное назначение — спектрометрия X - и γ -квантов. Их преимущество по сравнению с Ge(Li)-детекторами в том, что они могут храниться при комнатной температуре и охлаждение необходимо лишь во время работы. В наших экспериментах мы применяем ППД фирмы «Princeton Gamma-Tech». Отметим, что разработанная нами технология изготовления Ge(Li, Au)-детекторов применима и к исходному материалу из сверхчистого германия.

Упаковка детекторов [2] должна обеспечивать оптимальный режим ППД в рабочих условиях [см. формулу (2)]. В зависимости от типа ППД и регистрируемого излучения ее надо проектировать так, чтобы искажения аппаратного спектра были минимальны. Применяемые конструкции показаны на рис. 6. Особое внимание уделялось выбору оптимального температурного режима кристалла и охлаждаемого ПТ. Например, для получения высокого энергетического разрешения малообъемные ППД подключали гальванически к ПТ, и это потребовало испытания различных изоляторов с хорошей теплопроводностью для обеспечения оптимальной температуры кристалла; для улучшения условий охлаждения коаксиальных детекторов и уменьшения температурных градиентов используют крышки из тонкого алюминия; для получения высокого энергетического разрешения существенную роль играет выбор оптимального температурного

режима ПТ; для уменьшения вклада в аппаратурном спектре за счет возбуждения флуоресценции в окружающих ППД материалах оправку следует делать из материала с возможно меньшим Z .

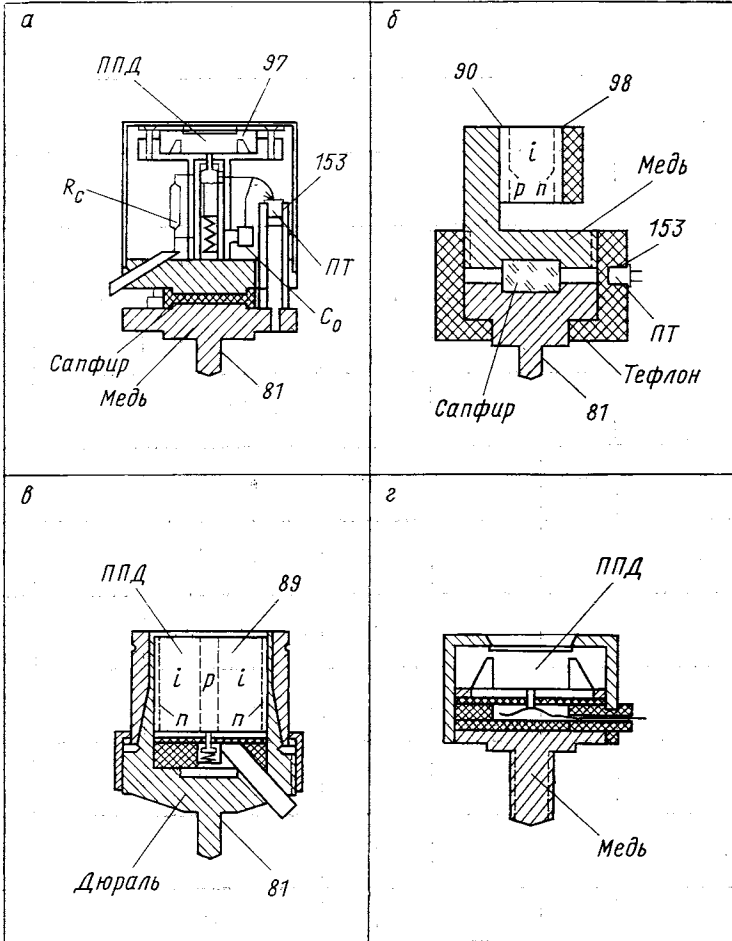


Рис. 6. Характерные упаковки ППД (число — температура, °К; ПТ — полевой транзистор)

Характеристики применяемых в наших экспериментах спектрометров приведены в табл. 1. Для коммерческих детекторов указаны фирма-производитель и ряд известных параметров. Отметим, что характеристики детекторов заряженных частиц в неко-

Характеристики

| № | Детектор | Излучение | Рабочая температура, °К | Геометрия (см. рис. 5) | Параметры | Толщина чувствительного слоя, мм | Напряжение смещения, в |
|----|-------------|----------------|-------------------------|------------------------|--|----------------------------------|------------------------|
| 1 | Si (Au) | α | 300 | ж | $100 \text{ мм}^2 \times 0,5 \text{ мм}$ | 0,5 | 250 |
| 2 | Si (Au) | β | 300 | ж | $80 \text{ мм}^2 \times 2 \text{ мм}$ | 2 | 1000 |
| 3 | Si (Li) | β_x | 77 | e | $80 \text{ мм}^2 \times 4 \text{ мм}$ | 4 | 1500 |
| 4 | Ge (Li, Au) | β_γ | 77 | e | $80 \text{ мм}^2 \times 4 \text{ мм}$ | 4 | 1200 |
| 5 | Si (Li) | x | 77 | e | $80 \text{ мм}^2 \times 4 \text{ мм}$ | 4 | 1500 |
| 6 | Ge | γ | 77 | (ж) | $25 \text{ мм}^2 \times 5 \text{ мм}$ | 5 | 1200 |
| 7 | Ge (Li) | γ | 77 | б | $1,3 \text{ см}^3$ | 8 | 1500 |
| 8 | Ge (Li) | γ | 77 | (e) | $200 \text{ мм}^2 \times 5 \text{ мм}$ | 5 | 1000 |
| 9 | Ge | γ | 77 | (ж) | $300 \text{ мм}^2 \times 7 \text{ мм}$ | 7 | 1500 |
| 10 | Ge (Li) | γ | 77 | a | 11 см^3 | 12 | 2500 |
| 11 | Ge (Li) | γ | 77 | z | 37 см^3 | 15 | 3000 |
| 12 | Ge (Li) | γ | 77 | v | 38 см^3 | 16 | 3000 |
| 13 | Ge (Li) | γ | 77 | с | 50 см^3 | 18 | 3000 |
| 14 | Ge (Li) | γ | 77 | д | 18 см^3 | 8 | 900 |

* П/К — отношение пик/комpton для данного ППД.

Таблица 1

применяемых ПД

| Энергетическое разрешение, кэв | | | | | Область применения, кэв | Изготовитель |
|---|--------------------------------------|---|---|---|-------------------------|--------------|
| $E_{\alpha} \sim$ $\sim 5 \text{ Мэв}$ | $E_e \sim$ $\sim 100 \text{ кэв}$ | $E_{\gamma} \sim$ $\sim 5 \text{ кэв}$ | $E_{\gamma} \sim$ $\sim 100 \text{ кэв}$ | $E_{\gamma} \sim$ $\sim 1,3 \text{ Мэв}$ | | |
| 15 | — | — | — | — | 1000—10000 | ЛЯП, ОИЯИ |
| — | 9 | — | — | — | 200—1000 | ЛЯП, ОИЯИ |
| — | 0,880 | 0,300 | 0,600 | — | 30—3000 3—160 | ЛЯП, ОИЯИ |
| — | 1,3 | 0,400 | 0,600 | 1,65 | 100—4000 20—1000 | ЛЯП, ОИЯИ |
| — | — | 0,290 | 0,550 | — | 5—160 | ЛЯП, ОИЯИ |
| — | — | 0,150 | 0,500 | — | 14—279 | РГТ |
| — | — | — | 0,600 | 1,65 | 14—600 | ЛЯП, ОИЯИ |
| — | — | 0,240 | 0,550 | 1,65 | 14—600 | ОРТЕС |
| — | — | 0,250 | 0,550 | — | 14—600 | РГТ |
| — | — | — | 1,3 | $\frac{2,2}{\text{П/К}} = 10/1$ * | 59—2750 | ЛЯП, ОИЯИ |
| — | — | — | 1,5 | $\frac{2,1}{\text{П/К}} = 20/1$ | 72—2750 | ЛЯП, ОИЯИ |
| — | — | — | 0,9 | $\frac{1,9}{\text{П/К}} = 25/1$ | 59—4000 | ЛЯП, ОИЯИ |
| — | — | — | 1,4 | $\frac{2,1}{\text{П/К}} = 35/1$ | 120—4000 | ОРТЕС |
| — | — | — | 3 | — | 50—1500 | ЛЯП, ОИЯИ |

тором смысле являются усредненными, так как в процессе работы они ухудшались и ППД заменялись.

Конструкции спектрометров [2]. Конструкции спектрометров разрабатывались с учетом особенностей регистрации α -, β -, γ - и X -излучений (рис. 7). Вакуум в камерах спектрометров заря-

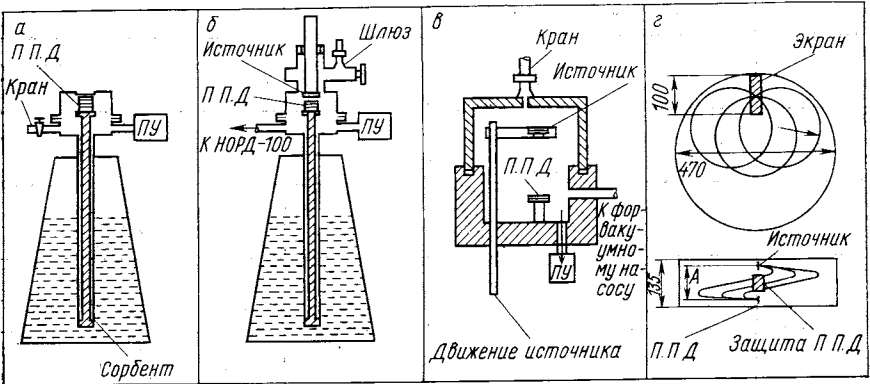


Рис. 7. Конструкции спектрометров для исследования спектров излучения радиоактивных нуклидов

женных частиц создается с помощью системы на базе магнитного электроразрядного насоса НОРД-100. Предусмотрена возможность замены источника без нарушения вакуума в системе. Все применяемые вакуумные уплотнения безмасляные.

Спектрометры β -частиц, рентгеновского излучения и γ -квантов. Оправки с Si(Li)- и Ge(Li)-детекторами монтируют в криостат с хладопроводом и сорбентом, который погружается в стандартный сосуд Дьюара с жидким азотом (см. рис. 7, а). В зависимости от регистрируемого излучения применяют различные материалы для входных окон: майлар ($0,90 \text{ мг/см}^2$), бериллий ($100\text{--}200 \text{ мкм}$), дюраль ($\sim 400 \text{ мкм}$) и нержавеющую сталь ($\sim 200 \text{ мкм}$). Характерные аппаратные спектры показаны на рис. 8—11.

Спектрометры электронов внутренней конверсии. По сравнению с описанными конструкциями здесь внесено единственное изменение: источник без нарушения вакуума заменяется с помощью шлюзовой системы (см. рис. 7, б). Время замены около 3 мин. Держатель источника позволяет изменять расстояние от источника до ППД в пределах $0,5\text{--}20 \text{ см}$. Характерные аппаратные спектры показаны на рис. 12 и 13.

Спектрометры α -частиц. Альфа-спектрометры применяют различной конструкции: для одновременного измерения X -, α -, γ - и β -излучений используют шлюзовую камеру (см. рис. 7, в),

для измерения спектров α -частиц без охлаждения ППД применяется камера, вскрывающаяся при замене источника [винтовое устройство позволяет изменить расстояние источник—ППД в пределах 0,5—5 см без нарушения вакуума (см. рис. 7, в)]; для измерения спектров α -частиц без охлаждения ППД в целях

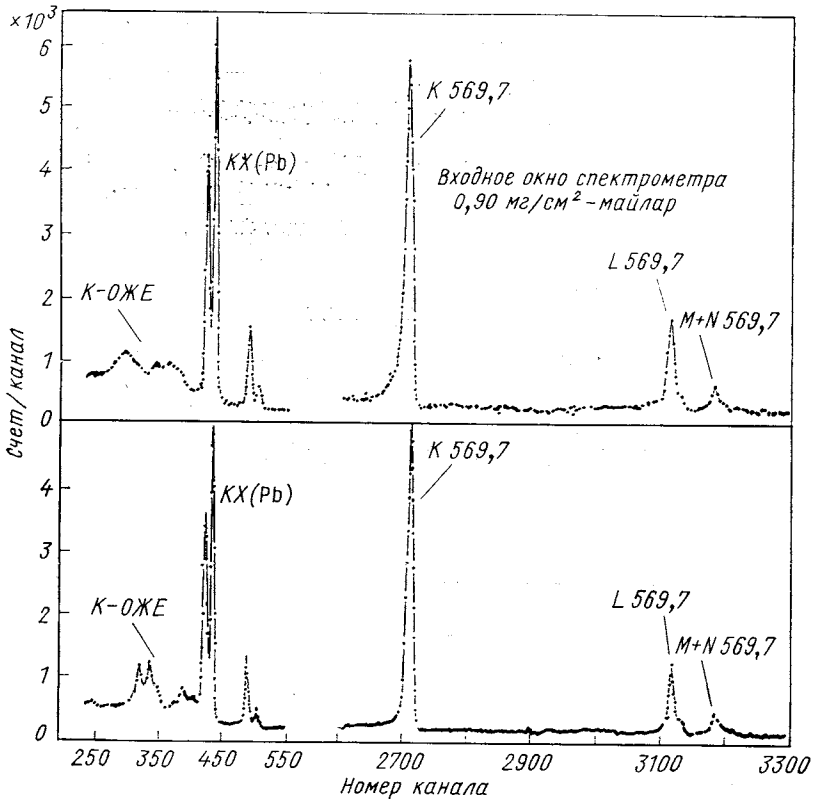


Рис. 8. Спектр излучений ^{207}Bi , измеренный $80 \text{ мм}^2 \times 4 \text{ мм}$ Si(Li)-детектором (в качестве входного окна использован майлар $0,90 \text{ мг/см}^2$)

прецизионных измерений энергий α -частиц применяют специальную камеру (эталонные и исследуемые источники устанавливают на поворотное устройство с коллиматорами до начала эксперимента). Характерные аппаратные спектры показаны на рис. 14 и 15.

Полупроводниковый бета-спектрометр с однородным магнитным полем [2]. Здесь используется движение электронов (позитронов) по винтовой линии в однородном магнитном поле [9] (см. рис. 7, г). Энергетический диапазон собираемых детекто-

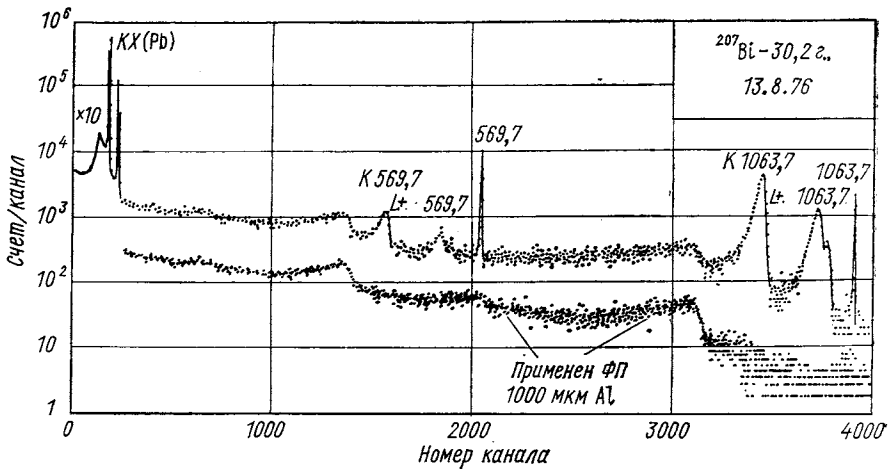


Рис. 9. Спектр излучений ^{207}Bi , измеренный $200 \text{ мм}^2 \times 5 \text{ мм}$ Ge(Li)-детектором; показан также аппаратурный спектр ^{207}Bi при использовании поглощающего фильтра толщиной 1000 мкм Al.

$T_1 = 5$ лет — время, прошедшее с момента получения источника; $T_2 = 1$ ч — время измерения; $P = 3 \text{ см}$ — расстояние источник — ППД; ФП — фильтр поглощения; Ф — фон; ОВ — пик одиночного вылета; ДВ — пик двойного вылета

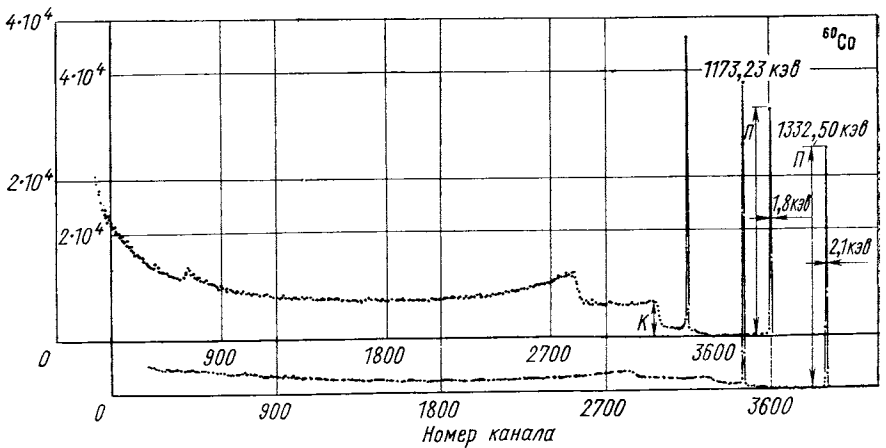


Рис. 10. Спектр γ -квантов ^{60}Co , измеренный Ge(Li)-детекторами объемом 1 и 37 см^3 (П — амплитуда пика; К — амплитуда комptonовской границы)

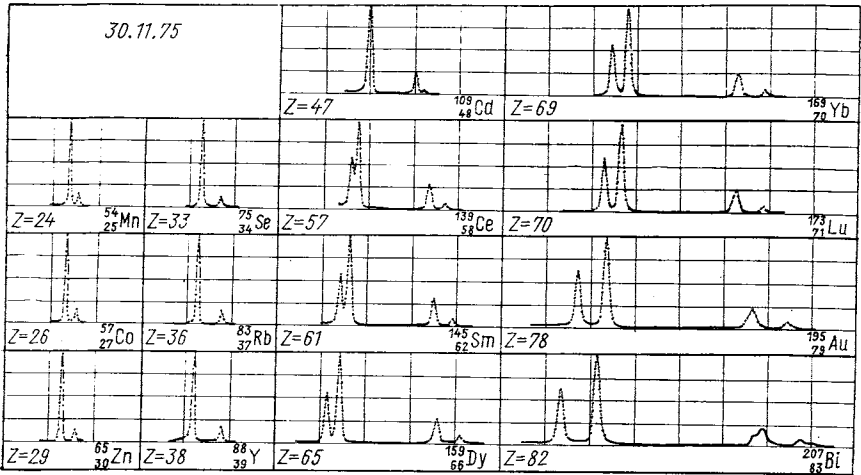


Рис. 11. Характеристическое КХ-излучение некоторых нуклидов, измеренное $25 \text{ мм}^2 \times 5 \text{ мм}$ Ge-детектором при постоянном коэффициенте усиления

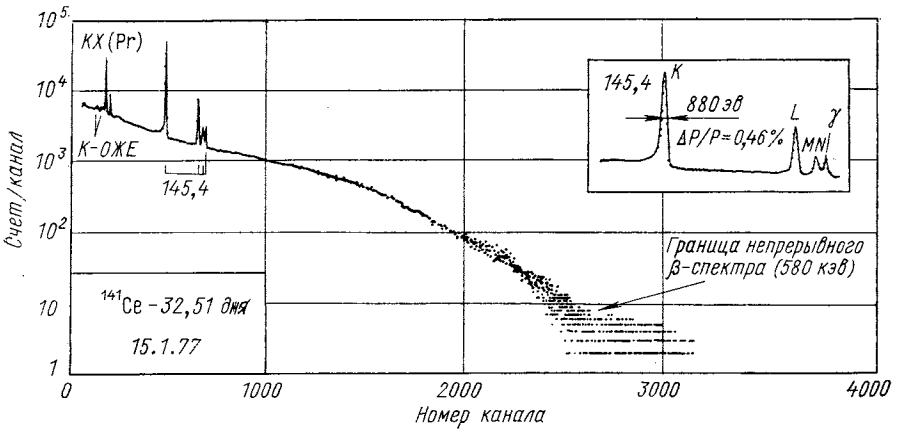


Рис. 12. Спектр излучений ^{141}Ce , измеренный $80 \text{ мм}^2 \times 4 \text{ мм}$ Si(Li)-детектором:

$T_1 = 22$ дня; $T_2 = 6$ ч; $P = 6$ см

ром электронов определяется геометрическими размерами камеры и напряженностью магнитного поля H . Применяя экран и изме-

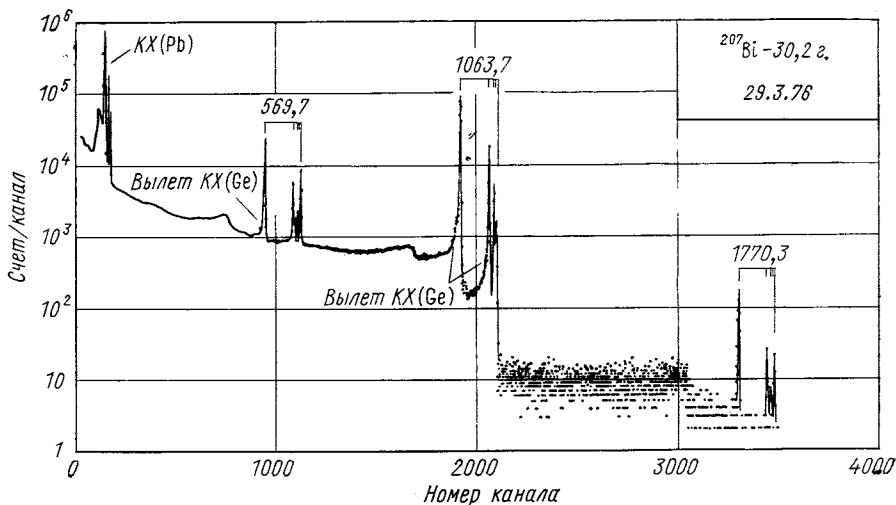


Рис. 13. Спектр излучений ^{207}Bi , измеренный $80 \text{ мм}^2 \times 5 \text{ мм}$ Ge(Li, Au)-детектором:

$T_1 = 5 \text{ лет}$; $T_2 = 6 \text{ ч}$; $P = 5 \text{ см}$

няя H , можно дискриминировать низкоэнергетические электроны и, не перегружая детектор, исследовать более слабые высокоэнергетические переходы. Детектор помещен под источником, при этом защита от прямого попадания излучения осуществляется слоем из W (40 мм), Cd (1 мм), Cu (0,5 мм) и Al (0,5 мм). Для охлаждения ППД используется L-образный криостат, который соединен с вакуумной камерой спектрометра. Замена источника без нарушения вакуума в камере спектрометра проводится с помощью шлюзовой системы за 3 мин. Работа спектрометра иллюстрируется спектром ЭВК $^{206}\text{Po} + ^{206}\text{Bi}$, измеренным при четырех значениях H : 250, 500, 750 и 1000 гс (рис. 16).

Из литературы известны и другие бездисперсионные магнитные устройства, позволяющие значительно снизить фон сопровождающих β -частицы излучений. Все они не лишены недостатков. Например, вариант [9] обладает сравнительно низкой эффективностью; вариант [10] предполагает применение сверхпроводящего соленоида, обладает большой эффективностью, но, к сожалению, не отделяет электронов от позитронов; вариант [11] сделан на базе спектрометра Тибо, обладает сравнительно большой эффективностью, но время дрейфа электронов сильно зависит от энергии. Кроме того, два последних варианта [10, 11] имеют об-

ший недостаток: регистрируемые β -частицы входят в ППД под малым углом к поверхности, что приводит к усилению зависимости обратного рассеяния от энергии.

Спектрометрическая аппаратура. Исходя из требования физической задачи, мы применяли различные комбинации детекторов, спектрометрических каналов и анализирующей аппаратуры (рис. 17). Электронные блоки выбирали на основании следующих требований: получение оптимального отношения сигнал/шум, хорошие нагрузочные характеристики системы (до $5 \cdot 10^4$ *имп/сек*), температурная стабильность и линейность. На первой стадии все аналоговые и вспомогательные блоки изготавливались нами [4]. В дальнейшем мы применяли некоторые электронные блоки и детекторы γ -квантов различных фирм, а именно: ORTEC, «Princeton Gamma-Tech» и «Polon».

В ЛУ применяется дискретная система переключения усиления, что обеспечивает простоту обращения во время эксперимента и удовлетворяет требованиям, возникающим при измерениях характеристик излучения (нелинейность системы, удобство при измерениях $T_{1/2}$ и т. п.). Контроль за нагрузкой спектрометра ведется с помощью стрелочного интенсивметра (*I*), подключаемого в момент измерения к соответствующему каналу. Вся анализирующая аппаратура (анализаторы TRIDAC-S и DIDAC) изготовлена фирмой «Intertechnique». Для передачи цифровой информации в ЭВМ «Минск-2» построена специальная односторонняя связь с помощью магнитофона RG-23 [12].

Рассмотрим коротко аппаратурные эффекты, приводящие к ухудшению формы спектральной линии [5]:

а) временная стабильность проверяется с помощью источников $^{57}\text{Co} + ^{137}\text{Cs} + ^{60}\text{Co}$ и Ge(Li)-детектора в течение 30 ч: время измерения 20 мин, интервалы между измерениями 10 мин. Результаты эксперимента приведены на рис. 18. Данные дают основание говорить о случайности разброса после установления температурного режима в течение 5 ч, следовательно, этот фактор

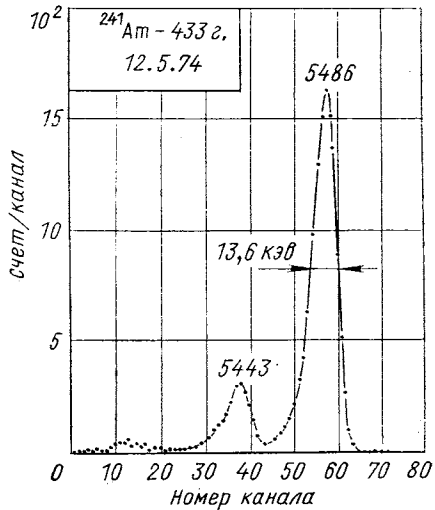


Рис. 14. Спектр α -частиц ^{241}Am , измеренный $80 \text{ мм}^2 \times 0,1 \text{ мм}$ Si(Au)-детектором:
 $T_1 = 3$ года; $T_2 = 60$ мин; $R = 5$ см

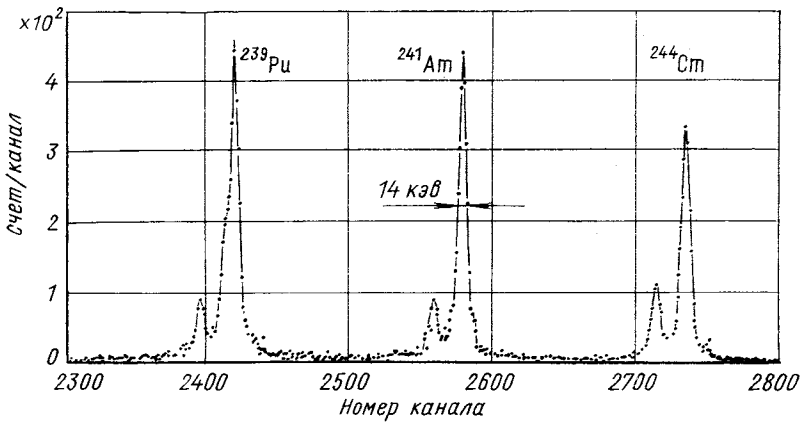


Рис. 15. Спектр α -частиц ^{239}Pu , ^{241}Am и ^{244}Cm , измеренный $30 \text{ м.м.}^2 \times 4 \text{ м.м.}$ имплантированным Ge(Li)-детектором

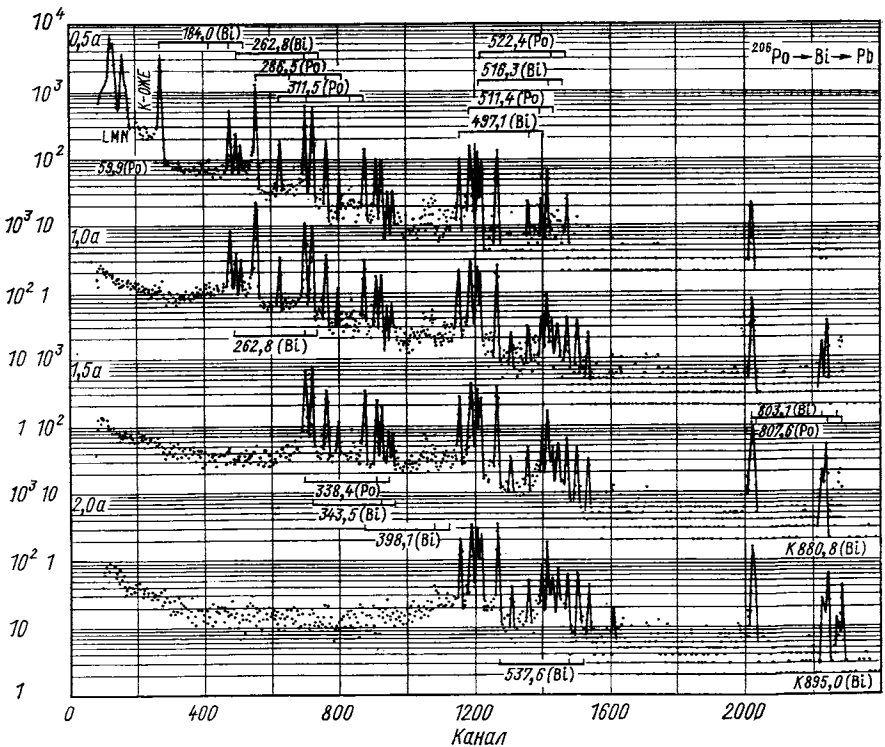


Рис. 16. Спектр ЭВК $^{206}\text{Po} + ^{206}\text{Bi}$, измеренный с помощью $80 \text{ м.м.}^2 \times 4 \text{ м.м.}$ Si(Li)-детектора в однородном магнитном поле при различных значениях H

можно рассматривать как добавочный вклад в энергетическое разрешение при длительных измерениях, который слабо влияет на точность результатов;

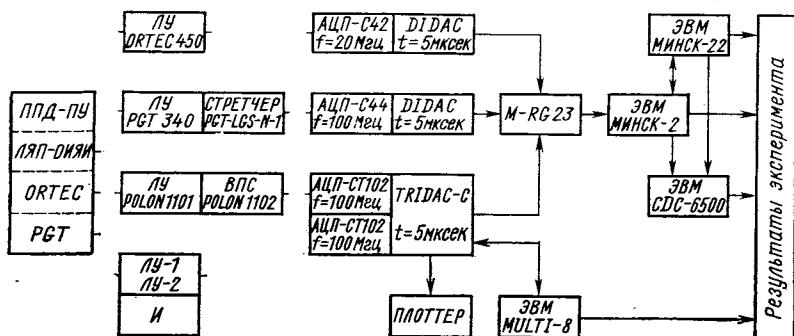


Рис. 17. Спектрометрическая аппаратура для исследования излучений радиоактивных нуклидов:

f — частота генераторной серии АЦП; t — время обращения к ЭВ; M — магнитофон

б) температурная стабильность проверяется в аналогичных условиях; результаты показаны на рис. 19. Очевидна необходимость поддерживать температуру в помещении при рабочих измерениях в пределах $< \pm 1^\circ\text{C}$;

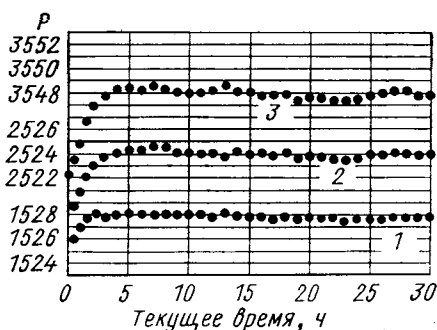


Рис. 18. Временная стабильность спектрометра с Ge(Li)-детектором и системы TRIDAC-C:

1 — $E = 122$ кэв; 2 — $E = 661$ кэв;
3 — $E = 1332$ кэв; P — положение максимума спектральной линии

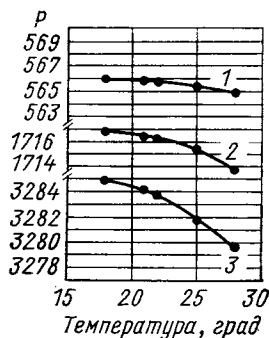


Рис. 19. Температурная стабильность спектрометра с Ge(Li)-детектором и системы TRIDAC-C (обозначения те же, что и к рис. 18)

в) загрузочные характеристики спектрометров существенно влияют на точность определения положения макси-

мума P и площади S спектральной линии, если время измерения не меньше $T_{1/2}$ исследуемого нуклида. Для примера на рис. 20 показаны зависимости P и σ от загрузки спектрометра и постоянной формирования. Как видно, пределы изменения скорости

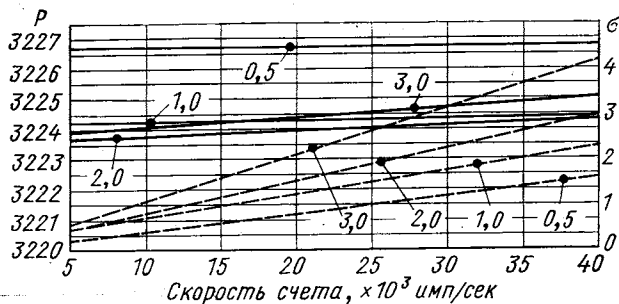


Рис. 20. Зависимость смещения максимума δP (---) и σ (—) спектральной линии от скорости счета для спектрометра с Ge(Li)-детектором (при различных значениях τ)

счета определяют максимально достижимую точность в определении P , а следовательно, и энергии излучения. Отсюда вытекают два пути уменьшения влияния этого эффекта: уменьшение

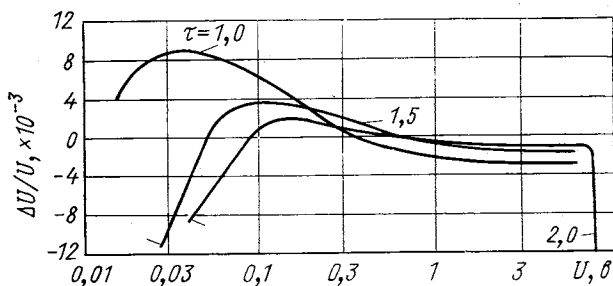


Рис. 21. Зависимость $\Delta U/U$ от U при различных значениях τ для преобразователя аналог — код с линейным промежуточным преобразованием во временной интервал

значения τ , если сложность спектра допускает ухудшение энергетического разрешения, или применение устройства, которое обеспечивало бы постоянство загрузки автоматическим изменением расстояния от источника до детектора [5];

г) нелинейность спектрометрической системы. Анализ стадии запоминания преобразователя аналог — код (АЦП) с линейным

промежуточным преобразованием во временной интервал показывает [13], что отклонение от линейной характеристики $\Delta U/U$ при больших амплитудах входных импульсов увеличивается при уменьшении времени нарастания импульсов (рис. 21). При малых амплитудах меняется знак $\Delta U/U$, что вызвано ростом вклада переходных процессов из-за наличия нелинейного элемента

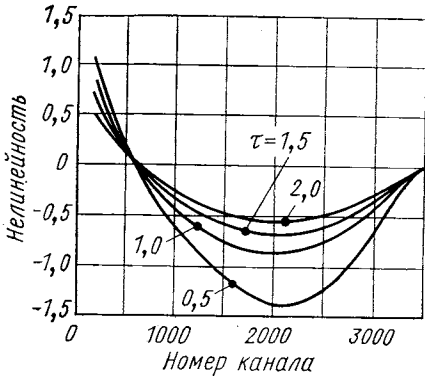


Рис. 22. Зависимость нелинейности спектрометра с Ge(Li)-детектором от постоянной формирования τ

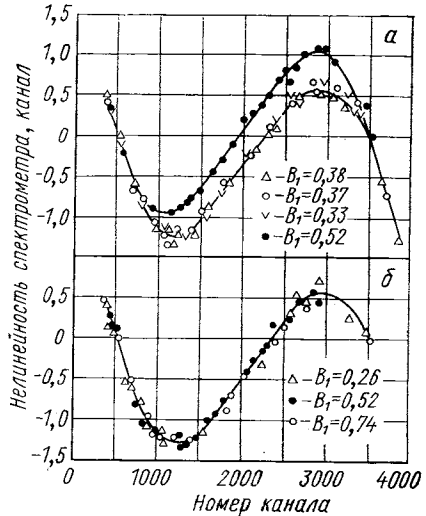


Рис. 23. Зависимость нелинейности спектрометра с Ge(Li)-детектором от коэффициента усиления:

а — КУ изменяется в формирующем усилителе; б — КУ изменяется с помощью частотно-независимого аттенюатора

в цепи запоминания. Резкое увеличение $\Delta U/U$ в области больших напряжений (показано только для формирования с $\tau = 2$ мксек) определяется ограничением по максимуму в усилителе зарядной цепи преобразователя. Аналогичным образом выглядит отклонение от линейности, обусловленное ограничением амплитуд в оконечном каскаде ЛУ. Экспериментально измеренная зависимость нелинейности от $\tau = 0,5; 1,0; 1,5$ и $2,0$ мксек показана на рис. 22. Такой же эффект наблюдается при регулировке коэффициента усиления (КУ), если изменяется переходная характеристика формирующего усилителя (рис. 23).

Факторы, влияющие на энергетическое разрешение спектрометров с ППД, приведены в табл. 2 [39].

2. ОБРАБОТКА СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ С ПОМОЩЬЮ ЭВМ

Точность измерения энергий и интенсивностей моноэнергетических излучений радиоактивных нуклидов определяется характеристиками ППД, методикой измерения и, главным образом,

Таблица 2

Факторы, влияющие на энергетическое разрешение полупроводниковых спектрометров

| Радиоактивный источник. Флуктуации потерь энергии в источнике | Причина возникновения |
|--|---|
| | А. Непостоянство толщины источника Б. Статистические флуктуации потерь энергии в толщине источника |
| <p>ППД</p> <p>1. Флуктуации потерь энергии во входном окне ППД</p> <p>2. Флуктуации числа освобожденных пар носителей в ППД</p> <p>3. Флуктуации эффективности собирания носителей</p> <p>4. Шумы ППД</p> | <p>А. Непостоянство толщины входного окна Б. Статистические флуктуации потерь энергии в толщине входного окна В. Разброс в углах падения Передача энергии решетке за счет: а) взаимодействия с электронами; б) рассеяния на ядрах. Обычно а) \gg б) А. Статистика рекомбинации и прилипания Б. Неоднородности (локальные флуктуации времени жизни носителей) В. Краевые эффекты Обычно А \ll Б А. Обратный ток: а) объемный ток — диффузионный и генерационный; б) поверхностный ток Б. Контактные шумы</p> |
| <p>Предусилитель</p> <p>1. Шумы ПУ</p> <p>2. Стабильность коэффициентов усиления</p> | <p>А. Тепловой шум резисторов на входе ПУ Б. Дробовой шум тока затвора В. Тепловой шум канала ПТ Г. Микрофонные шумы Д. Шум элементов, следующих за ПТ А. Стабильность C_0 Б. Температура стабильности элементов ПУ</p> |
| <p>Линейный усилитель</p> <p>1. Характеристики ЛУ</p> <p>2. Загрузочные характеристики</p> <p>3. Стабильность коэффициента усиления</p> | <p>А. Приведенный шум на входе ЛУ Б. Тип формирователя В. Стабильность нулевой (базовой) линии Г. Компенсация полюса нулем</p> |
| <p>АЦП</p> <p>1. Определяет параметры выходного импульса ЛУ</p> <p>2. Температурная стабильность</p> | |

применением ЭВМ для обработки спектральных линий. Существует несколько способов моделирования пиков [14]. Однако вследствие математической простоты, очевидности физической интерпретации параметров и минимальных требований к объему памяти и быстродействию ЭВМ наиболее широкое применение получила аппроксимация пика симметричным гауссианом.

Для аппроксимации спектральной линии применяем интегрируемое в пределах одного канала распределение Гаусса (программа «Каток» [15, 16]):

$$N(k) = \frac{S}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{k-1}^k \exp \left[- \left(\frac{K-p}{\sigma\sqrt{2}} \right)^2 \right] dx + \sum_{i=0}^l a_i k^i, \quad (6)$$

где $N(k)$ — число импульсов в канале k ; S — число импульсов под пиком; $\sigma = h(2\sqrt{2\ln 2})^{-1}$; h — ширина пика на полувысоте; p — положение максимума пика; $\sum_{i=0}^l a_i k^i$ — полином степени l , описывающий фон под пиком. Значение l выбирается по анализу σ (или h), зависимость которых от энергии следует исследовать экспериментально (см., например, рис. 1). Участки, где σ различаются, обрабатывают заново с другими начальными приближениями.

Подготовка исходного материала по программе «Разметка» [17] заключается в задании начальных приближений с помощью дисплея со световым пером и их записи на магнитную ленту. Ввиду малости участков (меньше 96 каналов) можно считать корректным условие постоянства σ . Исключением являются область характеристического излучения (рентгеновское излучение — структурные линии) и область энергии 511 кэв (пик аннигиляции, естественно, уширен). Обработка всех размеченных участков происходит автоматически. В виде конечных результатов печатаются параметры θ^2 , σ , $\Delta\sigma$, P , ΔP , S , ΔS , a_i , Δa_i , где

$$\theta^2 = \left\{ \sum_{k_H}^{k_K} [N(k) - N_{\text{анпр}}(k)] \right\} / (k_K - k_H - nt - l); \quad (7)$$

здесь $N_{\text{анпр}}$ — аппроксимированное число импульсов в канале; n — число пиков на участке; k_K и k_H — номера каналов конца и начала участка; t — число параметров. Кроме того, с помощью специальной программы значения P , ΔP , S , ΔS и σ сортируются в памяти ЭВМ для последующей обработки. Заметим, что использованный в программе метод применим к вырожденным задачам и позволяет определить число пиков на участке [18].

Исследованы зависимости ΔP и $\Delta S/S$ от S и отношения максимального значения амплитуды пика при отсутствии фона к ампли-

туде фона под пиком, а также $\Delta P/\sigma$ и $\Delta S/S$ от σ (рис. 24—26). Измерения проводили с помощью Ge (Li)-детектора и источника ^{57}Co (с энергией 122 кэв). Зависимости $\Delta S/S$ и $\Delta P/\sigma$ от σ исследовали при $S = 1,6 \cdot 10^5$ и.м.п., когда статистический разброс мало

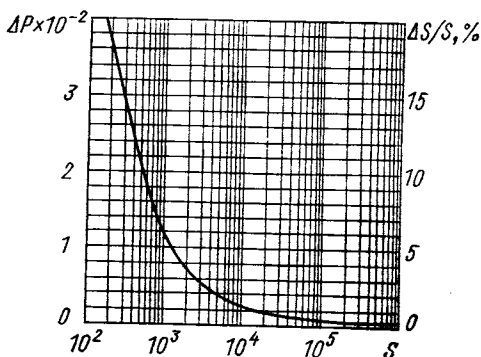


Рис. 24. Зависимость погрешности определения площади $\Delta S/S$ и положения максимума пика ΔP от S при использовании программы «Каток» ($\sigma = 3,3$ канала; пик/фон = 100)

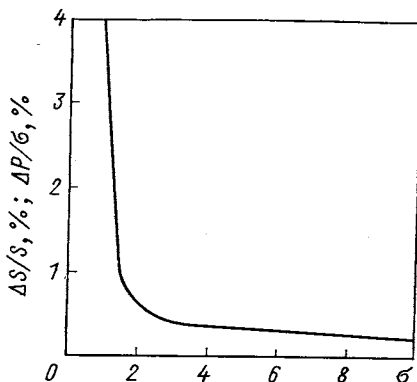


Рис. 25. Зависимость $\Delta S/S$ и $\Delta P/\sigma$ от σ при использовании программы «Каток» ($S = 1,6 \cdot 10^5$ и.м.п.)

сказывается на точности результатов (см. рис. 25). При исследовании зависимостей $\Delta S/S$ и ΔP от пик/фон ранее измеренный пик с энергией 122 кэв (^{57}Co , $S = 1,6 \cdot 10^5$ и.м.п.) поднимали на непрерывном комптоновском распределении от источника ^{60}Co (усиление было выбрано таким образом, что пик от ^{57}Co находился на гладком участке комптоновского распределения). На рис. 26 показана также устойчивость обработки ($P \pm \Delta P$; $S \pm \Delta S$) от отношения пик/фон. Полученные результаты позволяют правильно выбрать время экспозиции (см. рис. 24), цену канала (см. рис. 25) и детектор (см. рис. 26).

При обработке спектров от полупроводниковых спектрометров с высоким энергетическим разрешением имеются трудности, связанные с асимметрией пика со стороны низких энергий (см., например, рис. 12). Причинами асимметрии спектральной линии являются: плохой сбор носителей заряда в ППД; наличие толстого выходного окна в ППД при регистрации заряженных частиц; применение толстых источников при спектрометрии заряженных частиц; наличие утечки характеристического излучения при регистрации низкоэнергетических излучений на границе чувствительного слоя; наложение импульсов на выходе ЛУ (рис. 27, а); плохая компенсация полюса нулем и, вследствие этого,

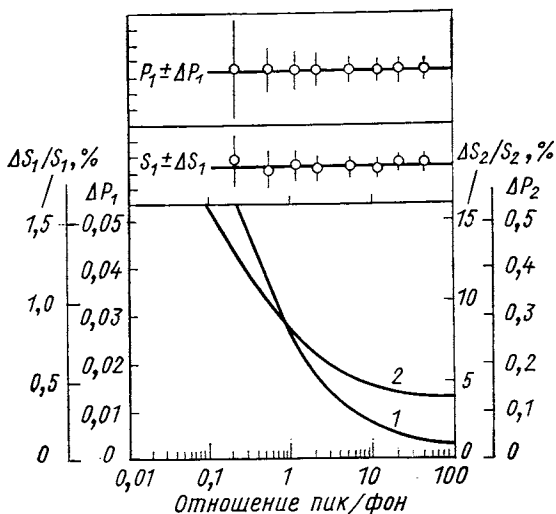


Рис. 26. Погрешность и устойчивость определения площади и положения максимума пика от отношения амплитуды пик/фон при использовании программы «Наток»:

1 — $S_1 = 1,2 \cdot 10^4$ и.м.п., $\sigma_1 = 2,96$ канал; 2 — $S_2 = 1,1 \cdot 10^4$ и.м.п., $\sigma_2 = 3,05$ канал

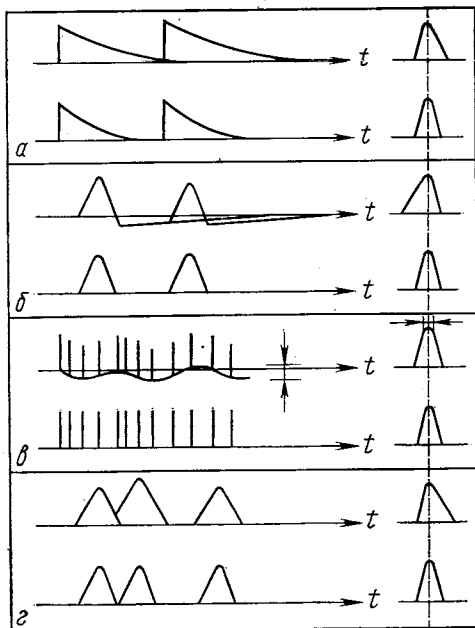


Рис. 27. Аппаратурные эффекты, приводящие к асимметрии спектральной линии:

а — наложение импульсов на выходе ПУ; б — компенсация полюса нулем; в — колебания нулевой (базовой) линии; г — наложение в ЛУ при заданном значении τ

наложение импульсов в ЛУ (рис. 27, б); колебания базовой линии (рис. 27, в); высокая загрузка спектрометра при заданном τ (наложения импульсов, рис. 27, г); нестабильность спектрометрической аппаратуры во времени; температурная стабильность. Для оценки возможности применения программы «Каток» в таких задачах асимметричные пики получались изменением компенсации полюса

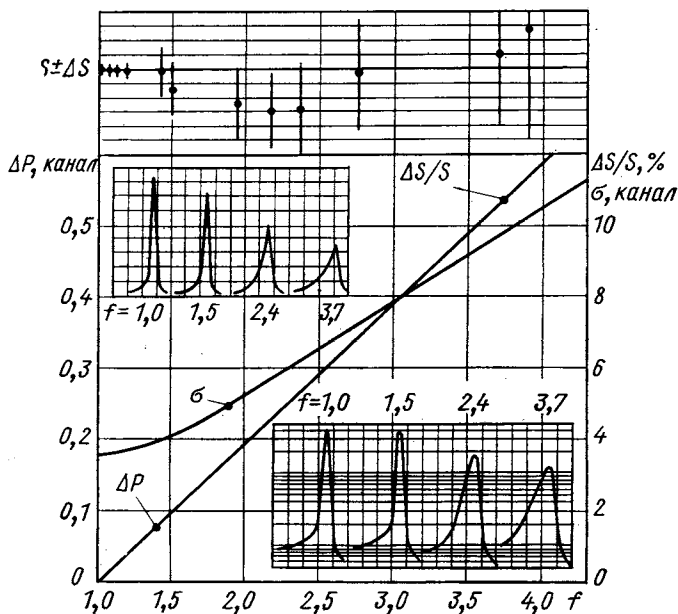


Рис. 28. Зависимость погрешности и устойчивости определения площади и максимума пика от его асимметрии f (отношения левого и правого полуоснований пика на $1/10$ высоты) при использовании программы «Каток» ($S = 10^6$ имп). Для наглядности некоторые аппаратные пики показаны как в линейном, так и в логарифмическом масштабе¹

нулем при постоянной загрузке. Результаты обработки показаны на рис. 28; в качестве параметра асимметрии принимается отношение левого и правого полуоснований пика на $1/10$ высоты, отсчитываемое от канала с максимальным значением счета. Как видно, наиболее допустимая асимметрия f должна быть меньше 1,5. Если же $f > 1,5$, погрешности резко возрастают, но полученное значение S совпадает с истинным в пределах погрешности.

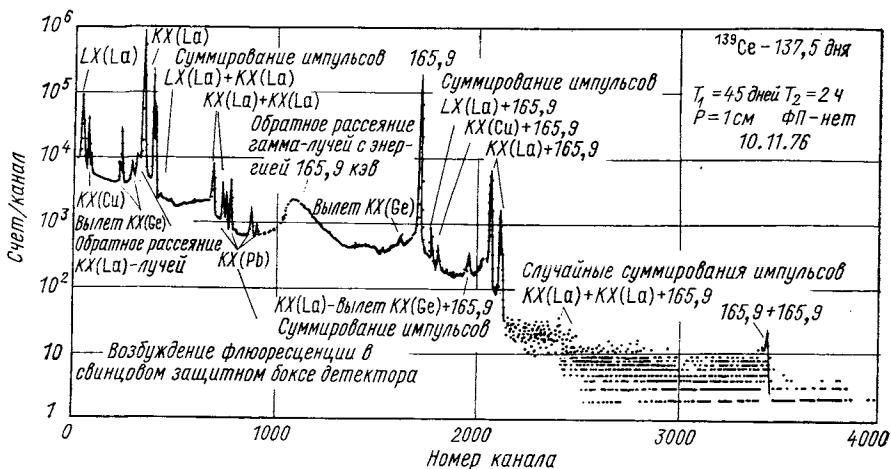


Рис. 29. Спектр γ -излучения ^{139}Ce , измеренный с помощью $200 \text{ мм}^2 \times 5 \text{ мм}$ Ge(Li)-детектора

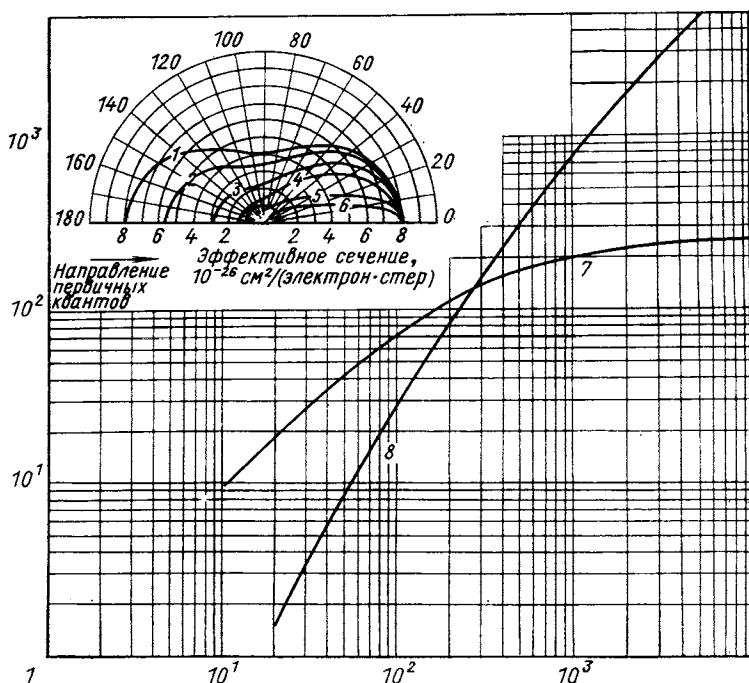


Рис. 30. Дифференциальное сечение комптоновского рассеяния фотонов на угол θ :

1—0 кэв; 2—50 кэв; 3—200 кэв; 4—500 кэв; 5—2000 кэв; 6—5000 кэв; 7 — энергия обратно рассеянных квантов; 8 — максимальная энергия комптоновских электронов

3. ЭФФЕКТЫ, ИСКАЖАЮЩИЕ ФОРМУ АППАРАТУРНОГО СПЕКТРА

При измерении спектров излучений радиоактивных нуклидов с помощью ППД можно выделить три группы эффектов (радиоактивный источник, ППД и их взаимное расположение), которые искажают форму

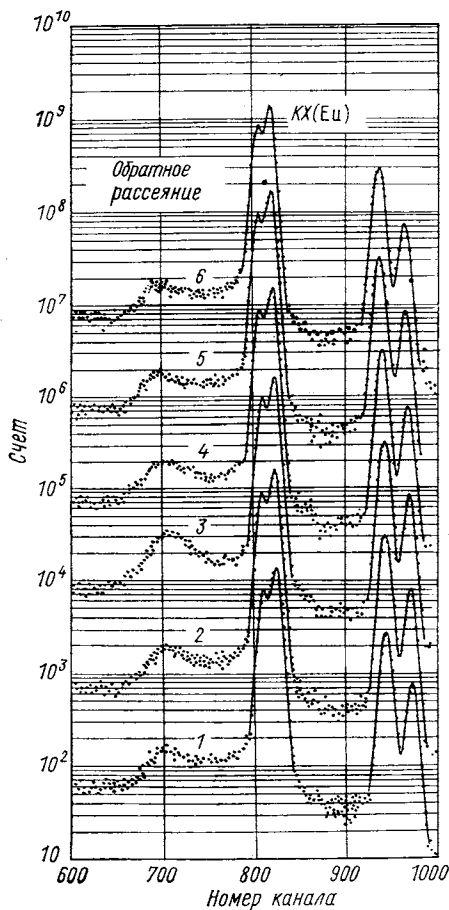


Рис. 31. Зависимость формы аппаратного спектра от материала и толщины подложки источника:

1 — Al, 18 мм; 2 — Al, 100 мм; 3 — Al, 1000 мм; 4 — Cu, 500 мм; 5 — Au, 8 мм; 6 — Cd, 500 мм

аппаратурного спектра. Необходимость более детального рассмотрения этих эффектов видна, например, из анализа спектра γ -квантов ^{139}Ce , измеренного с помощью $200 \text{ мм}^2 \times 5 \text{ мм}$ Ge(Li)-детектора (рис. 29). Источник нанесен на медную подложку толщиной 500 мм. При распаде ^{139}Ce имеется всего один γ -переход. В приведенном же спектре наблюдается более двадцати различных пиков.

1. Гамма-спектроскопия. Эффекты, связанные с радиоактивным источником, следующие.

1.1. Рассеяние от подложки источника. Дифференциальное сечение на единицу телесного угла для фотонов, рассеянных на угол θ , показано на рис. 30. Видно, что из-за обратного рассеяния выбор материала Z и толщины подложки может существенно влиять на поведение непрерывного распределения в области спектральной линии (рис. 31) и это может приводить к неоднозначности при выборе параметров фона для обработки данных с помощью ЭВМ.

1.2. Сопровождающие излучения. При исследовании спектров γ -квантов на детекторах с тонким входным окном возникают трудности из-за попадания β -частиц в чувствительную область

ППД (см. рис. 9). Кроме ухудшения фоновых условий эффект приводит к трудности применения спектрометров с высоким разрешением (< 300 эв) из-за накопления заряда от более высокоэнергетических β -частиц на затворе ПТ.

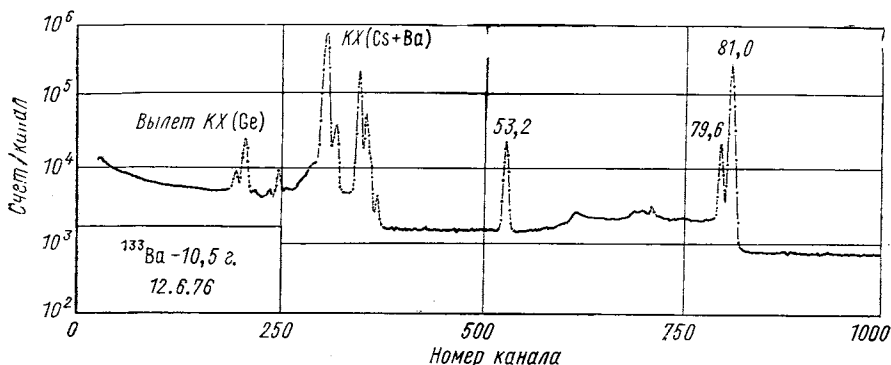


Рис. 32. Спектр низкоэнергетических γ -квантов ^{133}Ba (источник с носителем), измеренный $200 \text{ мм}^2 \times 5 \text{ мм}$ Ge(Li)-детектором. Пики КХ(Ba) вызваны флуоресценцией в источнике:
 $T_1 = 5$ лет; $T_2 = 4$ ч; $P = 6$ см

1.3. Рассеяние в источнике. Эффект приводит к искажению формы непрерывного распределения в области спектральной линии и к искажению интенсивности γ -линий в результате поглощения. В частности, особую осторожность нужно соблюдать при исследовании спектров γ -квантов от источников с носителем.

1.4. Возбуждение характеристического рентгеновского излучения в подложке (см. рис. 29) и в самом источнике (рис. 32). Видно, что при измерении спектров γ -квантов источников с носителем интенсивность рентгеновских линий существенно может искажаться из-за флуоресценции в веществе самого источника при использовании спектрометра с недостаточным энергетическим разрешением.

Эффекты, связанные с характеристиками ППД, следующие.

1.5. Зависимость сечений фотоэффекта, комптоновского рассеяния и образования пар от Z ППД и энергии регистрируемых квантов приведена на рис. 33. С ростом E роль фотоэффекта уменьшается, но пик полного поглощения сохраняет заметное значение за счет многократного комптоновского рассеяния в чувствительной области ППД. От выбора геометрических размеров кристалла зависят энергетическое разрешение и эффективность ППД. Для характеристики спектрометра высокоэнергетических γ -квантов обычно приводят отношение амплитуды пика (I) к амплитуде комптоновского края (K) для перехода энергии 1332 кэВ ^{60}Co ,

являющееся комплексной характеристикой энергетического разрешения и эффективности (см. рис. 10). Качество же спектрометра низкоэнергетических γ -квантов характеризуют энергетическое разрешение и чувствительная поверхность.

1.6. Вылет аннигиляционного излучения при образовании пар в материале ППД ($E > 1022$ кэв). Эффект образования пар конкурирует с многократным комптоновским рассеянием;

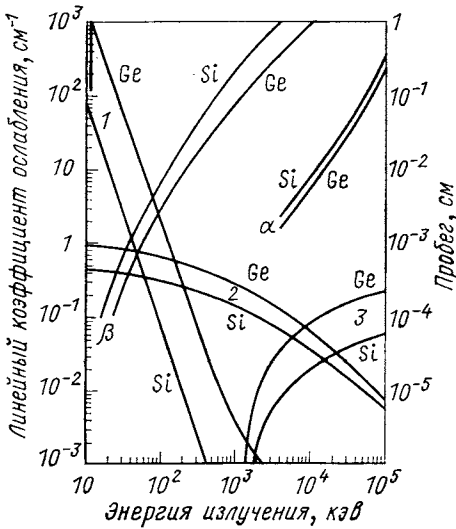


Рис. 33. Зависимость линейного коэффициента ослабления γ -квантов и пробега R для электронов и α -частиц от энергии для Si и Ge:

1 — фотоэффект; 2 — комптон-эффект; 3 — образование пар

области, когда фотоэффект происходит на границе чувствительной области и вероятность вылета характеристического излучения велика (см. рис. 29 и 32).

1.8. Рассеяние во входном окне ППД. Аналогично п. 1.3.

1.9. Эффективность собирания заряда в чувствительном объеме ППД. Если предположить, что соблюдены условия высококачественных измерений (компенсация полюса нулем, отсутствие рассеивающих материалов на пути от источника к ППД, малая загрузка), то уширение спектральной линии определяется в основном эффективностью собирания заряда. Тогда в предположении гауссовой формы пика должны соблюдаться соотношения

$$a_1 \equiv \Delta E (1/100) / \Delta E (1/10) = 1,41;$$

$$a_2 \equiv \Delta E (1/10) / \Delta E (1/2) = 1,83, \quad (8)$$

при соблюдении ряда предосторожностей, которые учитывают кинематику образования пар и процесс их детектирования, его успешно можно использовать для измерения энергий и интенсивностей γ -квантов. Обратим внимание на форму спектральной линии ДВ: фоновая подложка правой части пика поднята за счет комптоновского рассеяния аннигиляционных квантов до их вылета из ППД (рис. 34). Кроме того, интенсивности пиков ОВ и ДВ сильно зависят от конфигурации и чувствительного объема Ge(Li)-детектора.

1.7. Вылет характеристического рентгеновского излучения из чувствительного объема ППД. Эффект существен в низкоэнергетической

где ΔE — ширина пика на указанной в скобках высоте амплитуды. Например, для Ge(Li)-детекторов объемом 1 и 37 см³ эти значения соответственно равны: $a_1 = 2,15 \pm 0,10$; $a_2 = 1,86 \pm 0,06$ и $a_1 = 2,15 \pm 0,06$; $a_2 = 1,85 \pm 0,05$. Видно, что коэффициенты a_2 согласуются с расчетными значениями для симметричного

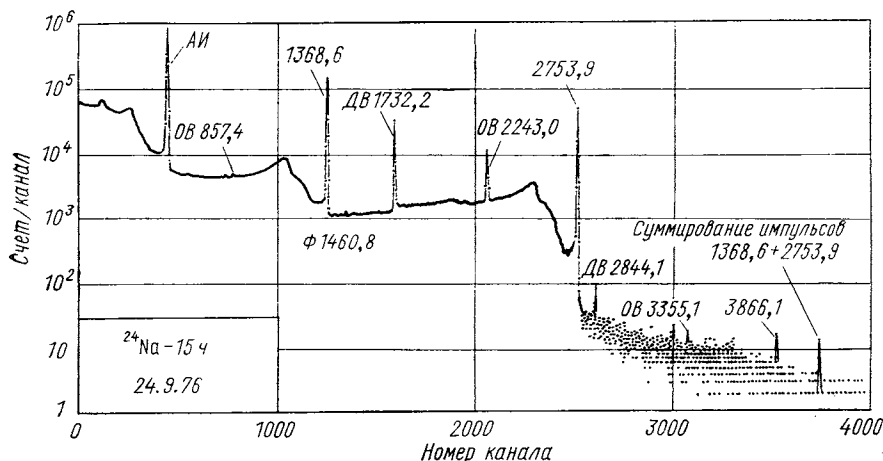


Рис. 34. Спектр γ -квантов ^{24}Na , измеренный с помощью 38 см³ Ge(Li)-детектора:

$T_1 = 5$ ч; $T_2 = 5$ ч; $P = 10$ см

пика. Некоторую асимметрию пика с низкоэнергетической стороны можно вызвать вылетом фотоэлектронов (или комптоновских электронов при многократном рассеянии) из чувствительной области ППД. Разумеется, вклад этого фактора зависит от геометрических размеров кристалла и энергии регистрируемого излучения.

Внешние эффекты следующие.

1.10. *Рассеяние во входном окне вакуумной камеры (Al, Be, майларе) и в фильтрах поглощения.* Эффект определяет нижний энергетический порог спектрометра (рис. 35). При этом полученное подавление пиков полного поглощения не всегда устраняет эффекты суммирования (см. ниже) и не всегда пропорционально уменьшает загрузку спектрометра, так как идет процесс комптоновского рассеяния в фильтрах поглощения с последующей регистрацией. Заметим, что телесный угол регистрации рассеянного излучения зависит от расстояния фильтр — ППД.

1.11. *Возбуждение характеристического рентгеновского излучения в материалах, окружающих ППД и источник.* Рассмотрение аналогично п. 1.4. Чаще всего искажения возникают из-за флюо-

ресценции латуни ($\text{Cu} + \text{Zn}$) и индия, применяемых для изготовления оправки детектора [2].

1.12. *Регистрация аннигиляционных квантов, возникающих при взаимодействии высокоэнергетических квантов с окружаю-*

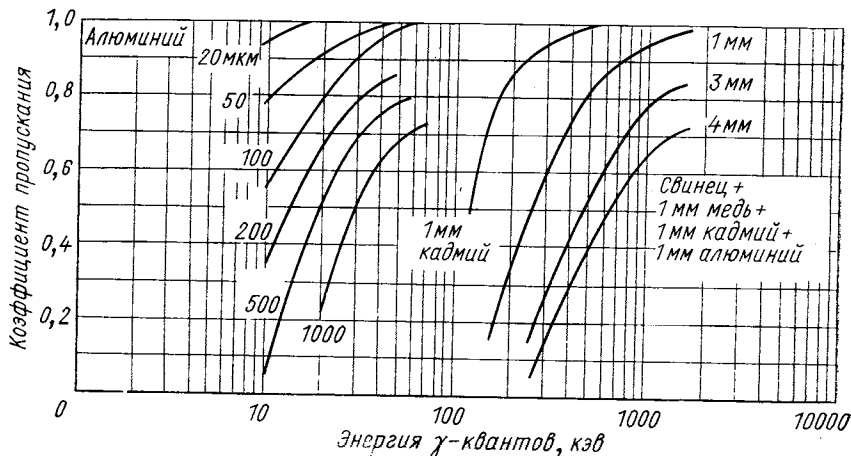


Рис. 35. Зависимость коэффициента пропускания моноэнергетических γ -квантов от толщины и состава поглощающих фильтров

щими ППД материалами. Эффект от защитного бокса ППД показан на рис. 36 (см. п. 1.16).

1.13. *Рассеяние γ -квантов в окружающих ППД материалах.* Конструкция и материал оправки ППД приводят к искажению аппаратного спектра из-за комптоновского рассеяния, телесный угол регистрации которого велик. Это необходимо учитывать при конструировании спектрометра [2,4].

1.14. *Внешнее тормозное излучение.* Эффект существует только при исследовании малоинтенсивных переходов при интенсивном β -излучении.

1.15. *Зависимость положения максимума спектральной линии от геометрии измерения.* Этот эффект для различных типов ППД исследован в работе [18]. Например, для планарных детекторов эффект максимален, если направление движения γ -квантов совпадает с направлением приложенного напряжения, и исчезающе мал, если направления взаимно перпендикулярны. С учетом этого факта нами выбраны условия измерения энергий γ -квантов на планарных детекторах (см. рис. 6, б).

В коаксиальных детекторах эффект существен для кристаллов с одним открытым торцом и пренебрежим для кристаллов с двумя открытыми торцами. Эффект поля нами исследован для $37 \text{ см}^3 \text{ Ge(Li)}$ -детектора с двумя открытыми торцами, при $E =$

$= 1173$ кэв (^{60}Co). Если эффект геометрии в измерении энергий γ квантов и есть, то для исследуемого случая его значением, равным $0,003 \pm 0,008$ кэв при расположении источника сбоку от детектора и $0,004 \pm 0,008$ кэв при изменении расстояния по фронту от 6 до 30 см, можно пренебречь.

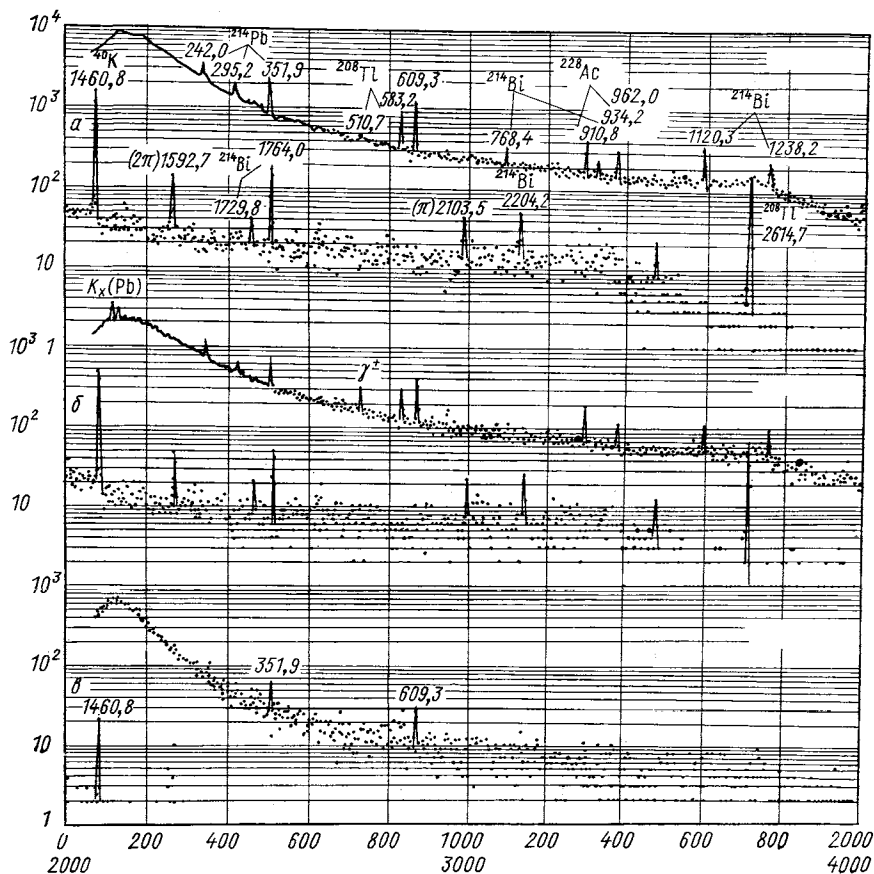


Рис. 36. Спектр γ -квантов естественного радиоактивного фона, измеренного Ge(Li)-детектором (37 см^3) без защиты (а) и со свинцовой защитой (б) и Ge(Li)-детектором (1 см^3) без свинцовой защиты (в).

1.16. Естественный радиоактивный фон может иметь существенное значение в искажении интенсивностей слабых γ -линий при длительных измерениях. Основными источниками фона являются ^{40}K и продукты распада ^{226}Ra и ^{232}Th . Аппаратурные спектры для различных условий измерений показаны на рис. 36.

Как видно, применение защиты из естественного свинца существенно подавляет радиоактивный фон. При этом возникают искажения, связанные с возбуждением характеристического излучения Рb (см. п. 1.11), комптоновским рассеянием и образованием пар в Рb (возрастает пик 511 кэв, см. п. 1.12). В некоторых задачах по исследованию малоинтенсивных γ -переходов успешным оказывается применение Ge(Li)-детектора с малым чувствительным объемом, ибо фон пропорционален объему ППД (рис. 36, в).

1.17. *Искажение интенсивностей γ -квантов при исследовании цепочек α -радиоактивных нуклидов за счет ядер отдачи.* Эффект вызван вылетом ядер отдачи из источника и их попаданием на крышку спектрометра. В результате телесный угол регистрации дочерних продуктов оказывается больше телесного угла для материнского изотопа. Эффект устраняется экранированием препарата майларовой пленкой толщиной около $1 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-2}$.

1.18. *Суммирование импульсов* [20]. Аппаратурный спектр может заметно искажаться за счет истинных (регистрация каскадных γ -квантов, если время жизни промежуточного состояния много меньше разрешающего времени спектрометра τ) и случайных (регистрация некоррелированных процессов в пределах τ) совпадений.

Число совпадений двух квантов с каскадной интенсивностью A в предположении их изотропного распределения можно записать:

$$A_{\gamma_1\gamma_2} = \frac{A}{(1+\alpha_1)(1+\alpha_2)} \frac{\Omega\Phi_1}{4\pi} \frac{\Omega\Phi_2}{4\pi_1} \times \left[\frac{K_1}{\Phi_1} \frac{K_2}{\Phi_2} + \frac{K_1}{\Phi_1} + \frac{K_2}{\Phi_2} + 1 \right], \quad (9)$$

где α_i — полный коэффициент конверсии i -го перехода; Ω — телесный угол регистрации; Φ_i — эффективность регистрации i -го кванта в результате полного поглощения; K_i — эффективность регистрации i -го кванта в результате комптоновского рассеяния. Отсюда легко оценить вклад всех эффектов: член $(K_1/\Phi_1)(K_2/\Phi_2)$ ответствен за совпадение комптоновских распределений E_1 и E_2 и не представляет интереса; член K_i/Φ_i — за совпадение комптоновского рассеянного кванта с полностью поглощенным другим квантом; единица — за совпадение полностью поглощенных каскадных квантов. Например, для Ge(Li)-детектора (37 см^3 , источник ^{60}Co , расстояние источник — ППД равно 7 см ; рис. 37) дефицит в I_γ (1332 кэв) за счет перекачки в пик сумм составляет $0,04\%$. В то же время дефицит за счет совпадений K (1173 кэв) и Φ (1332 кэв) составляет $0,66\%$. Предполагается, что случайные совпадения отсутствуют (загрузка $< 10^3 \text{ имп/сек}$).

Для моноэнергетических γ -квантов с энергией E_1 возможны следующие суммирования за счет случайных совпадений: $K_1 + K_1$, $K_1 + \Phi_1$, $\Phi_1 + \Phi_1$. В случае регистрации γ -квантов с энер-

гней E_2 кроме аналогичных событий возможны еще: $K_1 + K_2$, $K_1 + \Phi_2$, $K_2 + \Phi_1$, $\Phi_1 + \Phi_2$ (рис. 38). Из указанных эффектов существенными являются $\Phi_i + K_j$ и $\Phi_1 + \Phi_2$, ибо они приводят

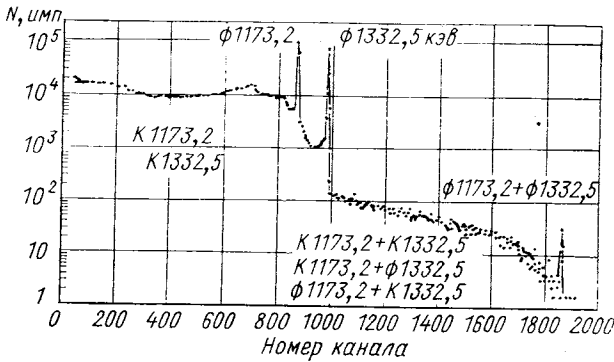


Рис. 37. Искажение аппаратного спектра в результате суммирования импульсов за счет истинных совпадений ($^{37}\text{-см}^3$ Ge(Li)-детектор, нагрузка 10^3 имп·сек⁻¹, расстояние источник — ППД 7 см ϕ — пик полного поглощения)

к перекачке импульсов из пика полного поглощения. Для совпадений типа $K_i + \Phi_j$ и $K_i + K_j$ можно записать $N_{\text{сл}} = 2\tau_1 N_i N_j$; для $\Phi_i + \Phi_j$ будет $N_{\text{сл}} = 2\tau_2 N_i N_j$. Здесь τ_1 — временной сдвиг

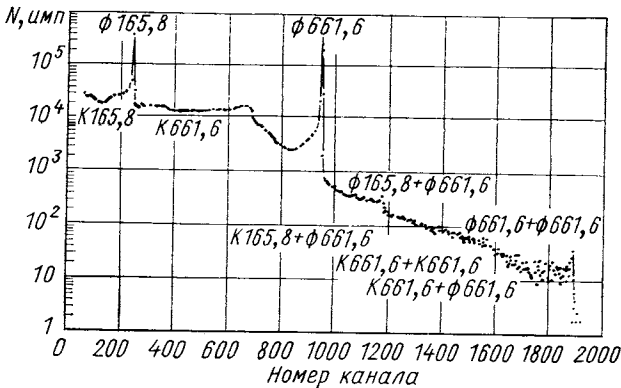


Рис. 38. Искажение аппаратного спектра в результате суммирования импульсов за счет случайных совпадений ($^{37}\text{-см}^3$ Ge(Li)-детектор, нагрузка $2 \cdot 10^4$ имп·сек⁻¹)

между просуммированными импульсами, когда еще происходит анализ в АЦП искаженного суммарного импульса; τ_2 — время,

в пределах которого сумма двух импульсов из пика полного поглощения дает пик с аппаратурной шириной. Для 37 см^3 Ge(Li)-детектора при загрузке $2 \cdot 10^4 \text{ имп} \cdot \text{сек}^{-1}$ экспериментальная оценка дает $\tau_1 = 3$ и $\tau_2 = 0,8 \text{ мксек}$. Отсюда дефицит в интенсивности линии $661,6 \text{ кэв}$ за счет перекачки в распределение случайных совпадений составляет $3,4\%$, а в пик случайных совпадений перекачивается $0,05\%$.

2. Бета-спектрометрия. Эффекты, связанные с радиоактивным источником, следующие.

2.1. Рассеяние от подложки источника. Рассеяние β -частиц в области энергий от 10 кэв до 10 Мэв определяется в основном упругим соударением с атомными ядрами [21]. Различают однократное, кратное, многократное рассеяние и диффузию. В подложке источника могут иметь место все типы рассеяния, и это приводит к увеличению количества низкоэнергетических β -частиц. Учет эффекта подложки обязателен в исследовании непрерывных β -спектров, но это связано с большими экспериментальными трудностями [22]. При исследовании же спектров ЭВК достаточно соблюдать самые общие требования: возможно меньшие значения толщины и Z подложки из электропроводящих материалов. В частности, применяемые нами источники изготавливают на подложке из Al толщиной 18 мкм .

2.2. Рассеяние в веществе источника. При прохождении через слой вещества β -частицы теряют энергию в результате соударений с электронами среды и испускания тормозного излучения [21]. Эффект приводит к увеличению числа низкоэнергетических частиц, а также к асимметрии пика и его сдвигу в сторону низких энергий. Для уменьшения вклада этих эффектов, источники изготавливают методом электромагнитной масс-сепарации (энергия внедрения ионов равна 25 кэв).

2.3. Сопровождающие излучения. Особо сложной областью исследования спектров ЭВК является область ниже 100 кэв , где интенсивно характеристическое излучение и значения ЭВК велики. Имеются также трудности при исследовании спектров ЭВК на фоне интенсивного позитронного излучения и α -частиц, слабых позитронных спектров на фоне излучений ЭВК, γ -квантов и α -частиц. Для фильтрации сопровождающих излучений мы применяем магнитное бездисперсионное устройство (см. рис. 7, д). Нужно помнить, что все методы фильтрации сопровождающих излучений при исследовании спектров электронов не позволяют полностью устранить искажения спектра за счет комптоновских электронов от γ -квантов.

2.4. Возбуждение характеристического излучения в подложке и в самом источнике. Аналогично п. 1. 4.

Эффекты, связанные с характеристиками ППД, следующие.

2.5. Зависимость пробега от Z материала ППД и энергии

регистрируемых β -частиц (см. рис. 33). При исследовании спектров низкоэнергетических ($E_\beta < 1$ Мэв) β -частиц применяют Si(Au)- и Si(Li)-детекторы, обладающие высокой эффективностью к исследуемому излучению и сравнительно низкой к сопровождающему. Спектрометрию же высокоэнергетических (более 500 кэв) β -частиц удобно приводить с помощью толстых Si(Li)- и Ge (Li)-детекторов.

2.6. *Рассеяние во входном окне ППД.* Аналогично п. 1.3.

2.7. *Обратное рассеяние от поверхности ППД.* Экспериментальные исследования показали, что при нормальном падении коэффициент обратного рассеяния не зависит от начальной энергии рассеиваемых электронов, но зависит от Z рассеивающего материала, причем $p^-/p^+ = 1,3$ [21] (знак « $-$ » относится к электрону, « $+$ » — к позитрону). Эффект, однако, сильно зависит от угла падения [23].

2.8. *Торможение β -частиц и вылет тормозного излучения из чувствительной области ППД.* Экспериментально эффект пока не исследован, но предполагается, что вклад его существенно возрастает при $E_\beta > 1$ Мэв.

2.9. *Вылет характеристического рентгеновского излучения из чувствительного объема ППД.* При регистрации β -частиц процесс поглощения происходит на границе чувствительной области и вероятность вылета характеристического излучения велика (см. рис. 13). Кроме возникновения сателлитных пиков эффект приводит к появлению асимметрии спектральной линии с низкоэнергетической стороны.

2.10. *Эффективность собирания заряда ППД* зависит от параметров исходного материала, технологии изготовления и типа ППД, а также от краевых эффектов (коллимация пучка). В литературе пока нет сведений о вкладе этих факторов, хотя они, по-видимому, участвуют в формировании «хвоста» спектральной линии с низкоэнергетической стороны.

2.11. *Зависимость положения максимума спектральной линии от направления смещения ППД.* Конструкция оправки ППД и способ подключения напряжения смещения могут быть причинами сдвига максимума пика за счет торможения (или ускорения) β -частиц. При этом предполагается, что источник нанесен на подложке из проводящего материала и заземлен.

Внешние эффекты следующие.

2.12. *Рассеяние в материале входного окна вакуумной камеры.* В ряде задач можно применить спектрометр с тонким входным окном. На рис. 39 показаны зависимость энергетического разрешения и сдвига максимума пика при использовании алюминированной майларовой пленки ($0,90$ мг·см $^{-2}$). Нужно помнить, что для таких спектрометров необходима светозащита окна, так как фотоэффект существенно влияет на режим ПТ.

2.13. Возбуждение характеристического излучения материалов, окружающих ППД и источник. Аналогично п. 1.11.

2.14. Регистрация комптоновских электронов от рассеяния γ -квантов в материалах, окружающих ППД и источник.

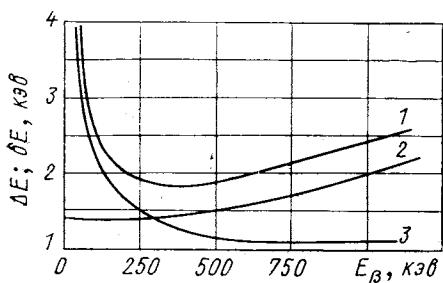


Рис. 39. Зависимость энергетического разрешения $\Delta E(I)$ и сдвиг максимума спектральной линии $\delta E(\beta)$ при измерении спектра ЭВК Si(Al)-детектором с майларовой пленкой ($0,90 \text{ мг}\cdot\text{см}^{-2}$) в качестве входного окна вакуумной камеры и зависимость энергетического разрешения с плюзовым устройством (2)

2.15. Радиоактивный фон. Из-за малого чувствительного объема естественный радиоактивный фон (см. п. 1.16) не играет существенной роли при исследовании спектров ЭВК. Однако при

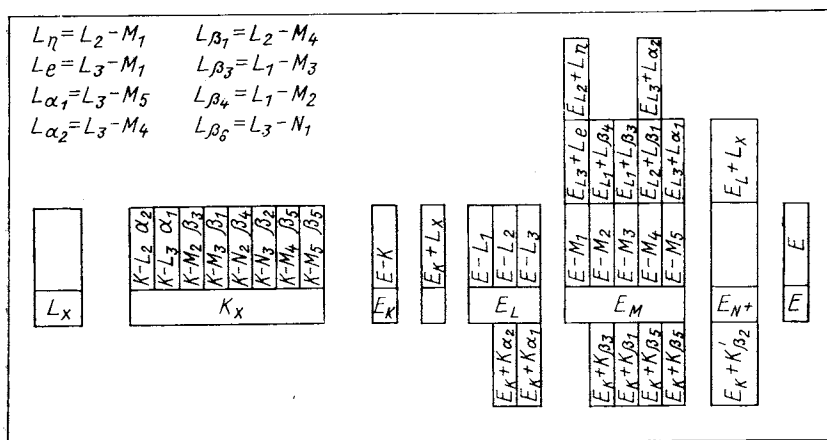


Рис. 40. Схема искажений аппаратного спектра вследствие истинных совпадений $K(x)$ и $L(x)$ излучений с K -, L -, M - и N -ЭВК для перехода с энергией E :

прямоугольники средней полосы иллюстрируют энергетическое распределение излучений; искажения интенсивностей ЭВК в результате совпадений с K_x -излучением иллюстрируют прямоугольники нижней полосы, с L_x -излучением — верхней полосы. На рисунке приведены обозначения Зигбана для L_x -излучения

исследовании цепочек α -радиоактивных нуклидов фон может значительно увеличиться за счет радиоактивных ядер отдачи (см. п. 1.17), накопившихся в вакуумной камере и на поверхности

ППД. Единственным методом подавления эффекта является применение тонких, поглощающих ядра отдачи пленок.

2.16. Суммирование импульсов. Здесь имеет место рассмотрение, аналогичное п. 1.18. Однако особое внимание нужно обратить на истинные совпадения L_x -и K_x -излучений с K -конверсионными электронами, а также L_x -излучения с L -конверсионными электронами, которые могут сильно исказить полученные значения I_K и I_L (рис. 40). Эффект определяет предел на применяемые телесные углы при заданной точности определения I_K и I_L .

3. Альфа-спектроскопия. Эффекты, связанные с радиоактивным источником, следующие.

3.1. Рассеяние от подложки источника. Эффективное сечение упругого рассеяния α -частиц дается формулой Резерфорда, и вклад этого эффекта необходимо учитывать только при больших значениях телесного угла спектрометра ($\pi - 2\pi$). Для спектроскопии α -частиц ($\Omega \leq 0,04 \pi$) вкладом эффекта обратного рассеяния от подложки источника можно пренебречь.

3.2. Рассеяние в веществе источника. Эффект приводит к энергетическому сдвигу спектральных линий в сторону низких энергий и искажению интенсивностей α -линий вследствие рассеяния и поглощения. Во избежание этих эффектов мы изготавливаем источники методом электромагнитной масс-сепарации (энергия внедрения ионов равна 25 кэв). Однако при исследовании цепочек α -радиоактивных ядер спектральные линии дочерних продуктов искажаются вследствие проникновения ядер отдачи в глубину подложки источника (рис. 41).

Эффекты, связанные с характеристиками ППД, следующие.

3.3. Зависимость пробега от Z материала ППД и энергии α -частиц показана на рис. 33. Хотя и имеются значительные достижения при изготовлении Si(Li)- и имплантированных Ge(Li)-детекторов, наибольший интерес с точки зрения прецизионной α -спектроскопии представляют Si(Au)-детекторы, которые обладают сравнительно тонким входным окном и работают без охлаждения.

3.4. Рассеяние во входном окне. Еще до попадания в чувствительную область детектора α -частица взаимодействует с материалом входного окна, и это приводит как к потере энергии (сдвиг линии) и уширению пика, так и к возрастанию непрерывного распределения в спектре («хвосты»). Заметим, что причину возникновения «хвостов» связывают не только со значением и неоднородностью мертвого слоя, но и с качеством обработки поверхности и характеристиками исходного материала (однородностью, временем жизни носителей, плотностью дислокаций и др. [3]). Поэтому нельзя пока полно сформулировать технологические

условия, которые бы обеспечили хорошую функцию отклика альфа-спектрометра.

3.5. Эффективность собирания носителей заряда является одним из основных источников асимметрии спектральной линии [24]. По-видимому, это явление связано с потерями носителей заряда в чувствительной области ППД вследствие их захвата

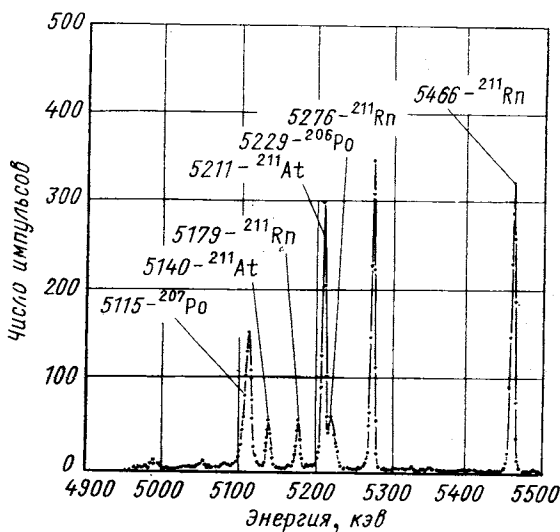


Рис. 41. Спектр α -частиц ^{211}Rn , измеренного с помощью магнитного $\pi\sqrt{2}$ α -спектрографа [70]. Уширение α -линии 5115 кэВ (^{207}Po) связано с проникновением ядер отдачи ^{207}Po из распада ^{211}Rn в подложку источника

ловушками и рекомбинационных потерь [3]. В искажении спектральной линии и увеличении низкоэнергетического хвоста существенную роль играют также краевые эффекты, возникающие при попадании α -частиц на края ППД, где возможны неоднородности. Краевой эффект заметно ослабляется коллимацией пучка, но из-за влияния концов коллиматора не исчезает.

Внешние эффекты следующие.

3.6. Искажение аппаратного спектра за счет разброса углов падения α , следовательно, прохождения различных толщин входного окна при измерении в условиях больших Ω (рис. 42). Эффект приводит к возрастанию низкоэнергетического хвоста и снижению достижимого энергетического разрешения [25].

3.7. Искажение аппаратного спектра за счет потерь, обусловленных взаимодействием α -частиц с молекулами остаточного газа. Для того чтобы смещение и уширение спектральной линии

не превышали 10 кэв для α -частиц с энергией 5 Мэв, при изменении расстояния источника ППД от 3 до 37 мм давление в камере спектрометра должно быть меньше 210 ньютон/м² [26].

3.8. Суммирование импульсов. Эффект связан со случайными совпадениями (зависящими от загрузки) и с истинными совпадениями сопровождающих каскадных α -, β -, γ -излучений (зависящими от Ω) и приводит не только к искажению спектральной линии (асимметрия, уширение), но и к возрастанию непрерывного распределения.

3.9. Радиоактивный фон. Аналогично п. 2.15.

В заключение сводка эффектов, искажающих форму аппаратурного спектра, приведена в табл. 3.

4. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ ЭНЕРГИЙ И ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ МОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Методика измерений энергий моноэнергетических излучений с помощью ППД основана на сравнении с энергетическими реперами. При этом различают два подхода к разработке программ градуировок с помощью ЭВМ: в первом случае зависимость E от номера канала для всего спектра описывается полиномом степени n

$$E = \sum_{i=0}^n A_i P^i; \tag{10}$$

во втором случае эта же зависимость описывается на ограниченном участке спектра (метод сплайнов [27]). Следовательно, оба подхода требуют примешивания большого числа реперных пиков в исследуемый спектр, что практически невозможно в ядерно-

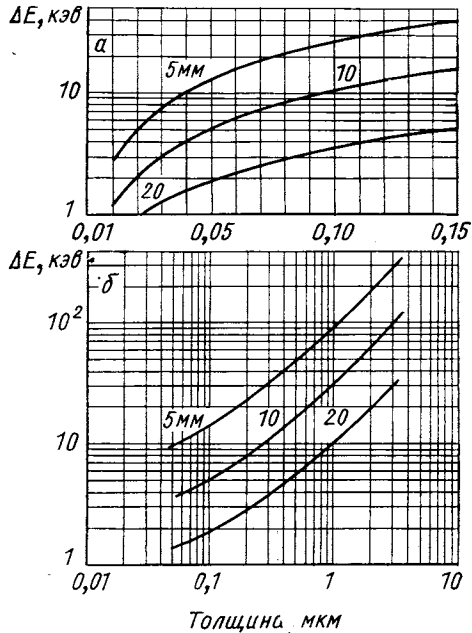


Рис. 42. Влияние толщины входного окна на энергетическое разрешение (ΔE) Si(Au)-детектора ($S = 1 \text{ см}^2$, диаметр источника 5 мм, $E_\alpha = 5 \text{ Мэв}$): а — зависимость ΔE от толщины входного окна Au в предположении отсутствия мертвого слоя Si; б — зависимость от толщины мертвого слоя Si в предположении, что толщина входного окна Au равна 0,03 мм; числа на кривых — расстояния от источника до детектора

Эффекты, искажающие форму аппаратурного спектра

| Частица | Эффекты, связанные с радиоактивным источником | Эффекты, связанные с характеристиками ППД | Внешние эффекты |
|---------|--|---|---|
| γ | <p>Рассеяние от подложки источника</p> <p>Сопровождающие излучения</p> <p>Рассеяние в источнике</p> <p>Возбуждение характеристического рентгеновского излучения в подложке и в самом источнике</p> | <p>Зависимость сечений взаимодействия γ-квантов от Z ППД и энергии</p> <p>Сателлитные пики, связанные с вылетом γ± при образовании пар в ППД</p> <p>Сателлитные пики, связанные с вылетом характеристического излучения из ППД</p> <p>Рассеяние во входном окне ППД</p> <p>Эффективность собирания заряда в ППД</p> | <p>Рассеяние во входном окне спектрометра, в окружающих ППД материалах и в фильтрах поглощения</p> <p>Возбуждение характеристического излучения в окружающих ППД и источник материалах</p> <p>Регистрация γ±-квантов, возникающих при образовании пар в окружающих ППД материалах</p> <p>Рассеяние γ-квантов в окружающих ППД материалах</p> <p>Внешнее тормозное излучение</p> <p>Зависимость положения максимума спектральной линии от геометрии измерения</p> <p>•Естественный радиоактивный фон</p> <p>Искажение I_{γ} при исследовании цепочек α-активных нуклидов</p> <p>Суммирование импульсов</p> |

| Части-ца | Эффекты, связанные с радиоактивным источником | Эффекты, связанные с характеристиками ППД | Внешние эффекты |
|----------|--|--|--|
| β | <p>Рассеяние от подложки источника</p> <p>Сопровождающие излучения</p> <p>Рассеяние в источнике</p> <p>Возбуждение характеристического рентгеновского излучения в подложке и в самом источнике</p> | <p>Зависимость пробега от Z материала ППД и энергии</p> <p>Рассеяние во входном окне ППД</p> <p>Обратное рассеяние от ППД</p> <p>Тормозное излучение в ППД</p> <p>Сателлитные пики, связанные с вылетом характеристического излучения из ППД</p> <p>Эффективность собирания заряда в ППД</p> <p>Зависимость положения максимума спектральной линии от напряжения смещения</p> | <p>Рассеяние в материале входного окна вакуумной камеры</p> <p>Возбуждение характеристического излучения в окружающих ППД и источник материалах</p> <p>Регистрация комптоновских электронов</p> <p>Радиоактивный фон</p> <p>Суммирование импульсов</p> |
| α | <p>Рассеяние от подложки источника</p> <p>Рассеяние в веществе источника</p> | <p>Зависимость пробега от Z материала ППД и энергии</p> <p>Рассеяние во входном окне ППД</p> <p>Эффективность собирания носителей заряда в ППД</p> | <p>Разброс углов падения на поверхность ППД</p> <p>Взаимодействие α-частиц с молекулами остаточного газа</p> <p>Суммирование импульсов</p> <p>Радиоактивный фон</p> |

спектроскопических экспериментах из-за больших искажений аппаратного спектра.

Разработанная нами методика предполагает использование только шести энергетических реперов. При этом необходимы предварительное исследование нелинейности и эффективности спектрометра в заранее выбранных условиях (коэффициенты усиления; телесные углы; поглощающие фильтры; эффекты, искажающие форму аппаратного спектра) и аппроксимирование их аналитическими выражениями. В частном случае, когда сложность спектра позволяет примешивание большого количества реперов, метод переходит в один из указанных выше подходов.

Методика измерений относительных интенсивностей моноэнергетических излучений основана на предварительном исследовании эффективности спектрометра с помощью калиброванных источников.

Нелинейность спектрометра [28—30]. Нелинейность исследуется в предположении, что два произвольных («опорных») пика разных энергий лежат на прямой, коэффициенты B_1 и B_2 которой находят из уравнений:

$$\left. \begin{aligned} E &= B_1 + B_2 P; & B_1 &= (E_1 P_2 - E_2 P_1) / (P_2 - P_1); \\ & & B_2 &= (E_1 - E_2) / (P_1 - P_2). \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Нетрудно показать, что от выбора разности $|P_2 - P_1|$ зависит точность построения нелинейности, а следовательно, и погрешность измерения энергий (обычно $|P_2 - P_1| > 3500$). Затем с помощью (11) рассчитывают положения максимумов пиков с известной энергией и строят зависимость $\delta_j = P_j - P_{j\text{расч}}$ от номера канала P . Далее значения δ_j аппроксимируют по методу наименьших квадратов (программа «Fumili» [28]) полиномом

$$\delta_j = \sum_{i=1}^M A_i P_j^{i-1}, \quad (12)$$

где $M = 2 \div 5$. Выбор $M \leq 5$ связан с предположением о плавной зависимости нелинейности от номера канала (для больших M возможна осцилляция между экспериментальными точками).

В начале разработки методики (1972 г.) наблюдали сложную зависимость $\delta_j(P)$, и это привело к необходимости разбиения участков для аппроксимации (≤ 5). Хотя состояние аппаратуры сейчас не требует такой процедуры, программная организация методики предусматривает ее применение и для менее совершенных спектрометров. Выбор оптимального значения M и области аппроксимации ведется по анализу величины

$$\frac{1}{n} \sum_{j=1}^n |(\delta_j - \delta_{j\text{эксп}})| = \bar{\Delta}, \quad (13)$$

где n — число экспериментальных точек. Очевидно, $\bar{\Delta}$ характеризует предельную погрешность, достижимую в данном эксперименте. Обычно $\bar{\Delta} \leq 0,05$ канала, причем величина $\bar{\Delta}$ зависит от качества спектрометра, аккуратности экспериментатора и внутренней согласованности применяемого набора нормалей энергий. Сшивание областей аппроксимации проводилось на участке, охватывающем четыре или более экспериментальных точек, и с обязательным требованием

$$|\delta_j^{(1)} - \delta_j^{(2)}| < \bar{\Delta}_{1,2},$$

где $j = 1, \dots, 4$; (1) и (2) относятся к расчетным значениям первой и второй области; $\bar{\Delta}_{1,2}$ — наименьшее значение из Δ_1 и Δ_2 .

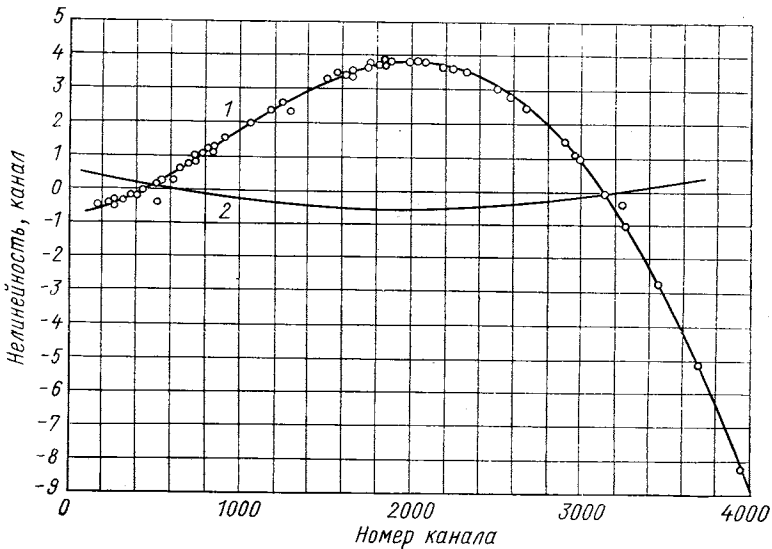


Рис. 43. Нелинейность спектрометра с 38-см^3 Ge(Li)-детектором (1) и $200\text{ мм}^2 \times 5\text{ мм}$ Ge(Li)-детектором (2): точки — экспериментальные значения; непрерывная линия — аппроксимация полиномом (см. текст)

Программа построения нелинейности спектрометра и аппроксимации экспериментальных данных описана в работах [28, 30]. Пример построения нелинейности спектрометра с Ge(Li)-детектором и ее аппроксимации полиномом (12) приведен на рис. 43. Для сравнения там же представлена линейность спектрометра с более качественным ЛУ.

Эффективность спектрометра [28—30]. При исследовании эффективности следует рассматривать два подхода: с приме-

нием градуированных по активности источников или с применением данных об относительных интенсивностях переходов для нуклидов со сложной схемой распада.

Абсолютная эффективность. Измерения с помощью градуированных по активности источников проводят в условиях стандартной, заранее выбранной геометрии с учетом эффектов, искажающих форму аппаратурного спектра. При этом нужно принимать меры для уменьшения вклада погрешностей, связанных с геометрической воспроизводимостью, учетом мертвого времени системы, времени измерения, $\Delta S/S$ и периода полураспада. Расчет значений эффективности проводят по формуле

$$\varepsilon_{абс} = (S/\tau) / [I \exp(-\lambda t)], \quad (14)$$

где S — площадь пика данной энергии; τ — время измерения; I — число моноэнергетических частиц данной энергии, испускаемых источником в угол 4π за 1 сек; $\ln 2/T_{1/2}$ — вероятность радиоактивного распада, сутки⁻¹; t — время, прошедшее от момента аттестации до момента измерения, сутки. Далее с помощью метода наименьших квадратов (программа «Fumili») значения аппроксимируют полиномом

$$\ln \varepsilon_j = \sum_{i=1}^M C_i (\ln E_j)^{i-1}, \quad (15)$$

где $M = 2 \div 5$. Как и для нелинейности, выбор $M \leq 5$ связан с предположением плавной зависимости эффективности полупроводникового спектрометра от энергии. Оптимальное значение M выбирают из анализа значений

$$\Delta = (\varepsilon_{абс} - \varepsilon_{расч}) / \varepsilon_{абс} | E_j. \quad (16)$$

Число участков для аппроксимации ≤ 5 . Такой выбор связан со сложной зависимостью эффективности ППД от энергии, с одной стороны, и с отсутствием достаточного количества экспериментальных точек, равномерно распределенных во всем диапазоне энергий — с другой. В частности, при использовании стандартного набора ОСГИ для Ge(Li)-детекторов в области 165—661 кэВ имеется всего две экспериментальные точки, хотя эффективность при этом изменяется в 5—10 раз. Контроль же каждой экспериментальной точки $\varepsilon_{абс}$ ведется из анализа

$$\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} = \left\{ \left(\frac{\Delta I}{I} \right)^2 + \left(\frac{\Delta S}{S} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \tau}{\tau} \right)^2 + \left(\frac{0,693 \Delta t}{T_{1/2}} \right)^2 + \left(\frac{0,693 t \Delta T_{1/2}}{T_{1/2}^2} \right)^2 \right\}^{1/2}. \quad (17)$$

Относительная эффективность. В ряде задач достаточно знать только относительную эффективность спектрометра, кото-

рую легко рассчитывать с помощью относительных интенсивностей моноэнергетических излучений градуированных источников по формуле

$$\epsilon_{\text{отн}} = S/I. \tag{18}$$

В случае применения нескольких источников возникает задача сшивания их значений. Для этого выбирают базовый нуклид, по отношению к которому проводят связку значений $\epsilon_{\text{отн}}(E)$, полученных для разных нуклидов. В частности, в качестве базовых точек можно применять $\epsilon_{\text{абс}}$. Перевод значений $\epsilon_{\text{отн}}(E)$

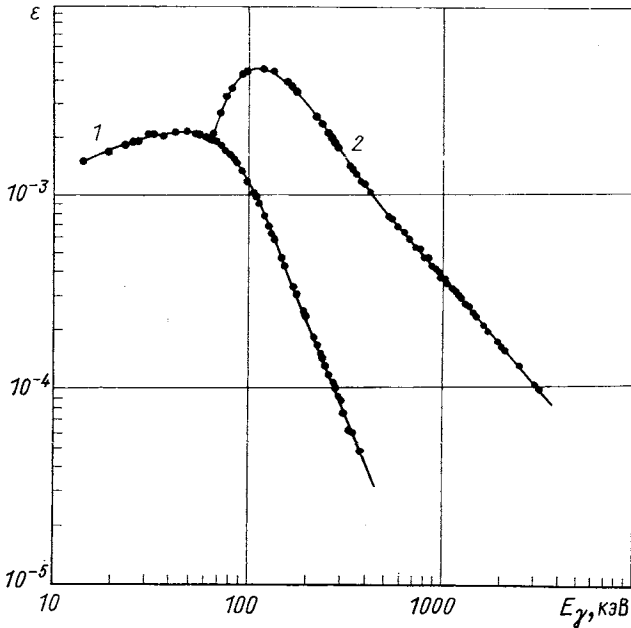


Рис. 44. Эффективность спектрометра с 38-см³ Ge(Li)-детектором:
 точки — экспериментальные значения; непрерывная линия — аппроксимация полиномом; стрелками обозначены границы полей аппроксимации

для каждого нуклида в базисные значения осуществляют с помощью нормировочного множителя и параболической интерполяции. Затем все значения $\epsilon(E)$ выстраивают в порядке возрастания E . Далее имеет место процедура аппроксимации экспериментальных данных.

Построение абсолютных эффективностей спектрометров рассмотрим ниже. Здесь же приведем пример относительной эффективности спектрометров с Ge(Li)-детекторами (рис. 44). Результаты получены с использованием относительных интенсивностей

γ -квантов ^{75}Se , ^{173}Lu , ^{182}Ta , ^{152}Eu , ^{160}Tb , ^{192}Ir , ^{110}Ag и ^{56}Co [29]. В качестве базового источника применен ^{152}Eu . Программы построения и аппроксимации эффективности спектрометров описаны в работах [28, 30].

Обработка результатов однократных измерений. Структурная схема программы обработки однократных измерений приведена

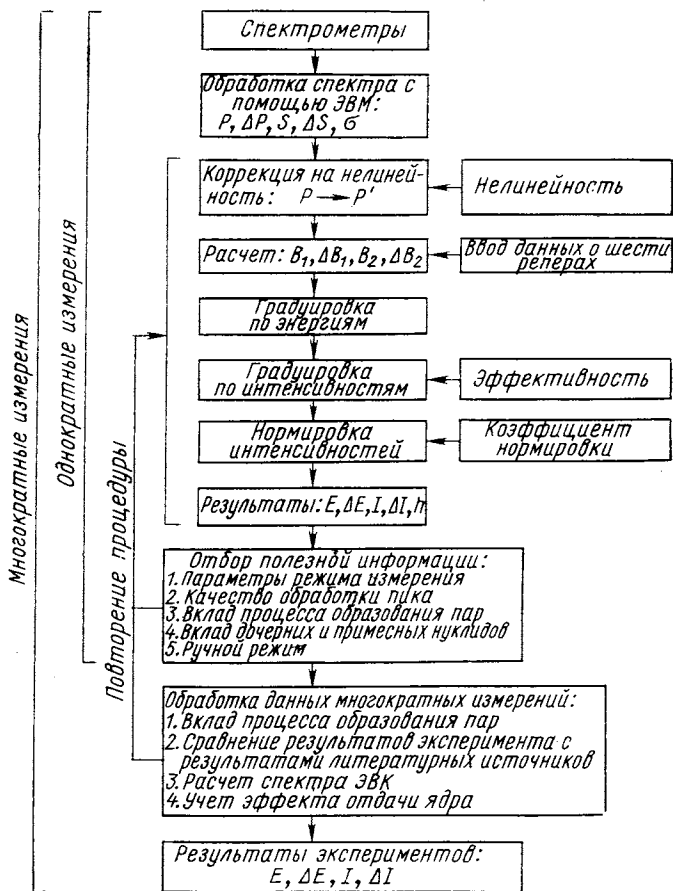


Рис. 45. Структурная схема эксперимента по измерению энергии и относительных интенсивностей моноэнергетических излучений

на рис. 45. После учета нелинейности спектрометра (коррекция $P_i^0 \rightarrow P_i^{0'}$) методом наименьших квадратов по шести реперным

линиям рассчитывают коэффициенты градуировочной прямой

$$E_i^0 = B_1 + B_2 P_i^0. \quad (19)$$

В качестве весов используют величины $\{(\Delta E_i^0)^2 + (B_2 \Delta P_i^0)^2\}^{-1}$, где ΔE_i^0 — погрешность репера, исключая систематическую часть погрешности. Погрешность энергии однократного измерения рассчитывают по формуле

$$\Delta E_i = \{(\Delta B_1)^2 + (\Delta B_2)^2 P_i^2 + r P_i + (B_2 \Delta P_i)^2\}^{1/2}. \quad (20)$$

Здесь первые три члена определяются коридором ошибок градуировочной прямой; $r P_i$ — корреляционный член; четвертый член учитывает погрешность определения положения максимума пика. Контроль качества эксперимента ведется по анализу разности $E_i^0 - E_{i \text{ расч}}^0$, где E_i^0 — вводимое значение нормали энергии; $E_{i \text{ расч}}^0$ — полученное при градуировке значение энергии.

Выбор шести реперов (программа предусматривает от двух до шести) связан с тем, что методика предполагает разбиение кривой нелинейности на участки и, таким образом, каждая область будет представлена по меньшей мере одним репером. Кроме того, в некоторых случаях, возможны искажения величин P_i^0 за счет различных аппаратных эффектов (неизвестные переходы, примеси, суммирование импульсов, вылет характеристического излучения из ППД и т. п.). Выбранное число реперов позволяет обнаружить вклад таких эффектов.

Относительные интенсивности и их погрешности вычисляют по формулам

$$I_i = \frac{S_i}{\varepsilon_i} \frac{I_n}{S_n/\varepsilon_n};$$

$$\Delta I_i = I_i \sqrt{\left(\frac{\Delta S_i}{S_i}\right)^2 + \left(\frac{\Delta S_n}{S_n}\right)^2}, \quad (21)$$

где ε_i — эффективность спектрометра для моноэнергетических частиц с энергией E_i ; I_n и S_n — интенсивность и площадь пика, выбранного в качестве нормировочного; S_i — площадь градуируемого пика.

В результате обработки на АЦПУ выводятся значения P_i , ΔP_i , $\delta_{j \text{ расч}}$, S_i , ΔS_i , $\varepsilon_{i \text{ расч}}$, E_i , ΔE_i , I_i , ΔI_i , $h_i = 2,354 \sigma_i B_2$. Результаты эксперимента (E , ΔE , I , ΔI и h) записывают на магнитной ленте или перфорируют для дальнейшей обработки.

Критерии оценки качества экспериментальных данных в однократных измерениях и отбор полезной информации. Основой прецизионной спектроскопии моноэнергетических излучений является обработка спектральной линии с помощью ЭВМ. К сожалению, этот процесс в значительной мере субъективен, ибо необходимо предварительно задать начальные приближения («разметка

спектра») и, что самое важное, число пиков. Создать программы автоматической обработки до сих пор не удалось из-за сложной функции отклика спектрометров с ППД и необходимости извлекать информацию о малоинтенсивных переходах на интенсивной фоновой подложке.

Сформулируем критерии для спектрометрии γ -квантов, являющиеся наиболее полным классом задач. Спектрометрия ЭВК и α -частиц является частным случаем такой постановки.

а. Параметры режима измерения. Спектральные линии, энергии которых лежат вне области аппроксимации нелинейности (критерий 1) и эффективности (критерий 2) по пику полного поглощения, отбрасываются и печатаются отдельным массивом.

б. Качество обработки спектральной линии с помощью ЭВМ. Для интенсивных одиночных пиков (например, $I > 1$) полуширина линии $h_{\text{экср}}(E)$ аппроксимируется полиномом

$$h(E) = a_1 + a_2 E + a_3 E^2. \quad (22)$$

В наших измерениях наиболее интенсивная линия принимается за 100 единиц. Спектральные линии, $h_{\text{экср}}(E)$ которых не удовлетворяют неравенству

$$|h_{\text{экср}}(E) - h(E)| \leq \Delta h, \quad (23)$$

отбрасываются и печатаются отдельным массивом (критерий 3). Значения Δh зависят от качества спектрометра и особенно от энергетического разрешения. Отброшенные пики обрабатывают повторно с новыми начальными приближениями. Заметим, что завышенное значение h может являться признаком мультиплетной структуры пика.

в. Вклад процесса образования пар в ППД. Экспериментальные значения эффективностей по пикам ОБ и ДВ аппроксимируются полиномом

$$\ln \varepsilon_j(\text{ОБ}; \text{ДВ}) = \sum_{i=1}^M k_j (\ln E_j)^{i-1}, \quad (24)$$

затем каждому значению $E > 1022$ кэв ставится в соответствие

$$[E - E(\text{ОБ}; \text{ДВ})] \pm [(\Delta E)^2 + (\Delta E(\text{ОБ}; \text{ДВ}))^2]^{1/2}. \quad (25)$$

Если существует переход, энергия которого $E \pm \Delta E$ в пределах погрешностей совпадает с этой разностью, его интенсивность корректируется с помощью соответствующей эффективности:

$$[S_i - S_i(\text{ОБ}; \text{ДВ})] \pm [(\Delta S_i)^2 + (\Delta S_i(\text{ОБ}; \text{ДВ}))^2]^{1/2}. \quad (26)$$

Здесь S_i — площадь пика с энергией E_i ; $S_i(\text{ОБ}; \text{ДВ})$ — расчетная площадь ОБ или ДВ пика; ΔS_i и $\Delta S_i(\text{ОБ}; \text{ДВ})$ — соответствующие погрешности. Погрешность $\Delta S_i(\text{ОБ}; \text{ДВ})$ задается

с помощью параметра аналогичного κ [28, 29]. Очевидно, что при такой обработке имеет место преобразование: интенсивность \rightarrow площадь \rightarrow интенсивность. Для контроля на АЦПУ печатаются массивы скорректированных интенсивностей (критерий 4).

г. *Вклад дочерних или примесных нуклидов в искажение интенсивностей исследуемых γ -переходов.* С помощью наиболее интенсивных линий дочернего или примесного нуклида находят коэффициент нормировки

$$q = (1/n) \sum_{i=1}^n (I_i/I_i'), \quad (27)$$

где I_i — интенсивности, полученные в данном эксперименте для переходов дочернего или примесного нуклида с относительными интенсивностями I_i' ; n — число заданных пиков. Для переходов, совпадающих в пределах

$$[(\Delta E_i')^2 + (\Delta E_i)^2]^{1/2} \quad (28)$$

по энергии с переходом дочернего или примесного нуклида, проводится коррекция² (критерий 5) интенсивностей по формуле

$$[I_i - I_i'q] \pm [(\Delta I_i)^2 + (\Delta I_i'q)^2]^{1/2}. \quad (29)$$

Для контроля на АЦПУ печатают массивы корректируемых интенсивностей γ -переходов.

д. *«Ручной режим» отбора информации* (критерий 6). С его помощью отбрасывают переходы, многократно обработанные с различными начальными приближениями, а также возможные фоновые, аппаратурные и примесные пики. Технически отбор осуществляется заданием номера γ -перехода.

Программа организована так, что различные критерии можно применять многократно или вообще не применять. Корректированные результаты записывают на магнитные ленты или перфорируют для последующей обработки.

Обработка результатов многократных измерений. Результаты одиночных измерений на различных ППД, спектрометрических трактах и при различных коэффициентах усиления обрабатывают по следующим формулам:

$$\left. \begin{aligned} E &= \frac{\sum_{i=1}^n E_i (1/\Delta E_i)^2}{\sum_{i=1}^n (1/\Delta E_i)^2}; & \Delta E_1 &= [\alpha_1^2 + \alpha_3^2 + \alpha_4^2 + \alpha_5^2]^{1/2}; \\ & & \Delta E_2 &= [\alpha_2^2 + \alpha_3^2 + \alpha_4^2 + \alpha_5^2]^{1/2}; \\ I &= \frac{\sum_{i=1}^n I_i (1/\Delta I_i)^2}{\sum_{i=1}^n (1/\Delta I_i)^2}; & \Delta I_1 &= [\beta_1^2 + \beta_3^2]^{1/2}; \\ & & \Delta I_2 &= [\beta_2^2 + \beta_3^2]^{1/2}; \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

$$\alpha_1^2 = \frac{1}{\sum_{i=1}^n (1/\Delta E_i)^2}; \quad \alpha_2^2 = \frac{\sum_{i=1}^n (1/\Delta E_i)^2 (E - E_i)^2}{(n-1) \sum_{i=1}^n (1/\Delta E_i)^2};$$

$$\alpha_3^2 = \rho^2 E^2; \quad \left\{ \begin{array}{l} \alpha_5^2 = 1/3 B_2^2 \bar{\Delta}^2; \\ \alpha_4^2 = \mu^2 E^2; \quad \left\{ \begin{array}{l} \alpha_5^2 = 0; \\ \beta_3^2 = \kappa^2 I^2. \end{array} \right. \end{array} \right.$$

Здесь n — число измерений; E — энергия, *кэв*; α_3 — погрешность нормалей третьего порядка, относительно которых создан набор нормалей энергии в предположении $E_\gamma(411,8 - {}^{198}\text{Hg}) = 411,794 \pm 0,000$ *кэв* [29] ($\rho = 10 \cdot 10^{-6}$); α_4 — погрешность нормали второго порядка $E_\gamma(411,8 - {}^{198}\text{Hg}) = 411,794 \pm 0,007$ *кэв* ($\mu = 17 \cdot 10^{-6}$); α_5 — погрешность, связанная с аппроксимацией нелинейности для измерения на одном спектрометре (для разных спектрометров эта погрешность из систематической переходит в случайную, т. е. $\alpha_5 = 0$); погрешности β_1 и β_2 рассчитывают аналогично α_1 и α_2 ; κ характеризует предельную погрешность, которую можно достичь на данном спектрометре (для нескольких спектрометров в качестве κ берут наилучшее значение). В качестве ΔE и ΔI выбирают погрешность, наибольшую из ΔE_1 , ΔE_2 и ΔI_1 , ΔI_2 соответственно.

Принцип работы программы автоматической обработки результатов многократных измерений показан на рис. 45 [28, 30]. После отбора полезной информации на вход ЭВМ поступают массивы однократных измерений (E , ΔE , I , ΔI) и производится выстраивание данных в порядке возрастания E . Затем проводят последовательный отбор энергий, значения которых совпадают в пределах погрешности, и результаты обрабатывают по формулам (30). На АЦПУ печатаются входные данные и рассчитанные значения.

Полученные результаты подвергаются следующему анализу.

Вклад процесса образования пар в ППД. Этот эффект рассмотрен выше, где предполагалось измерение в энергетической области, охватывающей полный спектр γ -квантов. С другой стороны, мы отмечаем, что каждый спектрометр должен быть использован в некоторой оптимальной области. Таким образом, программа автоматического учета вклада эффекта образования пар в ППД не будет эффективной в тех случаях, когда исследуется ограниченный энергетический диапазон. Поэтому после проведения процедуры обработки многократных измерений для $E > 1022$ *кэв* проводится расчет энергий пиков ОВ и ДВ. Затем снова анализируются данные однократных измерений и производится очистка от ложных пиков (критерий 6).

Сравнение результатов эксперимента с результатами различных литературных источников. Рассматриваются переходы, энергии которых совпадают в пределах погрешности. При необходимости предусмотрен коэффициент перенормировки интенсивности. Отдельными массивами печатаются энергии и интенсивности переходов, наблюдаемых или только в наших экспериментах, или только в литературных источниках. При противоречиях проводится повторный анализ одиночных измерений.

Расчет спектра электронов внутренней конверсии (ЭВК). Для того чтобы правильно планировать и проводить эксперимент по исследованию спектров ЭВК, предусмотрено построение расчетного спектра на основе данных об энергиях γ -квантов. На АЦПУ печатаются две таблицы: энергии γ -переходов и энергии соответствующих конверсионных линий (K, L, M и т. п.) с погрешностями; энергии конверсионных линий в порядке возрастания.

При построении схем распада с использованием правил Ритца существенное значение имеет поправка к энергии на отдачу ядра для определения энергии перехода. В программе энергию перехода рассчитывают, добавляя поправку на отдачу ядра:

для γ -квантов

$$E_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2 \frac{m}{M(A, Z)} mc^2; \quad (31)$$

для ЭВК

$$E_0 = E \left(\frac{E}{mc^2} + 2 \right) \frac{m}{2M(A, Z)}. \quad (32)$$

Эти выражения относятся к свободному неподвижному нуклиду.



5. СПЕКТРОМЕТРИЯ γ -КВАНТОВ

Методика измерения энергий и относительных интенсивностей γ -квантов с помощью полупроводниковых детекторов основана на сравнении аппаратурных спектров исследуемого и эталонного нуклидов; на пути этого сравнения имеется много причин, значительно ухудшающих предельно достижимую точность. Следовательно, процесс сопоставления положения максимума спектральной линии (P) и энергии (E), а также площади спектральной линии (S) и интенсивности (I) должен быть последовательным с точки зрения учета данных эталонных нуклидов и четким относительно расчета погрешностей. С учетом того что в настоящее время спектрометры на основе кремния и германия обладают характеристиками, близкими к предельно возможному, изменение данных об эталонных нуклидах приведет лишь к простым коррекциям результатов без повторения эксперимента.

Нормали энергий γ -квантов. Единственной естественной нормалью энергии γ -квантов, значение которой полностью определяется фундаментальными постоянными, является энергия аннигиляционного излучения [31]:

$$mc^2 = 511,0041 \pm 0,0016 \text{ кэв.} \quad (33)$$

Тогда энергия аннигиляции покоящегося позитрония с учетом половины энергий связи состояния 1S_0 равна

$$\gamma^\pm \equiv h\nu^\pm = mc^2 - mc^2/8h^2 = 511,0007 \pm 0,0016 \text{ кэв.} \quad (34)$$

К сожалению, использование этого значения затруднено из-за сложной формы спектральной линии [32], что устанавливает предел максимально достижимой точности. Поэтому в качестве нормали второго порядка, форма спектральной линии которой не зависит от вторичных эффектов, выбран γ -переход 411,8 кэв — ^{198}Hg (об аргументах выбора см., например, [32]). Точное значение энергии

$$E_\gamma(411,8 \text{ кэв} - ^{198}\text{Hg}) = 411,794 \pm 0,007 \text{ кэв} \quad (35)$$

определено с помощью безжелезного бета-спектрометра при сравнении L_3 -линии фотоэлектронов внешней конверсии $\gamma = 411,8 \text{ кэв}$ и K -линии γ^\pm в урановом радиаторе [33].

Возможен и иной подход. В качестве нормали первого порядка применяют энергию рентгеновской линии WK_{α_1} [31]:

$$E(WK_{\alpha_1}) = 59,31918 \pm 0,00036 \text{ кэв.} \quad (36)$$

Анализируя данные различных экспериментов, Б. С. Джелепов предлагает [32]

$$E_\gamma(411,8 - ^{198}\text{Hg}) = 411,803 \pm 0,014 \text{ кэв.} \quad (37)$$

В настоящее время значению энергии γ -квантов 411,8 кэв — (^{198}Hg) уделяется большое внимание. В частности, приводят следующие значения:

$$\begin{aligned} E_\gamma(411,8 - ^{198}\text{Hg}) &= 411,8007 \pm 0,0027 \text{ кэв} [34]; \\ E_\gamma(411,8 - ^{198}\text{Hg}) &= 411,805 \pm 0,0015 \text{ кэв} [35]. \end{aligned} \quad (38)$$

По-видимому, дискуссия будет продолжаться и далее.

В наших экспериментах примем значение (35). Это связано с тем, что при этом значении: а) в работе [33] измерены энергии переходов, которые часто применяются в качестве нормалей; б) в работе [36] приведены данные Хельмера, Гринвуда и Герке об энергиях γ -квантов, применяемые для градуировки γ -спектрометров; в) в работе [37] с помощью кристалл-дифракционного спектрометра измерены энергии γ -квантов ^{182}Tl и ^{192}Ir , т. е. эти данные можно рассматривать в качестве нормалей третьего порядка (табл. 4); г) в случае, если будет принято новое значение

Энергия γ -квантов ^{182}Ta и ^{182}Ir

| Nu- квид | [37] | | [32] | | [36] | | [58] | | [29] | |
|-------------------|----------|-------------|---------|------------|---------|------------|------|------------|---------|------------|
| | E | $\Delta E'$ | E | ΔE | E | ΔE | E | ΔE | E | ΔE |
| ^{182}Ta | 31,7370 | 0,0004 | 31,736 | 0,001 | — | — | — | — | — | — |
| | 42,7143 | 0,0006 | 42,715 | 0,002 | — | — | — | — | — | — |
| | 65,7219 | 0,0006 | 65,722 | 0,002 | — | — | — | — | — | — |
| | 67,7496 | 0,0006 | — | — | 67,750 | 0,004 | — | — | — | — |
| | 84,6802 | 0,0008 | 84,680 | 0,003 | 84,680 | 0,002 | — | — | 84,681 | 0,003 |
| | 100,1067 | 0,0009 | 100,103 | 0,002 | 100,105 | 0,001 | — | — | 100,105 | 0,002 |
| | 113,6677 | 0,0011 | 113,673 | 0,003 | 113,673 | 0,002 | — | — | 113,672 | 0,008 |
| | 116,4172 | 0,0014 | 116,416 | 0,004 | 116,418 | 0,002 | — | — | 116,413 | 0,003 |
| | 152,4298 | 0,0013 | 152,431 | 0,003 | 152,434 | 0,002 | — | — | 152,427 | 0,003 |
| | 156,3819 | 0,0014 | 156,391 | 0,004 | 156,387 | 0,002 | — | — | 156,380 | 0,005 |
| | 179,3895 | 0,0016 | 179,395 | 0,005 | 179,393 | 0,003 | — | — | 179,388 | 0,003 |
| | 198,3478 | 0,0017 | 198,361 | 0,008 | 198,356 | 0,002 | — | — | 198,349 | 0,007 |
| | 222,1037 | 0,0019 | 222,107 | 0,005 | 222,110 | 0,003 | — | — | 222,102 | 0,006 |
| | 229,3162 | 0,0035 | 229,321 | 0,008 | 229,322 | 0,006 | — | — | 229,316 | 0,005 |
| | 264,0697 | 0,0022 | 264,072 | 0,009 | 264,072 | 0,006 | — | — | 264,069 | 0,005 |
| ^{182}Ir | 136,3400 | 0,0007 | — | — | — | — | — | — | — | — |
| | 295,9483 | 0,0014 | 295,942 | 0,009 | 295,949 | 0,006 | — | — | 295,946 | 0,005 |
| | 308,4464 | 0,0014 | 308,430 | 0,010 | 308,445 | 0,007 | — | — | 308,444 | 0,006 |
| | 316,4877 | 0,0014 | 316,487 | 0,010 | 316,497 | 0,007 | — | — | 316,495 | 0,006 |
| | 416,4501 | 0,0035 | — | — | 416,450 | 0,008 | — | — | 416,454 | 0,014 |
| | 468,0946 | 0,0021 | 468,059 | 0,017 | 468,062 | 0,010 | — | — | 468,056 | 0,009 |
| | 588,5562 | 0,0034 | 588,567 | 0,014 | 588,572 | 0,012 | — | — | 588,572 | 0,012 |
| | 604,3942 | 0,0026 | 604,396 | 0,017 | 604,401 | 0,012 | — | — | 604,394 | 0,012 |
| | 612,4460 | 0,0026 | 612,446 | 0,017 | 612,450 | 0,013 | — | — | 612,445 | 0,012 |
| | 884,5037 | 0,0044 | — | — | 884,523 | 0,018 | — | — | 884,514 | 0,013 |

Примечание. $\Delta E'$ —погрешность без учета погрешности нормализации второго порядка ($\alpha_4=0$); ΔE —полная погрешность ($\alpha_4=17 \cdot 10^{-6}$ нэв).

$E_\gamma = 411,8$ кэв, процедура коррекции станет простой

$$E_2 = E_1 [E_2(411,8)/E_1(411,8)], \quad (39)$$

где E_1 — значения энергий, полученные в предположении (35); E_2 — то же в предположении нового значения нормали второго порядка.

Нормали интенсивностей γ -квантов. В настоящее время имеется целый ряд нуклидов, активность которых в силу простоты схемы распада можно измерить различными методами с погрешностью 0,5—3% (табл. 5). Эти данные и применяются для исследования экспериментальной зависимости эффективности Ge(Li)-спектрометра от энергии в заданной геометрии [28]. Кроме того, часто применяют данные об относительных интенсивностях γ -переходов, возникающих при распаде ^{182}Ta , ^{152}Eu , ^{110m}Ag , ^{56}Co и др. При этом, однако, не следует забывать, что эти данные получены с помощью данных табл. 5 и что часто процедура сопоставления бывает ошибочна.

Построение набора нормалей энергии [29]. В качестве нормалей третьего порядка использованы энергии γ -квантов ^{182}Ta и ^{192}Ir , измеренные с помощью кристалл-дифракционного спектрометра (см. табл. 4, колонка 1). Для сравнения в этой же таблице приведены энергии, рекомендованные разными авторами. Эти данные являются поводом для размышлений о выборе нормалей энергий. Ряд расхождений говорит о наличии погрешностей в экспериментах с кристалл-дифракционными спектрометрами (см. табл. 4, колонки 1—3). В частности, значение энергии 588 кэв (^{192}Ir) [37] можно рассматривать как промах.

Нормали энергий выше 600 кэв создавались с использованием значений энергий переходов, полученных суммированием конкурирующих каскадных переходов с учетом отдачи ядра для нуклидов с хорошо исследованными схемами распада (табл. 6). Верхняя граница энергий 600 кэв (см. табл. 4) накладывает ограничение 1200 кэв для двухкаскадных переходов. Следовательно, возможными энергетическими диапазонами являются ~ 1000 , ~ 2000 и ~ 4000 кэв. К сожалению, число конкурирующих каскадов для нуклидов с достаточно простыми спектрами и удобными в работе периодами полураспада ограничено. Поэтому мы использовали также факт сохранения нелинейности спектрометра при изменении коэффициента усиления с помощью частотно-независимого аттенюатора [5].

Процедура построения полного набора нормалей энергий состояла в следующем:

а) *диапазон до 260 кэв.* Выбор такой энергетической области связан со стремлением снизить значения погрешностей при оптимальном выборе коэффициента усиления для спектрометров с высоким энергетическим разрешением;

Таблица 5

Радиоактивные источники, погрешности измерения активности ΔA , выход γ -квантов на 100 распадов и минимальные значения, получаемые при измерении эффективности спектрометра

| Нук- лид | Лите- ратура | $T_{1/2}$, дни | ΔA , % | E | I | ΔI | $\Delta \varepsilon_1$ | $\Delta \varepsilon_2$ | $\Delta \varepsilon_3$ |
|-------------------|-----------------|--------------------|----------------|--|-------------------------------|------------------------------|--------------------------|--------------------------|--------------------------|
| ^{241}Am | [28] | 432,9 (8) года | 1 | 59,54 | 35,9 | 0,6 | 1,7 | 1,9 | 2,3 |
| ^{109}Cd | [60] | 453,2 (18) | 2,5 | 22,1 <i>KX</i> 25,0 <i>KX</i> 88,03 | 83,00 17,81 3,79 | 3,00 0,64 0,07 | 3,6 3,6 1,8 | 4,4 4,4 3,1 | — — — |
| ^{57}Co | [28] | 269,8 (4) | 1 | 6,5 <i>KX</i> 14,41 122,06 136,47 | 55,3 9,5 85,6 10,75 | 1,5 0,2 0,4 0,30 | 2,7 2,1 0,5 2,8 | 2,9 2,3 1,1 3,0 | 3,1 2,6 1,6 3,2 |
| ^{139}Ce | [28] | 137,2 (4) | 1 | 33,4 <i>KX</i> 37,8 <i>KX</i> 165,85 | 62,53 15,13 80,35 | 0,57 0,14 0,08 | 3,8 3,8 0,1 | 3,9 3,9 1,0 | 4,1 4,1 1,5 |
| ^{203}Hg | [28] | 46,76 (8) | 1,5 | 10,3 <i>LX</i> 72,9 <i>KX</i> 82,5 <i>KX</i> 279,19 | 5,63 9,77 2,73 81,55 | 0,08 0,50 0,20 0,15 | 1,4 5,1 7,3 0,2 | 2,1 5,3 7,5 1,5 | 2,1 5,3 7,5 1,5 |
| ^{113}Sn | [28] | 115,2 (8) | 1,5 | 3,3 <i>LX</i> 24,7 <i>KX</i> 255,12 391,69 | 13,5 96,6 1,9 64,4 | 0,1 0,3 0,1 0,3 | 0,7 0,3 5,3 0,5 | 1,7 1,5 5,5 1,6 | 1,7 1,5 5,5 1,6 |
| ^{137}Cs | [28] | 30,18 (10) года | 1 | 4,5 <i>LX</i> 32,1 <i>KX</i> 36,5 <i>KX</i> 661,65 | 1,25 5,67 1,34 85,1 | 0,01 0,18 0,05 0,5 | 0,8 3,2 3,7 0,6 | 1,3 3,3 3,9 1,2 | 1,7 3,5 4,0 1,6 |
| ^{54}Mn | [28] | 312,5 (3) | 0,5 | 5,5 <i>KX</i> 834,86 | 25,0 100 | 0,2 — | 0,8 — | 0,9 0,5 | 1,7 1,5 |
| ^{88}Y | [28] | 107,4 (8) | 1,5 | 14,4 <i>KX</i> 898,01 1836,07 | 63,40 91,40 99,40 | 0,32 0,07 0,07 | 0,5 0,1 0,1 | 1,6 1,5 1,5 | 1,6 1,5 1,5 |
| ^{65}Zn | [28] | 245,7 (11) | 1 | 8,1 <i>KX</i> 1115,56 | 35,2 50,6 | 0,3 0,4 | 0,9 0,8 | 1,3 1,3 | 1,7 1,7 |

Продолжение табл. 5

| Нук- лид | Лите- ратура | $T_{1/2}$, дни | ΔA , % | E | I | ΔI | $\Delta \varepsilon_1$ | $\Delta \varepsilon_2$ | $\Delta \varepsilon_3$ |
|------------------|-----------------|--------------------|----------------|---------|-------|------------|------------------------|------------------------|------------------------|
| ^{60}Co | [28] | 5,275 (5) года | 0,5 | 1173,24 | 99,74 | 0,05 | 0,1 | 0,5 | 1,5 |
| | | | | 1332,49 | 99,85 | 0,03 | 0,1 | 0,5 | 1,5 |
| ^{22}Na | [28] | 2,602 (5) года | 1 | 1274,53 | 99,95 | 0,02 | 0,1 | 1,0 | 1,5 |
| ^{24}Na | [61] | 15,030 (3) ч | — | 1368,60 | 100 | — | — | — | — |
| | [62] | | | 2753,97 | 99,85 | 0,02 | 0,02 | — | — |

Примечание. $\Delta \varepsilon_1 = \Delta I/I$; $\Delta \varepsilon_2 = [(\Delta I/I)^2 + (\Delta A)^2]^{1/2}$; $\Delta \varepsilon_3 = [(\Delta I/I)^2 + (\Delta A = 1,5\%)^2]^{1/2}$.

б) диапазон до 600 кэв. Использован полный набор данных (см. табл. 4). Типичный аппаратный спектр показан на рис. 46. С помощью конкурирующих каскадных переходов определены энергии трех прямых переходов: 636, 786 и 820 кэв (см. табл. 6);

в) диапазон до 820 кэв. В рабочей по каналам области спектрометра измерялись γ -кванты до 612 кэв (см. табл. 6), исследовалась нелинейность и проводилась ее аппроксимация полиномом [12]. Затем коэффициент усиления изменялся так, что в рабочей области укладывался энергетический диапазон рассчитанных прямых переходов до 820 кэв (см. табл. 6). Завершение этого этапа позволило определить энергии четырех прямых переходов (1365, 1384, 1475 и 1505 кэв);

г) диапазон до 1505 кэв. Уточнены и определены энергии девяти прямых переходов: 786, 820, 1365, 1384, 1475, 1505, 1562, 2185 и 2598 кэв (см. табл. 6). Затем все измерения, проведенные до этого момента, были переградуированы с помощью уточненных данных табл. 6. Типичный аппаратный спектр показан на рис. 47;

д) диапазон выше 1500 кэв. Измерения проводились в три этапа: до 2185, 2598 и 3500 кэв (см. табл. 6). Типичный аппаратный спектр показан на рис. 48.

Проведено более 800 серий измерений на различных детекторах, спектрометрических трактах и при разных коэффициентах усиления. Результаты экспериментов приведены в табл. 7. Следуя работе [32], мы приводим порядки нормалей. Нормали четвертого порядка получены в непосредственном сравнении с данными [37]. Нормали пятого порядка получены в сравнении с нормалью третьего и четвертого порядков. Знак «+» указывает на то, что значение энергии получено суммированием энергий конкурирующих каскадных переходов.

Таблица 6
Энергия γ -квантов, полученная с помощью конкурирующих каскадных переходов

| Нуклид | $E(1)$ | $\Phi(1)$ | $E(2)$ | $\Phi(2)$ | $E(K)$ | $\Phi(K)$ | $E(II)$ | $\Phi(II)$ | E | Φ |
|--------------------|----------|-----------|----------|-----------|----------|-----------|----------|------------|----------|--------|
| ^{173}Lu | 285,369 | 0,003 | 350,750 | 0,005 | 636,419 | 0,006 | — | — | 636,129 | 0,006 |
| | 179,363 | 0,001 | 456,771 | 0,006 | 636,134 | 0,006 | — | — | 786,188 | 0,015 |
| | 78,651 | 0,006 | 557,482 | 0,004 | 636,133 | 0,007 | — | — | 820,632 | 0,019 |
| ^{99m}Tc | 204,419 | 0,003 | 582,068 | 0,005 | 786,184 | 0,006 | 786,194 | 0,007 | — | — |
| | 204,419 | 0,003 | 616,497 | 0,019 | 820,614 | 0,023 | 820,640 | 0,013 | — | — |
| | 569,322 | 0,003 | 795,856 | 0,003 | 1365,177 | 0,004 | — | — | — | — |
| ^{134}Cs | 563,231 | 0,004 | 801,943 | 0,004 | 1365,173 | 0,006 | 1365,180 | 0,011 | 1365,177 | 0,003 |
| | 620,353 | 0,006 | 763,936 | 0,005 | 1384,285 | 0,008 | — | — | — | — |
| | 677,613 | 0,002 | 706,672 | 0,003 | 1384,280 | 0,004 | — | — | — | — |
| ^{110m}Ag | 446,802 | 0,005 | 937,507 | 0,003 | 1384,305 | 0,006 | 1384,274 | 0,007 | 1384,285 | 0,007 |
| | 657,744 | 0,002 | 818,028 | 0,007 | 1475,777 | 0,007 | 1475,781 | 0,010 | 1475,778 | 0,006 |
| | 687,001 | 0,004 | 818,028 | 0,007 | 1505,024 | 0,008 | — | — | — | — |
| ^{144}Ce | 620,353 | 0,006 | 884,695 | 0,002 | 1505,043 | 0,006 | 1505,043 | 0,023 | 1505,036 | 0,006 |
| | 677,613 | 0,002 | 884,695 | 0,002 | 1562,298 | 0,003 | — | — | — | — |
| | 744,271 | 0,004 | 818,028 | 0,007 | 1562,302 | 0,008 | 1562,319 | 0,020 | 1562,295 | 0,007 |
| ^{56}Co | 696,492 | 0,004 | 1489,132 | 0,005 | 2185,617 | 0,007 | — | — | 2185,617 | 0,007 |
| | 1238,271 | 0,003 | 1360,209 | 0,005 | 2598,450 | 0,006 | 2598,429 | 0,013 | 2598,444 | 0,008 |
| | 898,048 | 0,005 | 1836,074 | 0,008 | 2734,103 | 0,004 | — | — | 2734,103 | 0,009 |
| ^{56}Co | 1238,271 | 0,003 | 2015,196 | 0,018 | 3253,423 | 0,018 | 3253,440 | 0,019 | 3253,444 | 0,013 |

Примечание. $E(K)$ — энергия, найденная суммированием каскадных переходов с учетом энергии отдачи ядра; $E(II)$ — энергия, полученная в прямом измерении при помощи нормалей энергии; E — среднее значение энергий $E(K)$ и $E(II)$.

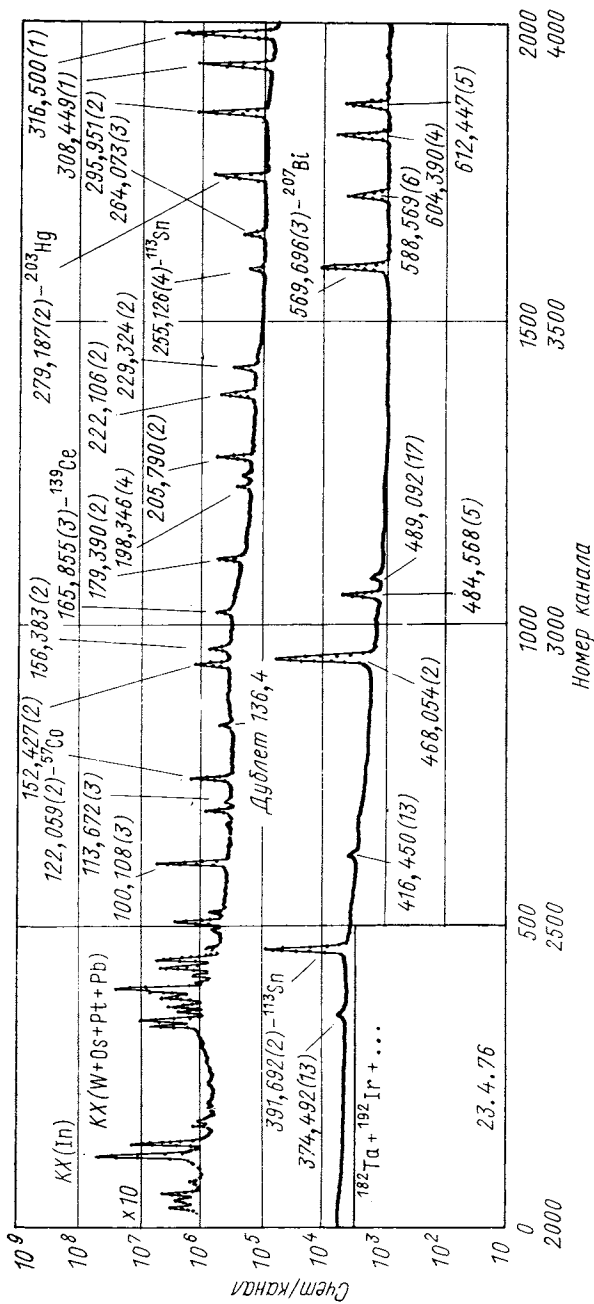


Рис. 46. Аппаратурный γ -спектр в диапазоне до 600 кэв (200 м.м.² \times 5 м.м Ge(Li)-детектор); приведены полученные в данном эксперименте значения энергии и их (в скобках) погрешности; $T_2 = 6$ ч; $P = 10$ см; ФП --- нет

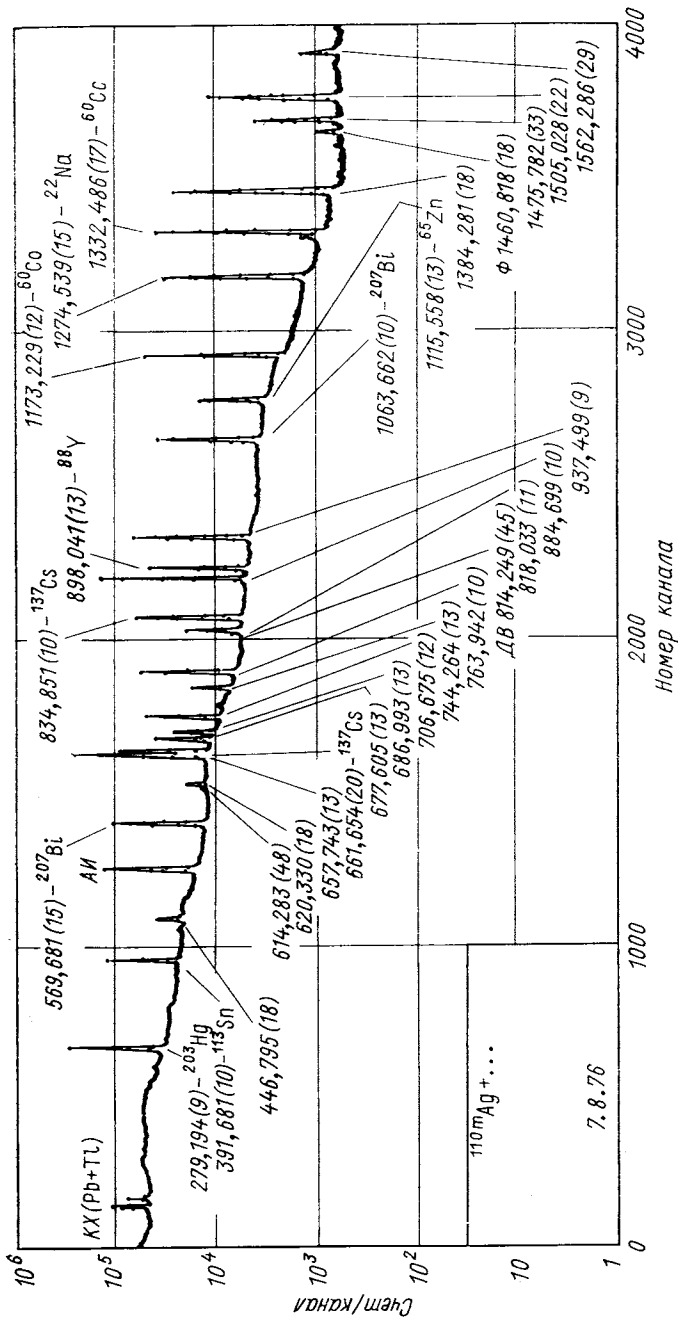


Рис. 47. Аппаратурный γ -спектр в диапазоне до 1505 кэв (3Э-см^3 Ge(Li)-детектор):
 $T_3 = 9$ час; $P = 25$ см; ФП — 1 мм Cd

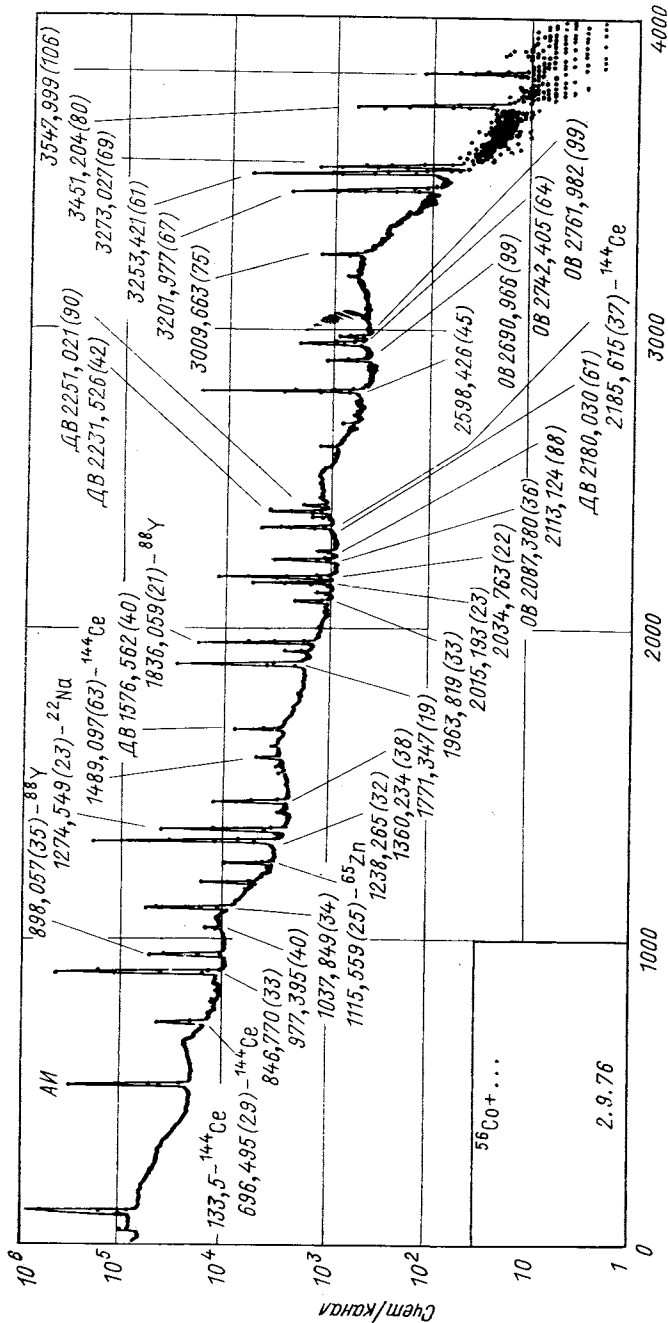


Рис. 48. Аппаратурный γ -спектр в диапазоне до 3500 кэв (50-см³ Ge(Li)-детектор):
 $T_s = 12$ ч; $P = 25$ см; ФП — 1 мм.

Таблица 7

Нормали энергий γ -квантов радиоактивных нуклидов

| Нуклид | Q | q | E | Φ_1 | Φ_2 | ΔE |
|--------------------|---|----|----------|----------|----------|------------|
| ¹⁸² Ta | 3 | — | 31,7370 | — | — | 0,0007 |
| ¹⁸² Ta | 3 | — | 42,7143 | — | — | 0,0009 |
| ²⁴¹ Am | 5 | 6 | 59,538 | 0,002 | 0,001 | 0,002 |
| ¹⁶⁹ Yb | 3 | — | 63,1182 | — | — | 0,0011 |
| ¹⁸² Ta | 3 | — | 65,7219 | — | — | 0,0013 |
| ¹⁸² Ta | 3 | — | 67,7496 | — | — | 0,0013 |
| ¹⁷⁰ Tm | 3 | — | 84,2517 | — | — | 0,0015 |
| ¹⁸² Ta | 3 | — | 84,6802 | — | — | 0,0016 |
| ¹⁶⁰ Tb | 4 | 6 | 86,790 | 0,001 | 0,001 | 0,002 |
| ¹⁰⁹ Cd | 4 | 14 | 88,032 | 0,001 | 0,001 | 0,002 |
| ^{176m} Lu | 5 | 4 | 88,367 | 0,002 | 0,002 | 0,003 |
| ⁷⁵ Se | 4 | 6 | 96,734 | 0,002 | 0,002 | 0,003 |
| ¹⁵³ Gd | 4 | 12 | 97,432 | 0,001 | 0,001 | 0,003 |
| ¹⁸² Ta | 3 | — | 100,1067 | — | — | 0,0019 |
| ¹⁵³ Gd | 4 | 12 | 103,181 | 0,001 | 0,001 | 0,002 |
| ¹⁶⁹ Yb | 5 | 9 | 109,784 | 0,001 | 0,001 | 0,003 |
| ¹⁸² Ta | 3 | — | 113,6677 | — | — | 0,0022 |
| ¹⁸² Ta | 3 | — | 116,4172 | — | — | 0,0023 |
| ¹⁶⁹ Yb | 5 | 9 | 118,191 | 0,001 | 0,001 | 0,003 |
| ⁷⁵ Se | 4 | 12 | 121,117 | 0,001 | 0,001 | 0,003 |
| ¹⁵² Eu | 4 | 14 | 121,782 | 0,001 | 0,001 | 0,003 |
| ⁵⁷ Co | 4 | 15 | 122,060 | 0,001 | 0,001 | 0,002 |
| ¹⁶⁹ Yb | 5 | 9 | 130,525 | 0,001 | 0,002 | 0,003 |
| ¹⁴⁴ Ce | 4 | 9 | 133,518 | 0,001 | 0,001 | 0,003 |
| ⁷⁵ Se | 4 | 12 | 136,000 | 0,001 | 0,001 | 0,003 |
| ⁵⁷ Co | 4 | 6 | 136,475 | 0,001 | 0,002 | 0,005 |
| ¹⁴¹ Ce | 6 | 4 | 145,443 | 0,001 | 0,001 | 0,003 |
| ¹⁸² Ta | 3 | — | 152,4298 | — | — | 0,0029 |
| ¹⁸² Ta | 3 | — | 156,3819 | — | — | 0,0030 |
| ¹³⁹ Ce | 4 | 32 | 165,854 | 0,001 | 0,001 | 0,003 |
| ¹⁷³ Lu | 5 | 10 | 171,402 | 0,001 | 0,001 | 0,004 |
| ¹⁶⁹ Yb | 5 | 9 | 177,208 | 0,001 | 0,001 | 0,004 |
| ¹⁷³ Lu | 5 | 9 | 179,363 | 0,001 | 0,001 | 0,004 |
| ¹⁸² Ta | 3 | — | 179,3895 | — | — | 0,0034 |
| ¹⁶⁰ Tb | 5 | 4 | 197,026 | 0,003 | 0,002 | 0,004 |
| ¹⁶⁹ Yb | 5 | 9 | 197,948 | 0,001 | 0,001 | 0,004 |
| ¹⁸² Ta | 3 | — | 198,3478 | — | — | 0,0038 |
| ⁷⁵ Se | 5 | 6 | 198,603 | 0,002 | 0,002 | 0,005 |
| ¹⁶⁷ Tm | 6 | 4 | 207,797 | 0,001 | 0,001 | 0,004 |
| ¹⁶⁰ Tb | 4 | 6 | 215,641 | 0,001 | 0,001 | 0,004 |
| ⁸² Br | 6 | 5 | 221,476 | 0,002 | 0,001 | 0,006 |
| ¹⁸² Ta | 3 | — | 222,1037 | — | — | 0,0042 |
| ¹⁸² Ta | 3 | — | 229,3162 | — | — | 0,0052 |
| ¹⁷³ Lu | 5 | 9 | 233,603 | 0,002 | 0,001 | 0,005 |
| ¹⁵² Eu | 4 | 14 | 244,691 | 0,001 | 0,001 | 0,005 |
| ¹¹³ Sn | 4 | 15 | 255,132 | 0,007 | 0,002 | 0,008 |
| ¹⁶⁹ Yb | 5 | 9 | 261,069 | 0,007 | 0,004 | 0,009 |
| ¹⁸² Ta | 3 | — | 264,0711 | — | — | 0,0050 |
| ⁷⁵ Se | 5 | 6 | 264,652 | 0,001 | 0,001 | 0,005 |

Продолжение табл. 7

| Нуклид | Q | q | E | Φ_1 | Φ_2 | ΔE |
|--------|----|----|----------|----------|----------|------------|
| 173Lu | 5 | 6 | 272,111 | 0,001 | 0,001 | 0,005 |
| 132Ba | 4 | 7 | 276,397 | 0,003 | 0,003 | 0,005 |
| 203Hg | 4 | 10 | 279,189 | 0,001 | 0,001 | 0,006 |
| 75Se | 5 | 9 | 279,535 | 0,001 | 0,001 | 0,006 |
| 173Lu | 5 | 5 | 285,369 | 0,002 | 0,003 | 0,006 |
| 192Ir | 3 | — | 295,9483 | — | — | 0,0052 |
| 160Tb | 5 | 5 | 298,571 | 0,002 | 0,002 | 0,006 |
| 133Ba | 4 | 7 | 302,850 | 0,002 | 0,002 | 0,006 |
| 75Se | 5 | 7 | 303,908 | 0,004 | 0,003 | 0,010 |
| 169Yb | +5 | — | 307,732 | 0,002 | 0,003 | 0,006 |
| 192Ir | 3 | — | 308,4464 | — | — | 0,0054 |
| 192Ir | 3 | — | 316,4977 | — | — | 0,0056 |
| 152Eu | 4 | 11 | 344,267 | 0,001 | 0,001 | 0,007 |
| 133Ba | 4 | 7 | 356,005 | 0,002 | 0,002 | 0,007 |
| 133Ba | 4 | 7 | 383,831 | 0,003 | 0,004 | 0,008 |
| 113Sn | 4 | 17 | 391,688 | 0,002 | 0,002 | 0,007 |
| 75Se | +5 | 9 | 400,650 | 0,002 | 0,003 | 0,008 |
| 152Eu | 5 | 5 | 411,084 | 0,006 | 0,007 | 0,010 |
| 198Hg | 2 | — | 411,794 | — | — | 0,007 |
| 192Ir | 3 | — | 416,4501 | — | — | 0,0079 |
| 152Eu | 5 | 5 | 443,940 | 0,005 | 0,003 | 0,009 |
| 110mAg | 5 | 9 | 446,802 | 0,004 | 0,005 | 0,011 |
| 192Ir | 3 | — | 468,0546 | — | — | 0,0082 |
| 82Br | 6 | 5 | 554,330 | 0,004 | 0,005 | 0,011 |
| 134Cs | 5 | 6 | 563,231 | 0,004 | 0,003 | 0,011 |
| 134Cs | 5 | 6 | 569,322 | 0,003 | 0,002 | 0,012 |
| 207Bi | 4 | 16 | 569,683 | 0,001 | 0,002 | 0,011 |
| 192Ir | 3 | — | 588,5562 | — | — | 0,0106 |
| 192Ir | 3 | — | 604,3942 | — | — | 0,0106 |
| 134Cs | 5 | 11 | 604,707 | 0,001 | 0,002 | 0,0106 |
| 192Ir | 3 | — | 612,4460 | — | — | 0,0106 |
| 110mAg | 5 | 9 | 620,353 | 0,005 | 0,006 | 0,014 |
| 173Lu | +4 | — | 636,129 | 0,004 | 0,006 | 0,013 |
| 110mAg | 5 | 8 | 657,744 | 0,002 | 0,002 | 0,013 |
| 137Cs | 5 | 11 | 661,648 | 0,002 | 0,002 | 0,013 |
| 110mAg | 5 | 9 | 677,613 | 0,002 | 0,002 | 0,014 |
| 110mAg | 5 | 9 | 687,001 | 0,003 | 0,004 | 0,014 |
| 144Ce | 5 | 10 | 696,492 | 0,004 | 0,003 | 0,013 |
| 82Br | 6 | 5 | 698,361 | 0,004 | 0,003 | 0,013 |
| 110mAg | 5 | 10 | 706,672 | 0,002 | 0,003 | 0,014 |
| 110mAg | 5 | 9 | 744,271 | 0,003 | 0,004 | 0,015 |
| 110mAg | 5 | 9 | 763,936 | 0,003 | 0,005 | 0,016 |
| 82Br | 6 | 5 | 776,516 | 0,004 | 0,003 | 0,014 |
| 152Eu | 6 | 7 | 778,914 | 0,003 | 0,004 | 0,015 |
| 95mTc | +4 | — | 786,188 | 0,005 | 0,005 | 0,015 |
| 134Cs | 5 | 10 | 795,856 | 0,002 | 0,003 | 0,016 |
| 134Cs | 5 | 11 | 801,957 | 0,003 | 0,004 | 0,016 |
| 110mAg | 5 | 9 | 818,028 | 0,004 | 0,007 | 0,015 |
| 95mTc | +4 | — | 820,632 | 0,011 | 0,012 | 0,019 |
| 82Br | 7 | 5 | 827,828 | 0,005 | 0,007 | 0,016 |

Продолжение табл. 7

| Нуклид | Q | q | E | Φ_1 | Φ_2 | ΔE |
|--------------------|----|----|----------|----------|----------|------------|
| ⁵⁴ Mn | 5 | 14 | 834,858 | 0,002 | 0,002 | 0,015 |
| ⁵⁶ Co | 6 | 13 | 846,777 | 0,004 | 0,001 | 0,016 |
| ¹⁵² Eu | 6 | 5 | 867,383 | 0,006 | 0,003 | 0,016 |
| ¹⁶⁰ Tb | 6 | 5 | 879,387 | 0,005 | 0,005 | 0,017 |
| ^{110m} Ag | 5 | 9 | 884,695 | 0,002 | 0,002 | 0,016 |
| ⁸⁸ Y | 6 | 11 | 898,048 | 0,004 | 0,005 | 0,019 |
| ^{110m} Ag | 5 | 9 | 937,507 | 0,003 | 0,002 | 0,017 |
| ¹⁶⁰ Tb | 6 | 5 | 962,347 | 0,007 | 0,003 | 0,018 |
| ¹⁵² Eu | 6 | 8 | 964,070 | 0,003 | 0,002 | 0,018 |
| ¹⁶⁰ Tb | 6 | 5 | 966,163 | 0,005 | 0,002 | 0,019 |
| ⁵⁶ Co | 6 | 18 | 1037,841 | 0,003 | 0,002 | 0,018 |
| ⁸² Br | 7 | 5 | 1043,996 | 0,005 | 0,008 | 0,020 |
| ²⁰⁷ Bi | 6 | 14 | 1063,660 | 0,002 | 0,001 | 0,019 |
| ¹⁵² Eu | 6 | 7 | 1085,835 | 0,004 | 0,004 | 0,019 |
| ¹⁵² Eu | 6 | 8 | 1112,065 | 0,008 | 0,004 | 0,022 |
| ⁶⁵ Zn | 6 | 12 | 1115,555 | 0,004 | 0,001 | 0,020 |
| ¹⁸² Ta | 6 | 8 | 1121,290 | 0,004 | 0,002 | 0,020 |
| ⁶⁰ Co | 6 | 8 | 1173,236 | 0,005 | 0,004 | 0,021 |
| ⁵⁶ Co | 6 | 11 | 1175,095 | 0,006 | 0,008 | 0,023 |
| ¹⁶⁰ Tb | 6 | 5 | 1177,970 | 0,007 | 0,001 | 0,022 |
| ¹⁸² Ta | 6 | 8 | 1189,034 | 0,004 | 0,002 | 0,021 |
| ¹⁶⁰ Tb | 6 | 5 | 1199,904 | 0,008 | 0,006 | 0,023 |
| ¹⁵² Eu | 6 | 8 | 1212,895 | 0,008 | 0,004 | 0,023 |
| ¹⁸² Ta | 6 | 8 | 1221,391 | 0,004 | 0,002 | 0,022 |
| ¹⁸² Ta | 6 | 8 | 1230,988 | 0,004 | 0,003 | 0,023 |
| ⁵⁶ Co | 6 | 18 | 1238,271 | 0,003 | 0,002 | 0,022 |
| ¹⁸² Ta | 6 | 8 | 1257,416 | 0,007 | 0,006 | 0,023 |
| ¹⁶⁰ Tb | 6 | 5 | 1271,896 | 0,007 | 0,003 | 0,024 |
| ¹⁸² Ta | 6 | 8 | 1273,711 | 0,010 | 0,005 | 0,024 |
| ²² Na | 6 | 8 | 1274,531 | 0,004 | 0,002 | 0,023 |
| ¹⁸² Ta | 6 | 8 | 1289,119 | 0,007 | 0,015 | 0,024 |
| ¹⁵² Eu | 6 | 5 | 1299,108 | 0,009 | 0,007 | 0,024 |
| ¹⁶⁰ Tb | 6 | 5 | 1312,174 | 0,007 | 0,011 | 0,026 |
| ⁸² Br | 7 | 5 | 1317,459 | 0,007 | 0,007 | 0,025 |
| ⁶⁰ Co | 6 | 8 | 1332,485 | 0,005 | 0,003 | 0,025 |
| ⁵⁶ Co | 6 | 15 | 1360,209 | 0,005 | 0,005 | 0,024 |
| ¹³⁴ Cs | +5 | — | 1365,177 | 0,003 | 0,002 | 0,024 |
| ²⁴ Na | 6 | 8 | 1368,615 | 0,006 | 0,003 | 0,026 |
| ^{110m} Ag | +5 | — | 1384,285 | 0,005 | 0,007 | 0,026 |
| ¹⁵² Eu | 6 | 8 | 1407,974 | 0,006 | 0,004 | 0,026 |
| ^{110m} Ag | +5 | — | 1475,778 | 0,009 | 0,006 | 0,027 |
| ¹⁴⁴ Ce | 6 | 10 | 1489,132 | 0,009 | 0,006 | 0,027 |
| ^{110m} Ag | +5 | — | 1505,036 | 0,005 | 0,006 | 0,028 |
| ^{110m} Ag | +5 | — | 1562,303 | 0,004 | 0,006 | 0,029 |
| ²⁰⁷ Bi | 7 | 6 | 1770,253 | 0,013 | 0,006 | 0,034 |
| ⁵⁶ Co | 7 | 13 | 1771,347 | 0,006 | 0,007 | 0,032 |
| ⁵⁶ Co | 7 | 9 | 1810,768 | 0,018 | 0,018 | 0,037 |
| ⁸⁸ Y | 7 | 10 | 1836,074 | 0,008 | 0,003 | 0,034 |
| ⁵⁶ Co | 7 | 13 | 1963,760 | 0,019 | 0,017 | 0,038 |
| ⁵⁶ Co | 7 | 13 | 2015,196 | 0,018 | 0,008 | 0,040 |

Продолжение табл. 7

| Нуклид | Q | q | E | Φ_1 | Φ_2 | ΔE |
|-------------------|----|----|----------|----------|----------|------------|
| ^{56}Co | 7 | 13 | 2034,772 | 0,007 | 0,006 | 0,037 |
| ^{56}Co | 7 | 7 | 2113,154 | 0,030 | 0,015 | 0,048 |
| ^{144}Ce | 6 | — | 2185,607 | 0,007 | — | 0,041 |
| ^{56}Co | 7 | 7 | 2212,859 | 0,036 | 0,038 | 0,055 |
| ^{56}Co | +6 | — | 2598,444 | 0,006 | 0,008 | 0,047 |
| ^{24}Na | 7 | 6 | 2753,989 | 0,012 | 0,012 | 0,051 |
| ^{56}Co | 7 | 7 | 3009,587 | 0,023 | 0,017 | 0,059 |
| ^{56}Co | 7 | 7 | 3201,987 | 0,019 | 0,009 | 0,060 |
| ^{56}Co | +6 | — | 3253,414 | 0,013 | 0,006 | 0,060 |
| ^{56}Co | 7 | 7 | 3273,000 | 0,020 | 0,022 | 0,062 |
| ^{56}Co | 7 | 7 | 3451,173 | 0,024 | 0,018 | 0,070 |

Примечание. $\Phi_1 = \alpha_1$; $\Phi_2 = \alpha_2$; Q — порядок нормали; q — число серий измерений.

Проверка нормалей энергии до 600 *кэв* проводится решением обратной задачи — измерения энергий γ -квантов $\Gamma_{1^{182}\text{Ta}}$ и ^{192}Ir с помощью данных табл. 7. Результаты трех серий измерений приведены в табл. 4 (колонка 5). Они говорят о хорошей сходимости наших данных с рекомендованными. Проверка достоверности в более широкой области проводилась с помощью конкурирующих прямых и каскадных переходов (в пределах α_1 или α_2) для нуклидов с хорошо исследованными схемами распада (табл. 8). Факт сходимости результатов в пределах приведенных погрешностей можно толковать как подтверждение правильности модели расчета погрешностей.

Отметим, что ранее предлагалось применять пики одиночного (ОВ) и двойного (ДВ) вылетов для прецизионных измерений энергий высокоэнергетических γ -переходов. Мы провели шесть серий измерений спектра γ -квантов ^{56}Co (табл. 9.) Очевидно, что сложные кинематические процессы в электрическом поле детектора при регистрации пары электрон — позитрон являются источником систематических погрешностей. Кстати, полученные значения энергий γ -перехода с помощью пиков ДВ для ^{56}Co совпадают со значениями, рекомендованными в работе [38].

Значения некоторых нормалей энергии, рекомендованные разными авторами, сравниваются в табл. 10. Данные работ [32, 36] найдены на основе анализа различных экспериментальных работ и скорректированы с учетом новейших значений фундаментальных констант. Данные работ [54, 57] получены с помощью новых экспериментов на кристалл-дифракционных спектромет-

Т а б л и ц а 8
Энергия γ -квантов, полученная с помощью конкурирующих каскадных переходов и измеренная с помощью
нормальной энергии (см. табл. 7)

| Ядро | $E(1)$ | $\Phi(1)$ | $E(2)$ | $\Phi(2)$ | $E(K)$ | $\Phi(K)$ | $E(\Pi)$ | $\Phi(\Pi)$ | Разность |
|--------------------|----------|-----------|----------|-----------|----------|-----------|----------|-------------|--------------------|
| ^{56}Co | 1238,271 | 0,003 | 1360,209 | 0,005 | 2598,450 | 0,006 | 2598,429 | 0,013 | -0,021 \pm 0,014 |
| | 1238,271 | 0,003 | 2045,496 | 0,018 | 3253,423 | 0,018 | 3253,440 | 0,019 | -0,013 \pm 0,026 |
| | 1238,271 | 0,003 | 2034,772 | 0,007 | 3272,995 | 0,008 | 3273,000 | 0,022 | +0,005 \pm 0,023 |
| ^{76}Se | 96,734 | 0,002 | 303,908 | 0,004 | 400,642 | 0,005 | 400,646 | 0,006 | +0,004 \pm 0,008 |
| | 121,117 | 0,001 | 279,535 | 0,001 | 400,652 | 0,002 | 400,646 | 0,006 | -0,006 \pm 0,007 |
| | 136,000 | 0,001 | 264,652 | 0,004 | 400,652 | 0,002 | 400,646 | 0,006 | -0,006 \pm 0,007 |
| ^{82}Br | 221,476 | 0,002 | 606,344 | 0,012 | 827,819 | 0,012 | 827,828 | 0,007 | +0,009 \pm 0,014 |
| | 698,361 | 0,004 | 619,400 | 0,009 | 1317,456 | 0,010 | 1317,459 | 0,007 | +0,003 \pm 0,012 |
| | 698,361 | 0,004 | 776,516 | 0,004 | 1474,865 | 0,006 | 1474,867 | 0,009 | +0,002 \pm 0,011 |
| ^{95m}Tc | 204,119 | 0,003 | 582,068 | 0,005 | 786,184 | 0,006 | 786,194 | 0,007 | +0,010 \pm 0,009 |
| | 204,119 | 0,003 | 616,497 | 0,019 | 820,640 | 0,013 | 820,640 | 0,013 | 0,000 \pm 0,018 |
| | 446,802 | 0,005 | 937,507 | 0,003 | 1384,305 | 0,006 | 1384,274 | 0,007 | -0,031 \pm 0,009 |
| ^{110m}Ag | 677,613 | 0,002 | 706,672 | 0,003 | 1384,280 | 0,004 | 1384,274 | 0,007 | -0,006 \pm 0,008 |
| | 620,353 | 0,006 | 763,936 | 0,005 | 1384,285 | 0,008 | 1384,274 | 0,007 | -0,011 \pm 0,011 |
| | 657,744 | 0,002 | 818,028 | 0,007 | 1475,777 | 0,007 | 1475,781 | 0,010 | +0,004 \pm 0,012 |
| ^{131}Ba | 687,001 | 0,004 | 884,695 | 0,002 | 1505,024 | 0,006 | 1505,028 | 0,011 | +0,004 \pm 0,013 |
| | 677,613 | 0,002 | 818,028 | 0,007 | 1505,043 | 0,008 | 1505,028 | 0,011 | -0,015 \pm 0,014 |
| | 744,271 | 0,004 | 884,695 | 0,002 | 1562,293 | 0,003 | 1562,319 | 0,020 | +0,026 \pm 0,022 |
| ^{140}Ba | 54,889 | 0,005 | 818,028 | 0,007 | 1562,302 | 0,008 | 1562,319 | 0,020 | +0,018 \pm 0,022 |
| | 92,284 | 0,003 | 78,733 | 0,003 | 133,622 | 0,006 | 133,609 | 0,006 | -0,013 \pm 0,008 |
| | 157,148 | 0,020 | 123,805 | 0,002 | 216,089 | 0,004 | 216,085 | 0,010 | -0,004 \pm 0,011 |
| ^{144}Ce | 246,897 | 0,032 | 216,085 | 0,010 | 373,232 | 0,022 | 373,221 | 0,019 | -0,011 \pm 0,029 |
| | 328,763 | 0,004 | 373,221 | 0,019 | 620,118 | 0,037 | 620,090 | 0,010 | -0,028 \pm 0,039 |
| | 696,492 | 0,004 | 487,012 | 0,010 | 815,773 | 0,011 | 815,770 | 0,015 | -0,003 \pm 0,019 |
| ^{148}Gd | 149,733 | 0,006 | 1489,132 | 0,009 | 2185,617 | 0,010 | 2185,607 | 0,013 | -0,010 \pm 0,016 |
| | 346,660 | 0,006 | 346,660 | 0,006 | 496,392 | 0,008 | 496,403 | 0,010 | +0,011 \pm 0,013 |
| | 272,317 | 0,006 | 298,617 | 0,007 | 645,276 | 0,009 | 645,288 | 0,008 | +0,012 \pm 0,012 |
| ^{152}Eu | 149,733 | 0,006 | 516,558 | 0,008 | 788,874 | 0,010 | 788,857 | 0,008 | -0,017 \pm 0,015 |
| | 272,317 | 0,010 | 788,857 | 0,008 | 938,589 | 0,010 | 938,591 | 0,011 | +0,002 \pm 0,013 |
| | 244,691 | 0,001 | 666,293 | 0,008 | 938,608 | 0,013 | 938,591 | 0,011 | -0,017 \pm 0,017 |
| | 367,768 | 0,014 | 443,940 | 0,005 | 688,630 | 0,005 | 688,655 | 0,048 | +0,025 \pm 0,048 |
| | | | 441,084 | 0,007 | 778,850 | 0,016 | 778,914 | 0,009 | +0,064 \pm 0,019 |

| Нуклид | E (1) | Φ (2) | E (2) | Φ (2) | E (K) | Φ (K) | E (II) | Φ (II) | Равность |
|-------------------|---------|------------|----------|------------|----------|------------|----------|----------------|----------------|
| ^{160}Tb | 121,782 | 0,001 | 964,070 | 0,003 | 1085,851 | 0,003 | 1085,835 | 0,009 | -0,016 ± 0,011 |
| | 678,639 | 0,020 | 411,084 | 0,007 | 1089,722 | 0,021 | 1089,726 | 0,028 | +0,004 ± 0,035 |
| | 244,691 | 0,001 | 867,383 | 0,006 | 1112,073 | 0,006 | 1112,065 | 0,010 | -0,008 ± 0,012 |
| | 443,940 | 0,005 | 964,070 | 0,003 | 1408,008 | 0,006 | 1407,974 | 0,009 | -0,034 ± 0,011 |
| | 244,691 | 0,001 | 1212,895 | 0,008 | 1457,592 | 0,008 | 1457,590 | 0,034 | -0,002 ± 0,036 |
| | 86,790 | 0,001 | 879,387 | 0,005 | 966,177 | 0,005 | 966,163 | 0,005 | -0,014 ± 0,007 |
| | 197,026 | 0,003 | 765,311 | 0,009 | 962,337 | 0,010 | 962,347 | 0,007 | +0,010 ± 0,012 |
| | 298,574 | 0,002 | 879,387 | 0,005 | 1177,958 | 0,006 | 1177,970 | 0,007 | +0,012 ± 0,009 |
| | 215,641 | 0,001 | 962,347 | 0,007 | 1177,988 | 0,007 | 1177,970 | 0,007 | +0,018 ± 0,010 |
| | 197,026 | 0,003 | 1002,865 | 0,007 | 1199,891 | 0,008 | 1199,904 | 0,008 | +0,013 ± 0,011 |
| | 392,480 | 0,032 | 879,387 | 0,005 | 1271,867 | 0,032 | 1271,896 | 0,007 | +0,029 ± 0,033 |
| | 309,562 | 0,016 | 962,347 | 0,007 | 1271,909 | 0,018 | 1271,896 | 0,007 | -0,013 ± 0,019 |
| | 197,026 | 0,004 | 1115,156 | 0,018 | 1312,182 | 0,018 | 1312,174 | 0,011 | -0,008 ± 0,021 |
| | 410,300 | 0,014 | 399,750 | 0,020 | 810,051 | 0,024 | 810,084 | 0,029 | +0,033 ± 0,038 |
| | 410,300 | 0,014 | 490,451 | 0,017 | 900,751 | 0,022 | 900,730 | 0,028 | -0,024 ± 0,036 |
| 203,436 | 0,003 | 697,298 | 0,029 | 900,734 | 0,029 | 900,730 | 0,028 | -0,004 ± 0,040 | |
| 112,793 | 0,005 | 816,339 | 0,021 | 929,132 | 0,022 | 929,106 | 0,026 | -0,006 ± 0,034 | |
| 181,530 | 0,002 | 912,085 | 0,022 | 1093,615 | 0,030 | 1093,609 | 0,006 | -0,006 ± 0,033 | |
| 528,266 | 0,022 | 584,727 | 0,020 | 1112,991 | 0,030 | 1113,010 | 0,019 | +0,019 ± 0,049 | |
| 490,451 | 0,017 | 912,085 | 0,022 | 1402,536 | 0,028 | 1402,510 | 0,016 | -0,024 ± 0,032 | |
| 528,266 | 0,022 | 912,085 | 0,022 | 1440,349 | 0,031 | 1440,347 | 0,026 | -0,002 ± 0,035 | |
| 78,651 | 0,006 | 100,719 | 0,006 | 179,370 | 0,008 | 179,363 | 0,004 | -0,007 ± 0,009 | |
| 100,719 | 0,006 | 171,402 | 0,003 | 272,120 | 0,007 | 272,111 | 0,002 | -0,009 ± 0,007 | |
| 171,402 | 0,003 | 179,363 | 0,004 | 350,764 | 0,005 | 350,750 | 0,005 | -0,014 ± 0,007 | |
| 171,402 | 0,003 | 285,369 | 0,003 | 456,771 | 0,004 | 456,769 | 0,013 | -0,002 ± 0,014 | |
| 100,719 | 0,006 | 456,769 | 0,013 | 557,488 | 0,014 | 557,485 | 0,016 | -0,003 ± 0,021 | |
| 285,369 | 0,003 | 350,750 | 0,005 | 636,120 | 0,007 | 636,129 | 0,007 | +0,009 ± 0,010 | |
| 456,769 | 0,013 | 179,363 | 0,004 | 636,132 | 0,014 | 636,129 | 0,007 | -0,003 ± 0,016 | |
| 557,485 | 0,016 | 78,651 | 0,006 | 636,136 | 0,017 | 636,129 | 0,007 | -0,007 ± 0,018 | |
| 100,105 | 0,002 | 1189,034 | 0,004 | 1289,139 | 0,005 | 1289,119 | 0,014 | -0,020 ± 0,015 | |
| 100,105 | 0,002 | 1157,308 | 0,022 | 1257,410 | 0,022 | 1257,416 | 0,015 | +0,006 ± 0,027 | |
| 229,316 | 0,005 | 928,023 | 0,042 | 1157,338 | 0,043 | 1157,308 | 0,022 | -0,030 ± 0,048 | |
| 84,681 | 0,003 | 1001,705 | 0,006 | 1431,018 | 0,008 | 1430,988 | 0,004 | -0,020 ± 0,009 | |
| 116,413 | 0,003 | 1157,308 | 0,022 | 1273,716 | 0,022 | 1273,711 | 0,010 | -0,003 ± 0,012 | |
| 152,427 | 0,003 | 1121,290 | 0,004 | 1273,717 | 0,005 | 1273,711 | 0,010 | -0,005 ± 0,026 | |

Примечания. Обозначения те же, что и в табл. 6. Проводится учет энергии отдачи ядра.

рах. В общем, наблюдаем хорошую сходимость результатов в пределах погрешностей. В то же время энергии некоторых переходов ^{152}Eu из [57] отличаются от полученных нами. Анализ большего, чем в [57], числа конкурирующих и каскадных переходов (см. табл. 8) говорит о хорошей внутренней сходимости наших результатов. При этом нужно иметь в виду, что переход 443,9 *кэв* может

Таблица 9

Энергия γ -квантов, полученная с помощью пиков полного поглощения (ФП), одиночного (ОВ) и двойного (ДВ) вылетов

| Е (ДВ) | Ф (ДВ) | Е (ОВ) | Ф (ОВ) | Е | Ф | Вылет |
|----------|--------|----------|--------|----------|-------|-------|
| 749,448 | 0,041 | 1260,320 | 0,052 | 1771,450 | 0,041 | ДВ |
| | | | | 1771,321 | 0,052 | ОВ |
| | | | | 1771,347 | 0,023 | ФП |
| 1576,530 | 0,042 | 2087,424 | 0,046 | 2598,532 | 0,042 | ДВ |
| | | | | 2598,425 | 0,046 | ОВ |
| | | | | 2598,435 | 0,011 | ФП |
| 2180,148 | 0,105 | 2690,970 | 0,070 | 3202,150 | 0,105 | ДВ |
| | | | | 3201,971 | 0,070 | ОВ |
| | | | | 3201,987 | 0,019 | ФП |
| 2231,572 | 0,031 | 2742,399 | 0,055 | 3253,574 | 0,031 | ДВ |
| | | | | 3253,400 | 0,055 | ОВ |
| | | | | 3253,414 | 0,016 | ФП |
| 2251,179 | 0,047 | 2761,987 | 0,107 | 3273,181 | 0,047 | ДВ |
| | | | | 3272,988 | 0,107 | ОВ |
| | | | | 3273,000 | 0,022 | ФП |

быть дублетом. Соотношение двух полных наборов нормалей энергий, предлагаемых в настоящей работе и в [36], иллюстрируется рис. 49. Как видно, с ростом *E* наблюдается увеличение разности между нашими значениями энергий и значениями энергий из [36], которое при *E* ~ 3000 *кэв* достигает 100 *эв*. На этом же рисунке приведены и разности значений энергий γ -квантов ^{56}Co , предложенных нами и в работе [38].

Особый интерес представляет сравнение полученных нами результатов с нормалами третьего порядка, измеренными на магнитном безжелезном бета-спектрометре (табл. 11). Значения энергий γ -квантов согласуются отлично. Беспокойство вызывает значение перехода 1368 *кэв* (^{24}Na), но мы считаем, что расхождение можно связать только с какой-нибудь погрешностью в работе [33].

Нормали энергии γ -квантов

| Излучение | [29] | | | [32] | | | [36] | | | [56] | | | [57] | | |
|-------------------|---------|-------------|------------|---------|------------|---------|------------|---------|------------|------|------------|-----------|-------------|------------|--|
| | E | $\Delta E'$ | ΔE | E | ΔE | E | ΔE | E | ΔE | E | ΔE | E | $\Delta E'$ | ΔE | |
| | | | | | | | | | | | | | | | |
| ^{106}Cd | 88,032 | 0,002 | 0,006 | 88,035 | 0,006 | 88,037 | 0,005 | 88,032 | 0,002 | — | — | — | — | — | |
| ^{158}Gd | 97,432 | 0,002 | 0,003 | 97,429 | 0,003 | 97,432 | 0,003 | — | — | — | — | 97,42920 | 0,00026 | 0,00168 | |
| ^{153}Gd | 103,181 | 0,002 | 0,002 | 103,179 | 0,004 | 103,180 | 0,002 | — | — | — | — | 103,17804 | 0,00021 | 0,004177 | |
| ^{152}Eu | 121,782 | 0,002 | 0,003 | 121,780 | 0,004 | — | — | — | — | — | — | 121,7793 | 0,0003 | 0,00021 | |
| ^{57}Co | 122,060 | 0,001 | 0,002 | — | — | 122,063 | 0,004 | — | — | — | — | 122,05826 | 0,00012 | 0,00021 | |
| ^{57}Co | 136,475 | 0,002 | 0,004 | — | — | 136,473 | 0,004 | — | — | — | — | 136,47089 | 0,00030 | 0,00023 | |
| ^{139}Ce | 165,854 | 0,002 | 0,003 | — | — | 165,857 | 0,007 | 165,853 | 0,007 | — | — | — | — | — | |
| ^{160}Tb | 215,641 | 0,002 | 0,004 | — | — | 215,641 | 0,004 | — | — | — | — | — | — | — | |
| ^{152}Eu | 244,691 | 0,002 | 0,005 | 244,693 | 0,010 | — | — | — | — | — | — | 244,6927 | 0,0008 | 0,0042 | |
| ^{203}Hg | 279,189 | 0,003 | 0,006 | 279,190 | 0,009 | 279,188 | 0,006 | 279,190 | 0,006 | — | — | — | — | — | |
| ^{160}Tb | 298,571 | 0,003 | 0,006 | — | — | 298,572 | 0,006 | — | — | — | — | — | — | — | |
| ^{152}Eu | 344,267 | 0,003 | 0,007 | 344,267 | 0,010 | — | — | — | — | — | — | 344,2724 | 0,0017 | 0,0061 | |
| ^{152}Eu | 367,768 | 0,044 | 0,046 | — | — | — | — | — | — | — | — | 367,779 | 0,004 | 0,007 | |
| ^{113}Sn | 391,688 | 0,003 | 0,007 | — | — | 391,688 | 0,010 | — | — | — | — | — | — | — | |
| ^{152}Eu | 411,084 | 0,007 | 0,010 | — | — | — | — | — | — | — | — | 411,107 | 0,007 | 0,040 | |
| ^{152}Eu | 443,940 | 0,005 | 0,009 | — | — | — | — | — | — | — | — | 443,979 | 0,006 | 0,010 | |
| ^{207}Bi | 569,683 | 0,004 | 0,011 | — | — | 569,689 | 0,013 | — | — | — | — | — | — | — | |
| ^{134}Cs | 604,707 | 0,004 | 0,012 | 604,748 | 0,030 | — | — | — | — | — | — | — | — | — | |
| ^{137}Cs | 661,648 | 0,004 | 0,013 | 661,633 | 0,012 | 661,638 | 0,019 | — | — | — | — | 661,6492 | 0,0052 | 0,042 | |

| | | | | | | | | | | | | |
|--------------------|----------|-------|-------|----------|-------|----------|-------|----------|-------|----------|-------|-------|
| ^{110m}Ag | 763,936 | 0,007 | 0,016 | — | — | 763,928 | 0,019 | — | — | — | — | — |
| ^{152}Eu | 778,914 | 0,006 | 0,015 | — | — | — | — | 778,905 | 0,013 | — | — | 0,019 |
| ^{54}Mn | 834,858 | 0,006 | 0,015 | — | — | 834,827 | 0,021 | — | — | — | — | — |
| ^{88}Y | 898,048 | 0,006 | 0,019 | — | — | 898,021 | 0,019 | — | — | — | — | — |
| ^{152}Eu | 964,070 | 0,006 | 0,018 | — | — | — | — | 964,007 | 0,035 | — | — | 0,039 |
| ^{207}Bi | 1063,660 | 0,006 | 0,019 | — | — | 1063,635 | 0,024 | — | — | — | — | — |
| ^{152}Eu | 1085,835 | 0,006 | 0,019 | — | — | — | — | 1085,793 | 0,034 | — | — | 0,039 |
| ^{65}Zn | 1115,555 | 0,006 | 0,020 | — | — | 1115,518 | 0,025 | 1115,39 | 0,10 | — | — | — |
| ^{60}Co | 1173,236 | 0,007 | 0,021 | 1173,263 | 0,040 | 1173,208 | 0,025 | 1173,22 | 0,08 | 1173,210 | 0,006 | 0,021 |
| ^{22}Na | 1274,531 | 0,006 | 0,023 | — | — | 1274,511 | 0,028 | — | — | — | — | — |
| ^{60}Co | 1332,485 | 0,007 | 0,025 | 1332,524 | 0,046 | 1332,464 | 0,028 | 1332,52 | 0,10 | 1332,470 | 0,007 | 0,024 |
| ^{24}Na | 1368,615 | 0,007 | 0,025 | 1368,558 | 0,044 | 1368,599 | 0,029 | — | — | — | — | — |
| ^{152}Eu | 1407,974 | 0,009 | 0,026 | — | — | — | — | 1407,993 | 0,035 | — | — | 0,042 |
| ^{144}Ce | 1489,132 | 0,009 | 0,027 | — | — | 1489,124 | 0,032 | — | — | — | — | — |
| ^{207}Bi | 1770,253 | 0,009 | 0,034 | — | — | 1770,188 | 0,037 | — | — | — | — | — |
| ^{88}Y | 1836,074 | 0,008 | 0,034 | — | — | 1836,014 | 0,037 | — | — | — | — | — |
| ^{144}Ce | 2185,607 | 0,013 | 0,041 | — | — | 2185,608 | 0,046 | — | — | — | — | — |
| ^{56}Co | 2598,435 | 0,011 | 0,047 | — | — | 2598,400 | 0,053 | — | — | — | — | — |
| ^{24}Na | 2753,989 | 0,015 | 0,051 | 2753,99 | 0,12 | 2753,965 | 0,056 | — | — | — | — | — |
| ^{56}Co | 3253,414 | 0,016 | 0,060 | — | — | 3253,341 | 0,065 | — | — | — | — | — |
| ^{56}Co | 3451,173 | 0,029 | 0,070 | — | — | 3451,064 | 0,069 | — | — | — | — | — |

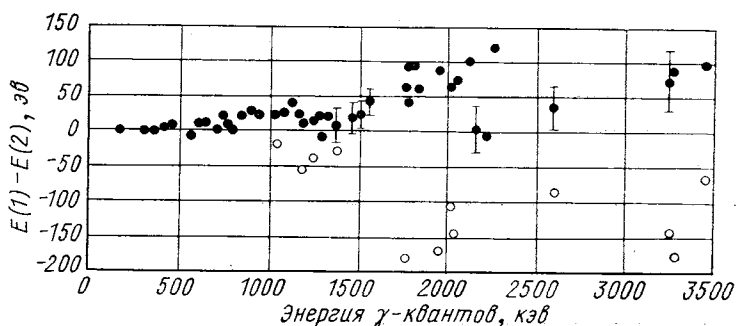


Рис. 49. Разность значений нормалей энергии γ -квантов, рекомендованные в настоящей работе $E(1)$ и в [36] $E(2)$ (точки). В качестве погрешности приведено значение $(\Phi(1))^2 + (\Phi(2))^2$ ^{1/2}, где погрешность Φ — наибольшая из α_1 или α_2 . Приведены также разности значений энергии γ -квантов ^{60}Co , измеренные нами и в [38] (кружки)

Таблица 11

Энергия γ -квантов ^{60}Co и ^{24}Na из разных работ

| Нуклид | Настоящая работа | | Работа [33] | |
|------------------|------------------|------------|-------------|------------|
| | E | ΔE | E | ΔE |
| ^{60}Co | 1173,236 | 0,021 | 1173,226 | 0,040 |
| ^{60}Co | 1332,485 | 0,025 | 1332,483 | 0,046 |
| ^{24}Na | 1368,615 | 0,025 | 1368,526 | 0,044 |
| ^{24}Na | 2753,989 | 0,056 | 2753,920 | 0,120 |

Относительные интенсивности γ -квантов радиоактивных нуклидов, применяемых для градуировки спектрометров [29]. Применение ЭВМ для обработки спектральной линии позволяет определить площади S с погрешностью $<1\%$ (см. рис. 24). Следовательно, для реализации такой точности в эксперименте необходимо исследовать эффективность спектрометра со сравнимой погрешностью. Идеальным случаем является применение одного источника, содержащего достаточное количество интенсивных и равномерно расположенных в широком энергетическом диапазоне линий (такие источники будем называть *многореперными*). В практике физического эксперимента чаще всего применяли ^{226}Ra . К сожалению, его γ -спектр сложен, среди дочерних продуктов имеются газы (трудно соблюдать условия равновесия), нет достаточного числа равномерно распределенных по энергии интенсивных

γ -переходов. Поэтому исследуем набор радионуклидов, являющийся таким гипотетическим препаратом.

Для градуировки набора многореперных источников возможны три подхода.

1. *Расчет эффективности ППД по пику полного поглощения.* В основе метода лежит зависимость фотоэффекта и комптоновского рассеяния от Z -детектора и энергии γ -квантов. С помощью

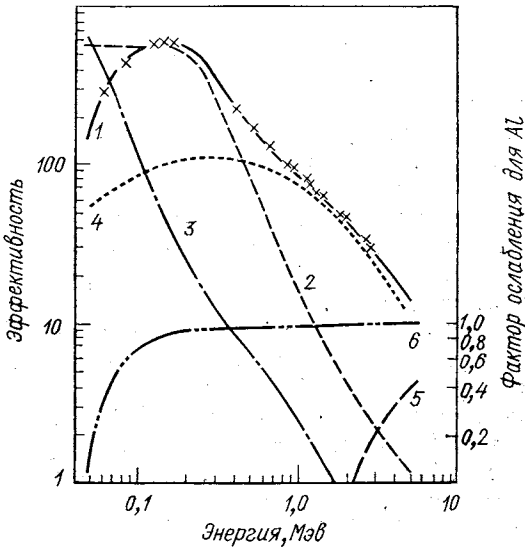


Рис. 50. Эффективность 60-см^3 Ge(Li)-детектора по пику полного поглощения: крестики — экспериментальные точки; 1 — расчетная кривая; 2 — фотоэффект; 3 — комптон-эффект; 4 — многократный комптон-эффект; 5 — образование пар; 6 — фактор ослабления для алюминия

градуированных по активности источников определяют такие значения параметров, которые наилучшим образом удовлетворяют экспериментальным точкам. Пример такого подхода показан на рис. 50 [40]. Обратим внимание на излом расчетной кривой в области $200\text{--}600$ кэв. Как правило, исследовавшие механизм полного поглощения γ -квантов авторы не приводят полученные в этих условиях относительные интенсивности γ -квантов многореперных источников, которые позволили бы воспроизвести полученные ими экспериментальные значения эффективности.

2. *Расчет относительных интенсивностей γ -квантов с помощью относительных интенсивностей ЭВК и известных значений мультипольностей переходов.* Для многореперных источников подход не применялся, но в некоторых частных задачах он позво-

ляет получить информацию, которую нельзя получить другими методами. Например, в работе [41] эффективность Ge(Li)-детектора в области 200—500 *кэв* определялась с помощью расчетных интенсивностей γ -квантов ^{180m}Hf . При этом не следует забывать о неточностях, связанных как с определением мультипольности переходов, так и с применением расчетных значений ЭВК.

3. *Исследование эффективности спектрометра с помощью градуированных по активности источников.* В настоящий момент этот метод наиболее прямой и достоверный в исследовании эффективности спектрометра, так как он связан с использованием данных о разных источниках. С другой стороны, он исключительно сложен и трудоемок, поскольку измерения следует вести с учетом всех эффектов, искажающих форму аппаратурного спектра. Кроме того, вопрос приобретения полных комплектов градуированных по активности источников на время проведения экспериментов является отнюдь не простым в организационном плане. Относительные интенсивности γ -квантов полного набора многомерных источников исследованы в работе [28]. Ниже изложим суть этого метода.

Для исследования абсолютной эффективности спектрометров использовались пять различных наборов образцовых спектрометрических гамма-источников (ОСГИ): один, изготовленный специально, имел препараты активностью 10^6 *распад/сек*; четыре, полученных из В/О «Изотоп», содержали препараты активностью 10^5 *распад/сек*. Три набора, исключая входящие в них препараты ^{203}Hg и ^{113}Sn , были аттестованы по активности с более высокой точностью во ВНИИМ им. Д. И. Менделеева. Толщина полиэтиленовых пленок, между которыми находился активный слой источников, составляла (11 ± 3) *мг/см²*. Радиоактивные источники, погрешность измерения их активности (ΔA) и выход γ -квантов на 100 распадов приведены в табл. 5. Там же представлены минимальные погрешности для эффективностей, которые можно получить при различных значениях ΔA . Значения $\Delta A = 1,5\%$ относятся к стандартному набору ОСГИ для 68%-ной доверительной вероятности. Измерения проводили на различных ППД. Экспериментальные значения для четырех спектрометров и результаты их аппроксимации показаны на рис. 51. При этом особо следует отметить трудности, связанные с выбором области аппроксимации. В основном они обусловлены сложным процессом регистрации γ -квантов Ge(Li)-детекторами в области от 100 до 600 *кэв*, когда идет сильная конкуренция между фотоэффектом и процессом многократного рассеяния в чувствительном объеме ППД. Трудности усугубляются еще и тем, что в этой энергетической области нет достаточного количества градуированных по активности источников. Последнее замечание относится также и к энергетической области 35—120 *кэв*.

Поиск возможных систематических погрешностей в методике эксперимента проводится сравнением относительных интенсивностей γ -квантов ряда нуклидов, измеренных на различных ПД.

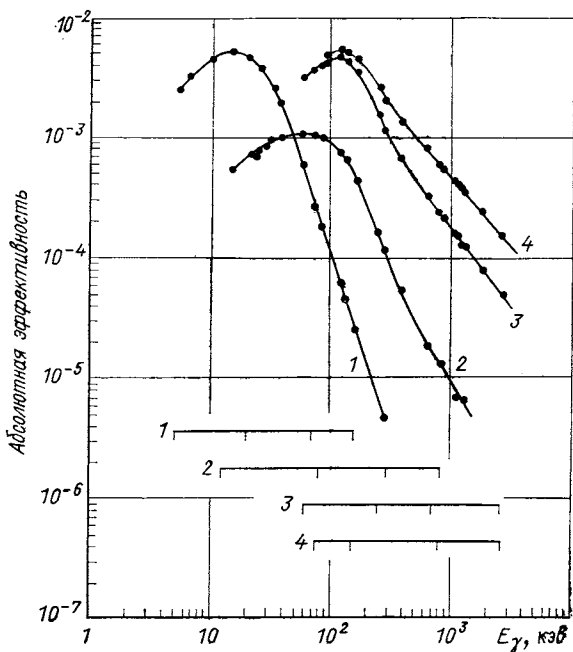


Рис. 51. Экспериментальные значения эффективности гамма-спектрометров по пикам полного поглощения и их аппроксимация полиномом (непрерывная линия):

показана также область аппроксимации; 1 — $80 \text{ мм}^2 \times 4 \text{ мм}$ Si(Li)-детектор; 2 — $1,3\text{-см}^3$ Ge(Li)-детектор; 3 — 11-см^3 Ge(Li)-детектор; 4 — 37-см^3 Ge(Li)-детектор

Проведено по три серии измерений каждого источника на каждом детекторе. Обработка данных велась по следующим формулам:

$$\left. \begin{aligned} v[\%] &= [I(n) - I(m)] \times [I(n)]^{-1} \times 100; \\ \Delta v[\%] &= [\Delta I(n) + \Delta I(m)] \times [I(n)]^{-1} \times 100; \\ I(n) &= \sum w_i I_i / \sum w_i; \quad \Delta I(n) = (\sum w_i)^{-1/2}. \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

Здесь $w_i = (\Delta I_i)^{-2}$ — вес i -го измерения; $N-n$ — число измерений на всех детекторах; $N-m$ — число измерений на данном детекторе; $I(n)$ и $I(m)$ — относительные интенсивности, полученные с помощью всех или только данного детектора соответственно. Результаты расчета для двух детекторов иллюстрируют-

ся рис. 52. Как видно, максимальные отклонения доходят до $(3 \pm 1)\%$. Считая, что распределение отклонений равномерно от 0 до 3%, можно предположить ([32, с. 154]), что систематическая компонента средней квадратической погрешности равна $\chi = 0,6$, а $v_{\text{макс}} = 1,8\%$. В величине χ следовало бы учесть дисперсию абсолютной активности. Однако решение проблемы

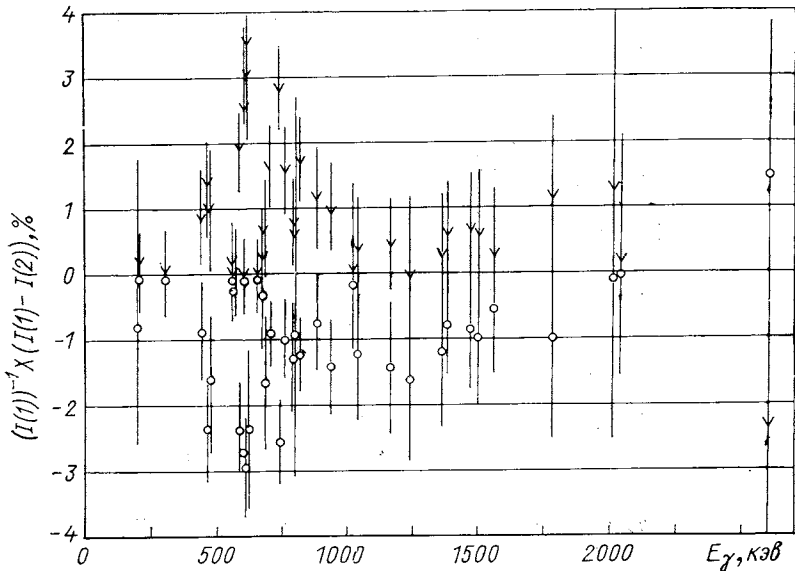


Рис. 52. Разность значений относительных интенсивностей для каждого детектора $I(2)$ и всех детекторов $I(1)$:
 ● — 37-см³ Ge(Li)-детектор; ∇ — 11-см³ Ge(Li)-детектор

не простое. В отличие от задачи измерения энергии, где систематическую часть погрешности α_4 можно представить в виде некоторой функции от энергии, здесь этого сделать нельзя, так как различные источники градуированы с погрешностью до 0,5 до 2,5%. Конечно, можно было бы ввести β_4 , которая характеризует погрешность стандартного набора ОСГИ 1,5%. При этом следует считать β_3 и β_4 независимыми, что неочевидно. Завышение относительных интенсивностей γ -квантов противоречит подходу (см. ниже), что эти значения рассматриваются как промежуточный этап на пути поиска «истинных».

Полученные в этих условиях относительные интенсивности γ -квантов набора многопеперных источников опубликованы в работе [29]. Сравнение наших и литературных результатов показало, что в области 200—600 кэВ наблюдаются значительные расхождения. Этот факт является причиной длительного и, насколько

возможно, всестороннего анализа. Наилучшим образом расхождение можно рассмотреть на примере ^{152}Eu , так как нормировка относительных интенсивностей осуществляется с помощью перехода 344 кэв , находящегося в центре конфликтной области.

Во-первых, проанализированы условия некоторых экспериментов по измерению спектров γ -квантов у разных авторов:

а) в работе [42] эффективность спектрометра определялась методом Монте-Карло, причем проверка правильности расчета проводилась на узком энергетическом участке с помощью относительных интенсивностей γ -квантов ^{133}Ba ;

б) в работе [43] эффективность спектрометра исследовалась с помощью IAEA-источников. Обратим внимание на три факта: был использован маленький планарный $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектор; экспериментальные точки не аппроксимировались аналитическим выражением; нет переходов в области $279-661 \text{ кэв}$;

в) в работе [44] нет деталей градуировки спектрометра;

г) в работе [59] эффективность $45\text{-см}^3 \text{ Ge}(\text{Li})$ -детектора исследовалась с помощью NBS-источников (^{109}Cd , ^{57}Co , ^{139}Ce , ^{203}Hg , ^{113}Sn , ^{85}Sr , ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{88}Y). Экспериментальные точки аппроксимировались выражением

$$1/\varepsilon = 0,9023 \cdot E^{1,0625} + 6,0 \cdot 10^6 E^{-2,5}. \quad (41)$$

Следовательно, в двойном логарифмическом масштабе при $E > 200 \text{ кэв}$ относительная эффективность предстает прямой. Этот факт противоречит результатам исследований в [31]. В целом эти работы характеризуют подход к градуировке спектрометров. Как видно, нет детальных исследований эффективности спектрометров в области $200-660 \text{ кэв}$.

Во-вторых, еще раз были проанализированы условия наших экспериментов [29]. В принципе, возможны три предположения для объяснения расходимости: неверно рассчитаны схемы распада ^{203}Hg и ^{113}Sn (см. табл. 5); имеется погрешность в экспериментах; неверно аттестуются по активности ^{203}Hg и ^{113}Sn . В настоящее время первое предположение мы отвергаем. Эффективность же детекторов измеряли с помощью пяти различных источников ^{203}Hg и ^{113}Sn , и результаты совпадают между собой в пределах $\pm 1,5$ и $\pm 1,2\%$ соответственно. Об отсутствии систематических погрешностей в экспериментах говорит и рис. 52. Поэтому особое внимание было уделено третьему предположению. С этой целью была проведена новая контрольная серия измерений с помощью трех новых наборов ОСГИ (1977 г.). Оказалось, что активности новой партии источников отличаются (занижены) от старой на $(9,6 \pm 2,7)$ и $(8,3 \pm 2,4)\%$ для ^{203}Hg и ^{113}Sn соответственно. Результаты повторной процедуры градуировки спектрометров показаны на рис. 53. Для наглядности там же приведены зависимости эффективности $38\text{-см}^3 \text{ Ge}(\text{Li})$ -детектора при исполь-

зовании данных работ [29, 59]. Заметим, что погрешность в аттестации ^{203}Hg приведет к коррекциям данных и в области при-

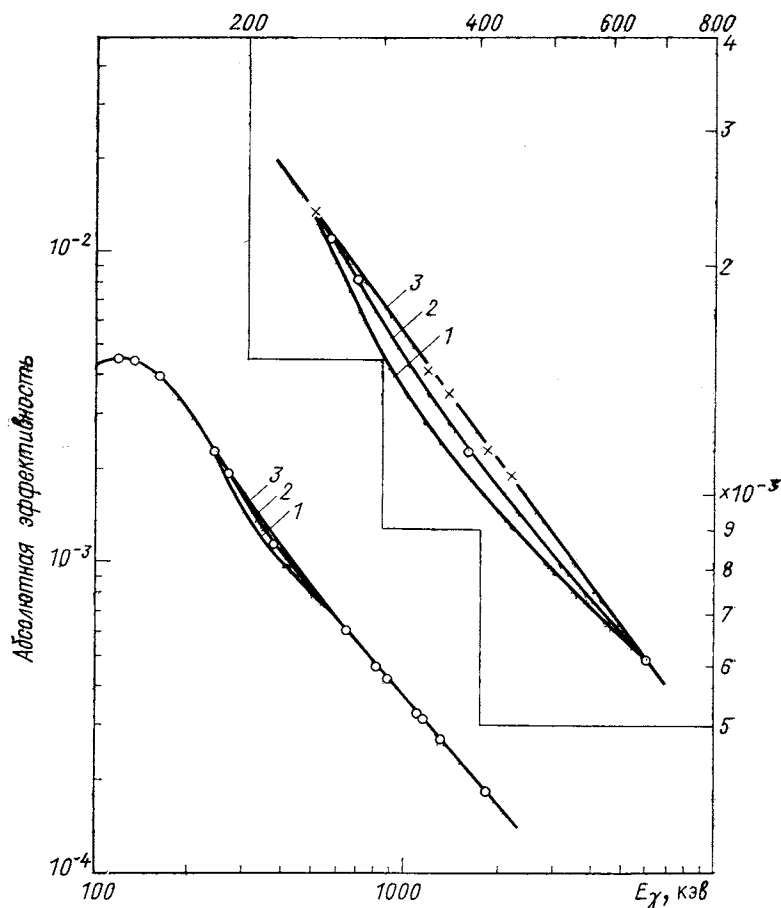


Рис. 53. Эффективность 38-см³ Ge(Li)-детектора, исследованная с помощью градуированных по активности источников ОСГИ (кружки): крестики — значения эффективности, полученные с помощью результатов работы [59]; нормировка осуществлена по переходу 122 кэВ (^{60}Co , ^{152}Eu); линия — аппроксимированные значения, полученные с помощью: 1 — работы [29]; 2 — новых источников ОСГИ; 3 — работы [59]; в правом верхнем углу — фрагмент области расходимости

мерно 80 кэВ. Полученные в новых условиях относительные интенсивности γ -квантов набора многореперных источников приведены в табл. 12. Внутреннюю сходимость данных из табл. 12 иллюстрирует рис. 44.

Таблица 12

Энергия и относительная интенсивность γ -квантов радиоактивных нуклидов, применяемых для градуировки полупроводниковых гамма-спектрометров

| <i>E</i> | ΔE | <i>I</i> | ΔI | <i>E</i> | $E\Delta$ | <i>I</i> | ΔI |
|-------------------|------------|----------|------------|----------|-----------|----------|------------|
| ¹⁷¹ Lu | | | | 244,691 | 0,005 | 25,839 | 0,522 |
| 19,017 | 0,010 | 33,054 | 0,818 | 295,963 | 0,031 | 1,556 | 0,038 |
| 27,117 | 0,024 | 1,581 | 0,038 | 344,267 | 0,007 | 96,528 | 1,784 |
| 51,354 | <i>KX</i> | 72,448 | 1,730 | 367,768 | 0,016 | 3,147 | 0,061 |
| 52,389 | <i>KX</i> | 126,594 | 2,882 | 411,084 | 0,010 | 7,886 | 0,175 |
| 55,690 | 0,011 | 2,550 | 0,070 | 443,940 | 0,009 | 10,955 | 0,268 |
| 59,3 | <i>KX</i> | 40,280 | 0,910 | 488,735 | 0,053 | 1,420 | 0,056 |
| 61,0 | <i>KX</i> | 10,932 | 0,363 | 564,062 | 0,088 | 1,639 | 0,153 |
| 66,738 | 0,003 | 5,070 | 0,121 | 678,639 | 0,023 | 1,557 | 0,094 |
| 72,382 | 0,006 | 3,932 | 0,091 | 688,655 | 0,049 | 2,945 | 0,087 |
| 75,891 | 0,002 | 12,692 | 0,289 | 719,406 | 0,055 | 1,138 | 0,045 |
| 85,598 | 0,011 | 2,252 | 0,054 | 778,914 | 0,015 | 44,026 | 1,106 |
| 91,399 | 0,007 | 0,962 | 0,024 | 867,383 | 0,016 | 14,182 | 0,344 |
| 109,284 | 0,006 | 1,207 | 0,030 | 964,070 | 0,018 | 49,441 | 1,298 |
| 627,008 | 0,021 | 1,841 | 0,042 | 1005,235 | 0,034 | 2,218 | 0,084 |
| 630,953 | 0,041 | 0,264 | 0,011 | 1085,835 | 0,019 | 34,609 | 0,965 |
| 667,357 | 0,016 | 23,769 | 0,494 | 1089,726 | 0,034 | 5,730 | 0,157 |
| 689,272 | 0,026 | 5,068 | 0,104 | 1112,065 | 0,022 | 46,646 | 1,228 |
| 712,654 | 0,024 | 2,443 | 0,052 | 1212,895 | 0,023 | 4,856 | 0,160 |
| 739,747 | 0,023 | 100,000 | 1,809 | 1299,108 | 0,024 | 5,649 | 0,167 |
| 767,597 | 0,022 | 1,378 | 0,078 | 1407,974 | 0,026 | 72,366 | 1,878 |
| 780,656 | 0,027 | 9,109 | 0,206 | 1457,590 | 0,043 | 1,739 | 0,066 |
| 839,942 | 0,031 | 6,365 | 0,135 | 1528,135 | 0,104 | 1,069 | 0,027 |
| 853,033 | 0,025 | 5,282 | 0,139 | | | | |
| ¹⁵³ Gd | | | | 31,737 | 0,001 | 2,293 | 0,056 |
| 40,901 | <i>KX</i> | 115,021 | 3,396 | 42,714 | 0,001 | 0,683 | 0,024 |
| 41,542 | <i>KX</i> | 206,015 | 6,012 | 57,983 | <i>KX</i> | 26,473 | 0,998 |
| 47,0 | <i>KX</i> | 63,842 | 1,702 | 59,320 | <i>KX</i> | 44,281 | 1,112 |
| 48,4 | <i>KX</i> | 16,420 | 0,491 | 65,722 | 0,001 | 7,906 | 0,186 |
| 69,672 | 0,003 | 8,275 | 0,153 | 67,2 | <i>KX</i> | 12,060 | 0,386 |
| 97,432 | 0,003 | 100,000 | 1,808 | 67,750 | 0,001 | 118,835 | 3,068 |
| 103,181 | 0,002 | 73,596 | 1,357 | 69,1 | <i>KX</i> | 3,188 | 0,160 |
| 172,848 | 0,015 | 0,128 | 0,030 | 84,681 | 0,003 | 6,757 | 0,134 |
| | | | | 100,105 | 0,002 | 37,006 | 0,719 |
| | | | | 110,406 | 0,014 | 0,279 | 0,022 |
| | | | | 113,672 | 0,008 | 4,949 | 0,135 |
| | | | | 116,413 | 0,003 | 1,177 | 0,043 |
| | | | | 152,427 | 0,003 | 19,114 | 0,366 |
| | | | | 156,380 | 0,005 | 7,262 | 0,141 |
| | | | | 179,388 | 0,003 | 8,631 | 0,163 |
| | | | | 198,349 | 0,007 | 4,035 | 0,082 |
| | | | | 222,102 | 0,006 | 20,767 | 0,416 |
| | | | | 229,316 | 0,005 | 9,921 | 0,370 |
| | | | | 264,069 | 0,005 | 9,990 | 0,215 |
| | | | | 928,923 | 0,046 | 1,625 | 0,055 |
| ¹⁵² Eu | | | | | | | |
| 39,523 | <i>KX</i> | 75,456 | 1,760 | | | | |
| 40,118 | <i>KX</i> | 134,048 | 2,821 | | | | |
| 42,308 | <i>KX</i> | 0,794 | 0,023 | | | | |
| 42,996 | <i>KX</i> | 1,444 | 0,042 | | | | |
| 45,3 | <i>KX</i> | 40,410 | 0,846 | | | | |
| 46,6 | <i>KX</i> | 10,044 | 0,233 | | | | |
| 48,6 | <i>KX</i> | 0,465 | 0,012 | | | | |
| 49,9 | <i>KX</i> | 0,110 | 0,008 | | | | |
| 121,782 | 0,003 | 100,000 | 2,476 | | | | |

Продолжение табл. 12

| <i>E</i> | ΔE | <i>I</i> | ΔI | <i>E</i> | ΔE | <i>I</i> | ΔI |
|--------------------|------------|----------|------------|-------------------|------------|----------|------------|
| ²⁰⁷ Bi | | | | 687,001 | 0,014 | 6,844 | 0,146 |
| 72,805 | <i>KX</i> | 19,923 | 0,437 | 706,672 | 0,014 | 17,502 | 0,387 |
| 74,970 | <i>KX</i> | 33,892 | 0,798 | 744,271 | 0,015 | 4,852 | 0,174 |
| 84,5 | <i>KX</i> | 11,642 | 0,406 | 763,936 | 0,015 | 23,519 | 0,522 |
| 87,4 | <i>KX</i> | 3,501 | 0,100 | 818,028 | 0,015 | 7,714 | 0,179 |
| 569,683 | 0,011 | 100,000 | 1,834 | 884,695 | 0,016 | 77,066 | 1,574 |
| 897,928 | 0,116 | 0,132 | 0,032 | 937,507 | 0,017 | 36,441 | 0,726 |
| 1063,660 | 0,019 | 76,205 | 1,461 | 1384,279 | 0,026 | 26,668 | 0,513 |
| 1442,228 | 0,281 | 0,099 | 0,010 | 1475,778 | 0,026 | 4,372 | 0,086 |
| 1770,253 | 0,034 | 7,221 | 0,147 | 1505,028 | 0,028 | 14,372 | 0,282 |
| | | | | 1562,303 | 0,029 | 1,296 | 0,025 |
| ¹³⁴ Cs | | | | ¹⁶⁰ Tb | | | |
| 475,356 | 0,011 | 1,551 | 0,041 | 45,207 | <i>KX</i> | 20,536 | 0,420 |
| 563,231 | 0,011 | 8,758 | 0,173 | 45,998 | <i>KX</i> | 36,063 | 0,717 |
| 569,322 | 0,012 | 15,953 | 0,292 | 52,1 | <i>KX</i> | 11,333 | 0,232 |
| 604,707 | 0,012 | 100,000 | 1,835 | 53,5 | <i>KX</i> | 2,962 | 0,077 |
| 795,856 | 0,016 | 87,415 | 1,822 | 86,790 | 0,002 | 43,994 | 1,082 |
| 801,957 | 0,016 | 8,303 | 0,184 | 197,026 | 0,003 | 16,751 | 0,351 |
| 1038,608 | 0,013 | 1,029 | 0,020 | 215,641 | 0,004 | 13,039 | 0,261 |
| 1167,946 | 0,014 | 1,890 | 0,038 | 298,571 | 0,006 | 90,551 | 2,291 |
| 1365,177 | 0,024 | 3,212 | 0,066 | 309,562 | 0,018 | 2,990 | 0,086 |
| | | | | 337,346 | 0,035 | 1,217 | 0,048 |
| | | | | 392,480 | 0,033 | 4,675 | 0,082 |
| | | | | 765,305 | 0,036 | 6,843 | 0,154 |
| | | | | 879,387 | 0,017 | 100,000 | 1,853 |
| | | | | 962,347 | 0,018 | 33,648 | 0,846 |
| | | | | 966,163 | 0,019 | 84,105 | 1,560 |
| | | | | 1002,865 | 0,019 | 3,542 | 0,083 |
| | | | | 1102,619 | 0,038 | 1,905 | 0,045 |
| | | | | 1115,156 | 0,027 | 5,103 | 0,099 |
| | | | | 1177,970 | 0,022 | 50,672 | 0,951 |
| | | | | 1199,904 | 0,023 | 8,022 | 0,175 |
| | | | | 1271,896 | 0,024 | 25,380 | 0,604 |
| | | | | 1312,174 | 0,026 | 9,702 | 0,190 |
| ¹⁷³ Lu | | | | ¹⁹² Ir | | | |
| 51,354 | <i>KX</i> | 191,640 | 4,720 | 136,310 | 0,034 | 0,233 | 0,013 |
| 52,389 | <i>KX</i> | 331,592 | 7,557 | 201,308 | 0,013 | 0,562 | 0,014 |
| 59,4 | <i>KX</i> | 106,893 | 2,460 | 205,781 | 0,005 | 3,717 | 0,081 |
| 61,0 | <i>KX</i> | 27,904 | 0,889 | 283,178 | 0,056 | 0,236 | 0,010 |
| 78,651 | 0,006 | 52,115 | 1,190 | 295,946 | 0,005 | 33,821 | 0,618 |
| 100,719 | 0,007 | 23,331 | 0,531 | 308,445 | 0,006 | 35,163 | 0,649 |
| 171,402 | 0,004 | 13,834 | 0,379 | 316,495 | 0,006 | 100,000 | 1,819 |
| 179,363 | 0,004 | 6,362 | 0,177 | 374,468 | 0,022 | 0,885 | 0,018 |
| 223,200 | 0,038 | 0,756 | 0,031 | 416,454 | 0,014 | 0,755 | 0,018 |
| 233,603 | 0,005 | 2,604 | 0,065 | 468,056 | 0,009 | 56,455 | 1,482 |
| 272,111 | 0,005 | 100,000 | 1,886 | 484,559 | 0,017 | 3,741 | 0,097 |
| 285,369 | 0,006 | 2,802 | 0,080 | | | | |
| 334,316 | 0,012 | 0,538 | 0,031 | | | | |
| 350,750 | 0,008 | 1,603 | 0,033 | | | | |
| 456,769 | 0,015 | 0,725 | 0,026 | | | | |
| 557,485 | 0,019 | 2,634 | 0,105 | | | | |
| 636,129 | 0,013 | 7,286 | 0,185 | | | | |
| ^{110m} Ag | | | | | | | |
| 446,802 | 0,011 | 4,149 | 0,090 | | | | |
| 620,353 | 0,014 | 2,811 | 0,143 | | | | |
| 657,744 | 0,013 | 100,000 | 1,832 | | | | |
| 677,613 | 0,014 | 11,286 | 0,212 | | | | |

Продолжение табл. 12

| E | ΔE | I | ΔI | E | ΔE | I | ΔI |
|----------|-------|---------|-------|----------|-------|--------|-------|
| 489,069 | 0,029 | 0,493 | 0,014 | 934,066 | 0,019 | 6,719 | 0,130 |
| 588,572 | 0,012 | 5,152 | 0,147 | 1120,317 | 0,023 | 32,917 | 0,634 |
| 604,394 | 0,012 | 9,506 | 0,309 | 1155,228 | 0,029 | 3,696 | 0,123 |
| 612,446 | 0,013 | 6,167 | 0,223 | 1238,151 | 0,024 | 12,961 | 0,272 |
| 884,524 | 0,044 | 0,333 | 0,030 | 1281,055 | 0,031 | 3,185 | 0,099 |
| 1061,439 | 0,359 | 0,091 | 0,004 | 1377,713 | 0,035 | 8,975 | 0,188 |
| | | | | 1401,571 | 0,036 | 2,995 | 0,103 |
| | | | | 1408,027 | 0,029 | 5,344 | 0,119 |
| | | | | 1509,284 | 0,031 | 4,743 | 0,095 |
| 186,212 | 0,005 | 9,025 | 0,383 | 1729,630 | 0,036 | 6,436 | 0,145 |
| 242,002 | 0,005 | 16,292 | 0,488 | 1764,542 | 0,036 | 34,860 | 0,676 |
| 295,216 | 0,008 | 41,832 | 0,840 | 1847,459 | 0,039 | 4,613 | 0,096 |
| 351,902 | 0,009 | 82,654 | 1,639 | 2118,525 | 0,054 | 2,639 | 0,074 |
| 609,304 | 0,012 | 100,000 | 2,006 | 2204,083 | 0,045 | 11,033 | 0,235 |
| 665,461 | 0,017 | 3,316 | 0,073 | 2447,653 | 0,048 | 3,418 | 0,083 |
| 768,377 | 0,021 | 10,710 | 0,228 | | | | |

Относительно градуировки гамма-спектрометров по эффективности полезно сделать следующие замечания. Применение ЭВМ для обработки аппаратурных спектров привело к тому, что площадь пика можно определить с погрешностью меньше 1%. С другой стороны, усреднение погрешностей относительных интенсивностей γ -квантов от градуировочных источников может быть меньше 1% (см., например, работу [55]). Однако, если использовать эти результаты для градуировки спектрометров, обнаруживаем значительное расхождение значений относительных эффективностей, определенных с помощью различных источников. Это и есть основная причина того, что относительные интенсивности γ -квантов, приводимые разными авторами, имеют значительный разброс. Поэтому разумным шагом является решение обратной задачи, т. е. исследование эффективностей набора спектрометров с помощью аттестованных по активности источников и измерение в этих условиях относительных интенсивностей γ -квантов градуировочных источников. Поскольку задачу решают в одной группе и с одними и теми же источниками, такие условия называют базисными. Конечно, эти данные могут иметь систематическую погрешность, но в целом они обладают высокой внутренней сходимостью и этот факт в дальнейшем можно использовать для поиска таких погрешностей. В силу ряда обстоятельств (см. выше) имеющиеся ОСГИ недостаточны для полного решения задачи градуировки спектрометров и только привлечение различных физических критериев (баланс интенсивностей, ЭВК и т. п.) может помочь в достижении погрешностей относительных интен-

сивностей менее 2%. Кроме того, полученные в таком базисе данные удовлетворяют самое главное требование к физическим результатам: пересчет данных при изменении нормалей, относительно которых выполнены сравнительные измерения. Например, коррекцию наших данных можно проводить по следующим формулам:

$$\text{или} \quad \left. \begin{aligned} k(E) &= [I_1(E) - I_2(E)] [I_1(E)]^{-1} \\ k(E) &= \varepsilon(I_2) / \varepsilon(I_1), \end{aligned} \right\} \quad (42)$$

где I_1 — базис данных табл. 12; I_2 — базис новых, уточненных данных. Значения $k(E)$ аппроксимируют полиномом — это и есть

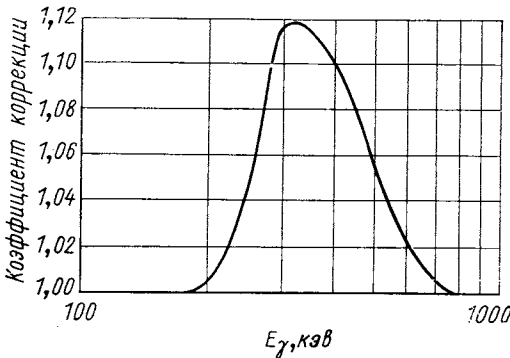


Рис. 54. Коэффициент коррекции относительных интенсивностей γ -квантов, измеренных в базисе [29], при $C_1 = 6,59148$; $C_2 = -11,36415$; $C_3 = 7,02892$; $C_4 = -1,84600$; $C_5 = 0,17464$

коэффициент коррекции. В частности, $k(E)$ для базиса [29] в области 200—660 кэВ показан на рис. 54.

Результаты различных экспериментов по измерению относительных интенсивностей γ -квантов ^{152}Eu сравниваются в табл. 13. Отметим, что значения ЭВК некоторых переходов в области 200—400 кэВ, измеренных с помощью относительных интенсивностей γ -квантов (метод XPG), сходятся с расчетными значениями для принятых мультипольностей:

$$\alpha_k(268 \text{ кэВ} - ^{135}\text{Ba}) = 3,839 \pm 0,099 \text{ (теория } M4: 3,867);$$

$$\alpha_k(276 \text{ кэВ} - ^{133}\text{Ba}) = 3,393 \pm 0,099 \text{ (теория } M4: 3,392);$$

$$\alpha_k(344 \text{ кэВ} - ^{152}\text{Eu}) = 0,0310 \pm 0,0014 \text{ (теория } E2: 0,0312).$$

Этот факт можно рассматривать как подтверждение базиса относительных интенсивностей γ -квантов (см. табл. 12).

Таблица 13

Относительные интенсивности γ -квантов ^{152}Eu

| E | [6] | | [59] | | [36] | | [42] | | [43] | |
|--------|--------|------------|-------|------------|-------|------------|-------|------------|-------|------------|
| | I | ΔI | I | ΔI | I | ΔI | I | ΔI | I | ΔI |
| 121,8 | 103,6 | 2,6 | 104,9 | 3,3 | 102,2 | 5,1 | 103,7 | 3,1 | 105,0 | 2,1 |
| 244,7 | 26,77 | 0,54 | 29,01 | 0,86 | 28,5 | 1,3 | 27,94 | 0,80 | 27,8 | 0,6 |
| 296,0 | 1,61 | 0,04 | — | — | 1,71 | 0,20 | — | — | — | — |
| 344,3 | 100,00 | 1,85 | 100 | — | 100,0 | 4,6 | 100 | — | 100 | — |
| 367,8 | 3,26 | 0,06 | 3,75 | 0,38 | 3,37 | 0,27 | — | — | — | — |
| 411,1 | 8,17 | 0,18 | 8,67 | 0,34 | 8,60 | 0,04 | 7,92 | 0,27 | 7,96 | 0,16 |
| 443,9 | 11,35 | 0,28 | 11,62 | 0,63 | 11,65 | 0,51 | 11,75 | 0,32 | 10,9 | 0,2 |
| 778,9 | 45,6 | 1,2 | 47,14 | 0,62 | 49,0 | 2,0 | 48,8 | 1,1 | 47,4 | 0,9 |
| 867,4 | 14,69 | 0,36 | 16,39 | 0,84 | 15,83 | 0,72 | 15,67 | 0,38 | — | — |
| 964,1 | 51,2 | 1,4 | 54,33 | 0,75 | 54,65 | 0,23 | 54,53 | 1,45 | 56,3 | 1,1 |
| 1085,8 | 35,9 | 1,0 | 38,53 | 0,77 | 39,68 | 1,74 | 46,25 | 1,10 | 39,6 | 0,8 |
| 1089,7 | 5,94 | 0,16 | 6,71 | — | 6,97 | 0,46 | — | — | 6,42 | 0,13 |
| 1112,1 | 48,3 | 1,3 | 50,81 | 0,41 | 50,82 | 2,25 | 51,28 | 1,40 | 50,9 | 1,0 |
| 1212,9 | 5,03 | 0,17 | 5,67 | 0,21 | 5,87 | 0,33 | — | — | — | — |
| 1299,1 | 5,85 | 0,17 | 6,37 | 0,39 | 6,28 | 0,36 | — | — | — | — |
| 1407,9 | 75,0 | 2,0 | 79,12 | 1,15 | 79,78 | 3,47 | 80,78 | 2,10 | 80 | 1,6 |

6. СПЕКТРОМЕТРИЯ ЭВК

Основная задача γ -спектроскопии сводится к измерению энергий и относительных интенсивностей ядерных переходов с возможно лучшей точностью. Далее, на базе этих результатов строят различные варианты схем распада (часто с привлечением данных о совпадениях) и определяют энергии возбужденных состояний. Задача же спектроскопии ЭВК сводится в основном к определению мультипольностей переходов, а следовательно, возможных квантовых характеристик (I^π) возбужденных состояний. Данные о КВК позволяют также проверять правильность предложенной схемы распада на основе баланса интенсивностей электромагнитных переходов.

Методика измерения КВК отдельных переходов. Согласно определению, КВК на i -оболочке

$$\alpha_i = I_i/I, \quad (43)$$

где I_i , I — число i -электронов и γ -квантов соответственно, испускаемых в полном телесном угле за единицу времени. Очевидно, что можно построить отношения типа

$$\alpha_i/\alpha_j = I_i/I_j. \quad (44)$$

Сравнивая экспериментальные значения α_i и α_i/α_j с теоретическими расчетами, определяют мультипольность перехода.

1. *Абсолютные измерения.* Пусть имеются бета- и гамма-спектрометры, эффективность которых в условиях фиксированного значения телесного угла измерена с помощью градуированных по активности источников. Подставляя экспериментальные значения в (43), получаем α_i (метод АЕГ [47]). В предположении независимости составляющих погрешность α_i в ν -измерении

$$\Delta\alpha_{i\nu} = \alpha_{i\nu} \left[\left(\frac{\Delta S_{i\nu}}{S_{i\nu}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta S_\nu}{S_\nu} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (45)$$

где $S_{i\nu}$ и S_ν — число импульсов i -электронов и γ -квантов; $\Delta S_{i\nu}$ и ΔS_ν — соответствующие погрешности. В одиночных измерениях могут иметь место систематические погрешности, связанные с регулировкой источника, учетом $T_{1/2}$ и учетом просчетов.

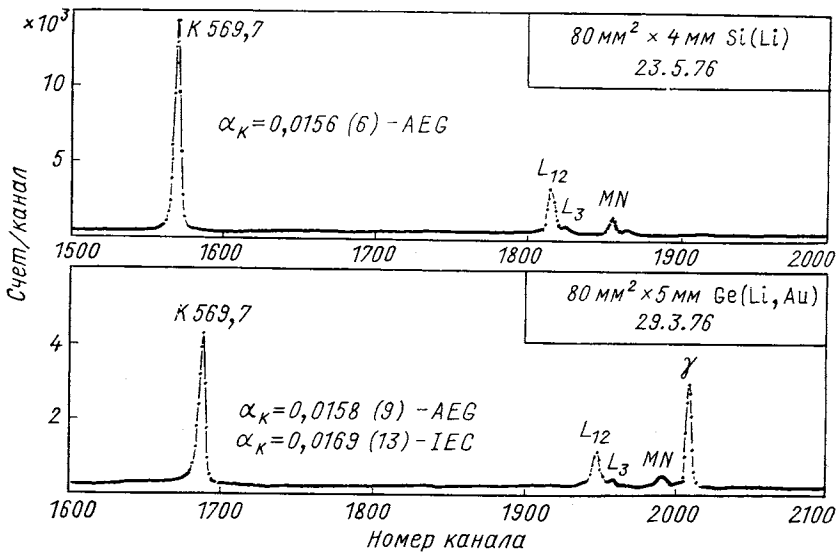


Рис. 55. Фрагменты спектров излучений ^{207}Bi , измеренных с помощью Si(Li)- и Ge(Li, Au)-детекторов в условиях фиксированных значений телесного угла $P = 5$ см. Приведены полученные в этих экспериментах значения

Поэтому измерения проводятся на разных ППД, спектрометрических трактах и анализаторах, тогда

$$\left. \begin{aligned} \alpha_i &= \sum_{\nu=1}^n \alpha_{i\nu} w_\nu / \sum_{\nu=1}^n w_\nu; \\ \Delta\alpha_i &= \{ (\Delta\alpha_i^*)^2 + (\alpha_i \kappa)^2 + (\alpha_i \eta)^2 \}^{1/2}. \end{aligned} \right\} \quad (46)$$

Здесь κ и η — погрешность определения абсолютной эффективности гамма- и бета-спектрометра; $\Delta\alpha_i^*$ — наибольшая из α_1 и α_2

погрешностей] (30); $w_v = 1/(\Delta\alpha_{iv})^2$ (рис. 55). Абсолютная эффективность бета-спектрометра определена с помощью α_K для перехода 661,7 кэВ ^{137}Cs .

Исключить указанные выше систематические погрешности можно, если применить один ППД для регистрации как β ,- так и γ -излучения (см. рис. 55). Этот метод является полным (и более точным) аналогом метода внутренне-внешней конверсии (IEC) [47].

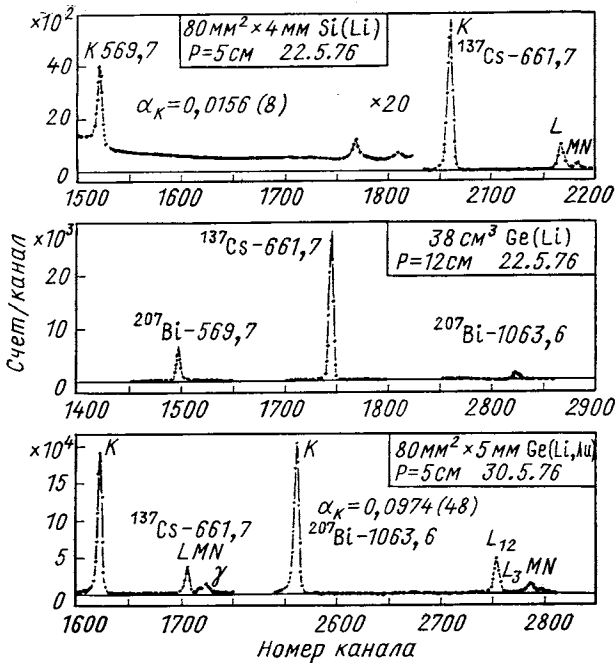


Рис. 56. Фрагменты спектров излучений ^{207}Bi и ^{137}Cs , измеренных с помощью Si(Li)-, Ge(Li)- и Ge(Li, Au)-детекторов

2. *Сравнительные измерения.* Метод аналогичен рассмотренному выше, но здесь достаточно предварительно исследовать лишь относительные эффективности бета- и гамма-спектрометров. Исследуемый и эталонный препараты измеряются вместе (метод NPG [47]):

$$\alpha_{iv} = \frac{I_{iv}}{I_{\text{эт } iv}} \frac{I_{\text{эт } v}}{I_v} \alpha_{\text{эт } v} \quad (47)$$

Погрешности рассчитывают по следующим формулам:

$$\Delta\alpha_{i\nu} = \alpha_{i\nu} \{ (\Delta S_{i\nu}/S_{i\nu})^2 + (\Delta S_{\text{эт } i\nu}/S_{\text{эт } i\nu})^2 + (\Delta S_{\nu}/S_{\nu})^2 + (\Delta S_{\text{эт } \nu}/S_{\text{эт } \nu})^2 \}^{1/2};$$

$$\Delta\alpha_i = \{ \Delta\alpha_i^* \}^2 + (\alpha_i \kappa)^2 + (\alpha_i \eta)^2 + (\Delta\alpha_{\text{эт } i})^2 \}^{1/2}. \quad (48)$$

Здесь κ и η характеризуют погрешность относительных эффективностей спектрометров (рис. 56). В качестве эталонного источника использован ^{137}Cs .

3. *Относительные измерения.* Энергетическое разрешение полупроводниковых бета-спектрометров и применение ЭВМ для обработки спектральных линий позволяют разделить K - и L -конверсионные линии для $Z > 10$, L - и M -линии для $Z > 35$, M - и N -линии для $Z > 60$, L_2 - и L_3 -линии для $Z > 70$. В предположении независимости погрешностей погрешность одиночного измерения I_i/I_j

$$\Delta(I_i/I_j) = (I_i/I_j)_{\nu} \{ (\Delta S_i/S_i)_{\nu}^2 + (\Delta S/S)_{\nu}^2 \}^{1/2}. \quad (49)$$

Здесь $i, j = K, L_1, L_2, L_3, M, N$ и т. д.; S_i, S_j — число зарегистрированных i - и j -электронов; $I = S/\varepsilon$ — интенсивность i - и j -электронов; ε — соответствующая эффективность регистрации. Результаты многократных измерений обрабатывают по формулам, аналогичным (46) ($\alpha_{i\nu} \equiv (I_i/I_j)_{\nu}$; $\kappa = 0$). Тогда величина η характеризует предельную погрешность определения относительной эффективности на участке $i - j$. Напомним, что эффекты суммирования рентгеновского излучения с i -, j -электронами могут приводить к существенным искажениям отношений I_i/I_j .

В табл. 14 приведены относительные интенсивности ЭВК, полученные с помощью Si(Li)- и Ge(Li, Au)-детекторов. Для сравнения там же представлены и результаты теоретических расчетов для принятых мультипольностей.

4. *Измерение отношений I_x/I .* Для β^- -распада, а также при наличии изомерных состояний вакансии на оболочках пуклида возникают только за счет процесса внутренней конверсии. Следовательно, измерив за единицу времени число γ -квантов и число вакансий на соответствующей оболочке, нетрудно определить КВК для схемы распада с одним переходом (метод XPG [48]):

$$\alpha_{i\nu} = I_{x_i\nu}/(\omega_i I_{\nu});$$

$$\Delta\alpha_{i\nu} = \alpha_{ij} \{ (\Delta I_{x_i\nu}/I_{x_i\nu})^2 + (\Delta I_{\nu}/I_{\nu})^2 \}^{1/2}, \quad (50)$$

где I_{x_i} — интенсивность x_i -рентгеновского излучения; ω_i — выход флуоресценции на i -оболочке; I — интенсивность γ -квантов; ν — номер измерения. Результаты многократных измерений обрабатывают по формулам (46), в этом случае в качестве η используют погрешность измерения ω_i .

Относительные интенсивности ЭВК и их сравнение с расчетами [48] для принятых мультипольностей

| Нуклид | E | σ_L | I_K | ΔI_K | I_{L12} | ΔI_{L12} | I_{L3} | ΔI_{L3} | I_L | ΔI_L | I_M | ΔI_M | I_N | ΔI_N |
|-------------------|--------|------------|---------|--------------|-----------|------------------|----------|-----------------|---------|--------------|--------|--------------|-------|--------------|
| ^{152}Eu | 124,8 | $E2$ | 100,000 | 2,146 | — | — | — | — | 61,718 | 0,770 | 13,887 | 0,257 | 3,039 | 0,162 |
| ^{141}Ce | 145,4 | $M1$ | 100,000 | — | 32,164 | 22,076 | — | — | 54,240 | — | 12,281 | — | — | — |
| ^{139}Ce | 165,9 | $M1$ | 100,000 | 1,427 | — | — | — | — | 14,210 | 0,450 | 2,838 | 0,071 | 0,794 | 0,041 |
| ^{139}Ce | 165,9 | $M1$ | 100,000 | — | 13,402 | 0,185 | — | — | 13,587 | — | 2,861 | — | — | — |
| ^{167}Tm | 207,8 | $E3$ | 100,000 | 1,179 | — | — | — | — | 14,092 | 0,131 | 2,921 | 0,055 | 0,739 | 0,035 |
| ^{167}Tm | 207,8 | $E3$ | 100,000 | — | 13,244 | 0,184 | — | — | 13,428 | — | 2,778 | — | — | — |
| ^{207}Bi | 569,7 | $E2$ | 100,000 | 2,583 | 84,751 | 63,271 | 4,876 | — | 148,022 | 10,185 | 38,760 | 1,812 | 8,725 | 1,854 |
| ^{207}Bi | 569,7 | $E2$ | 100,000 | — | 97,297 | 48,857 | — | — | 146,154 | — | 36,071 | — | — | — |
| ^{207}Bi | 569,7 | $E2$ | 22,082 | 0,246 | 5,692 | 0,798 | 0,098 | — | 6,490 | 0,355 | 1,387 | 0,075 | 0,486 | 0,053 |
| ^{207}Bi | 569,7 | $E2$ | 22,082 | — | 5,347 | 0,750 | — | — | 6,097 | — | — | — | — | — |
| ^{137}Cs | 661,7 | $M4$ | 100,000 | 1,696 | — | — | — | — | 18,293 | 0,084 | — | — | — | — |
| ^{137}Cs | 661,7 | $M4$ | 100,000 | — | 16,175 | 1,639 | — | — | 17,814 | — | — | — | — | — |
| ^{207}Bi | 1063,7 | $M4$ | 100,000 | 1,025 | 24,599 | 1,400 | 0,136 | — | 25,999 | 0,801 | 6,889 | 0,446 | 1,786 | 0,071 |
| ^{207}Bi | 1063,7 | $M4$ | 100,000 | — | 24,021 | 1,804 | — | — | 25,825 | — | — | — | — | — |

Подход нетрудно расширить и для более сложных схем распада, когда относительные интенсивности i -электронов можно измерить с высокой точностью. Это относится, в основном, к случаю $i = k$.

Спектр γ -квантов ^{176m}Lu и полученные в этом эксперименте значения α_k даны на рис. 57.

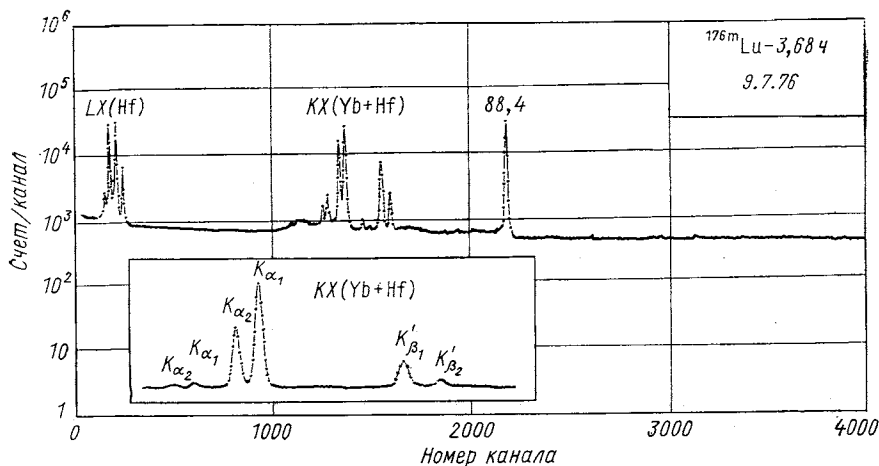


Рис. 57. Спектр γ -квантов ^{176m}Lu , измеренный с помощью $200 \text{ мм}^2 \times 5 \text{ мм}$ Ge(Li)-детектора. В этом эксперименте получено значение $\alpha_k = 1,1468 \pm 0,0051$:

$T_1 = 3 \text{ ч}$; $T = 2 \text{ ч}$; $P = 6 \text{ см}$, ФП — нет

Методика измерения КВК группы переходов. Методика измерения энергии и относительных интенсивностей моноэнергетических излучений с помощью ППД изложена выше. Сделаем лишь некоторые замечания применительно к КВК.

1. Разработанная методика не предполагает прецизионных измерений энергий ядерных переходов и применяется лишь для идентификации спектральных линий и определения их интенсивностей.

2. Для исследования нелинейности спектрометра можно применять значения $E_{ij} = E_j - \epsilon_i$, где E_j — энергия γ -квантов; ϵ_i — энергия связи электрона на i -оболочке нуклида [49].

3. Предполагается, что для нормального падения β -частиц обратное рассеяние и эффективность сбора зарядов не зависят от энергии. Очевидно, что для спектрометров, допускающих косое падение β -частиц, нужно применять способ исследования эффективности, аналогичный применяемому в γ -спектроскопии.

4. Энергетическая градуировка спектров ЭВК осуществляется с помощью ранее применявшихся энергий γ -квантов. Лишь в ред-

Экспериментальные значения КВК, полученные различными методами

| Нуклид, $T_{1/2}$ | E (ΔE) E_K | I (ΔI) I_K (ΔI _K) | α _K | Φ ₁ Φ ₂ | ζ | Δα _K | Результаты разных методов | | | | | | |
|---------------------------------|------------------------|--------------------------------------|------------------|----------------------------------|----------------|-----------------|---------------------------|----------------|------------------|------------------|------------------|-----------------|------------------|
| | | | | | | | q метод | α _K | Φ ₁ | Φ ₂ | ζ | Δα _K | |
| ^{176m} Gd, 3,68 ч | 88,367 (3) 23,016 | 100,000 (1830) — | 1,161 0,636 | 0,004 0,007 | 0,018 0,023 | 0,019 0,016 | 5 7 | XPG AEG | 1,161 0,638 | 0,004 0,009 | 0,004 0,003 | 0,018 0,023 | 0,019 0,017 |
| ¹⁵² Eu, 13,2 года | 121,782 (3) 74,947 | 100,000 (2476) 100,000 (2146) | 0,636 0,499 | 0,002 0,012 | 0,023 0,023 | 0,016 0,017 | 5 2 | NPG AEG | 0,635 0,506 | 0,010 0,014 | 0,003 0,006 | 0,023 0,023 | 0,018 0,018 |
| ¹⁶⁹ Yb, 30,6 дня | 130,525 (3) 71,135 | 30,936 (733) 44,525 (839) | 0,499 0,010 | 0,012 0,010 | 0,023 0,023 | 0,017 0,011 | 1 5 | NPG AEG | 0,483 0,366 | 0,022 0,007 | — 0,004 | 0,023 0,023 | 0,025 0,011 |
| ¹⁴¹ Ce, 32,51 дня | 145,443 (3) 103,452 | 100,000 (1827) 100,000 (1179) | 0,365 0,007 | 0,004 0,007 | 0,023 0,023 | 0,011 0,015 | 3 5 | NPG XPG | 0,350 0,374 | 0,008 0,007 | 0,008 0,007 | 0,025 0,032 | 0,011 0,012 |
| ¹⁴⁹ Gd, 9,5 дня | 149,733 (6) 101,214 | 100,000 (1827) 100,000 (3393) | 0,459 0,001 | 0,010 0,001 | 0,023 0,023 | 0,015 0,013 | 2 2 | AEG NPG | 0,458 0,460 | 0,014 0,013 | 0,000 0,006 | 0,023 0,023 | 0,018 0,017 |
| ¹⁵¹ Gd, 120 дня | 153,605 (4) 105,086 | 100,000 (1829) 51,307 (686) | 0,426 0,003 | 0,008 0,003 | 0,023 0,023 | 0,013 0,007 | 2 1 | AEG NPG | 0,428 0,422 | 0,010 0,013 | 0,003 — | 0,023 0,023 | 0,014 0,016 |
| ¹³⁹ Ce, 137,5 дня | 165,854 (3) 126,929 | 100,000 (1827) 100,000 (1179) | 0,226 0,003 | 0,004 0,003 | 0,023 0,023 | 0,007 0,020 | 4 3 | AEG NPG | 0,228 0,222 | 0,005 0,007 | 0,004 0,005 | 0,023 0,023 | 0,007 0,009 |
| ¹⁷³ Lu, 4,37 года | 171,402 (4) 140,070 | 13,834 (379) 39,488 (1008) | 0,0657 0,0013 | 0,0043 0,0013 | 0,023 0,023 | 0,020 0,043 | 2 3 | AEG NPG | 0,0662 0,0634 | 0,0016 0,0023 | 0,0012 0,0009 | 0,023 0,023 | 0,0022 0,0027 |
| ¹⁵¹ Gd, 120 дня | 174,697 (4) 126,178 | 47,342 (970) 100,000 (1348) | 1,731 0,015 | 0,014 0,015 | 0,023 0,023 | 0,043 0,048 | 1 2 | IEC AEG | 0,0703 1,722 | 0,0042 0,016 | — 0,010 | 0,032 0,023 | 0,0048 0,043 |
| | | | | | | | 1 | NPG | 1,754 | 0,025 | — | 0,023 | 0,048 |

| | | | | | | | | | | | | |
|-----------|--------------|----------------|--------|--------|-------|--------|---|------------|--------|--------|-------|--------|
| 179Гд, | 179,363 (4) | 6,362 (177) | 0,214 | 0,004 | 0,023 | 0,006 | 2 | АЕГ 0,214 | 0,005 | 0,003 | 0,023 | 0,007 |
| 1,37 года | 118,031 | 62,952 (1551) | | 0,004 | | | 3 | НРГ 0,210 | 0,008 | 0,004 | 0,023 | 0,009 |
| | | | | | | | 1 | ІЕС 0,229 | 0,013 | — | 0,032 | 0,015 |
| 172Гд, | 181,530 (4) | 32,801 (1182) | 0,210 | 0,006 | 0,023 | 0,008 | 2 | АЕГ 0,211 | 0,066 | 0,001 | 0,023 | 0,008 |
| 6,7 дня | 120,198 | 100,000 (2698) | | 0,002 | | | 1 | НРГ 0,206 | 0,013 | — | 0,023 | 0,014 |
| 169Уб, | 197,948 (4) | 100,000 (1834) | 0,355 | 0,007 | 0,023 | 0,011 | 2 | АЕГ 0,352 | 0,008 | 0,001 | 0,023 | 0,011 |
| 30,7 дня | 138,558 | 100,000 (1631) | | 0,007 | | | 1 | НРГ 0,369 | 0,016 | — | 0,023 | 0,018 |
| 156Тб, | 199,216 (5) | 61,229 (1126) | 0,155 | 0,006 | 0,023 | 0,008 | 2 | АЕГ 0,154 | 0,007 | 0,006 | 0,023 | 0,008 |
| 5,35 дня | 148,977 | 100,000 (2506) | | 0,002 | | | 1 | НРГ 0,157 | 0,013 | — | 0,023 | 0,014 |
| 172Гд, | 203,436 (4) | 7,626 (378) | 0,150 | 0,004 | 0,023 | 0,005 | 2 | АЕГ 0,149 | 0,004 | 0,000 | 0,023 | 0,005 |
| 6,7 дня | 142,104 | 17,049 (531) | | 0,002 | | | 1 | НРГ 0,154 | 0,010 | — | 0,023 | 0,011 |
| 167Тш, | 207,797 (3) | 100,000 (1824) | 0,479 | 0,010 | 0,023 | 0,015 | 2 | АЕГ 0,481 | 0,016 | 0,003 | 0,023 | 0,019 |
| 9,25 дня | 150,311 | 100,000 (2583) | | 0,002 | | | 3 | НРГ 0,478 | 0,013 | 0,007 | 0,023 | 0,017 |
| 151Гд, | 243,293 (14) | 89,836 (1836) | 0,0202 | 0,0004 | 0,023 | 0,0006 | 2 | АЕГ 0,0204 | 0,0005 | 0,0007 | 0,023 | 0,0008 |
| 120 дня | 194,774 | 2,196 (28) | | 0,0003 | | | 1 | НРГ 0,0197 | 0,0009 | — | 0,023 | 0,0010 |
| 152Ец, | 244,691 (5) | 25,839 (522) | 0,0846 | 0,0014 | 0,023 | 0,0029 | 3 | АЕГ 0,0869 | 0,0022 | 0,0006 | 0,023 | 0,0028 |
| 13,2 года | 197,856 | 3,424 (42) | | 0,0023 | | | 5 | НРГ 0,0827 | 0,0020 | 0,0008 | 0,023 | 0,0027 |
| | | | | | | | 1 | ІЕС 0,0835 | 0,0074 | — | 0,032 | 0,0079 |
| 156Тб, | 262,587 (13) | 9,405 (171) | 0,0769 | 0,0024 | 0,023 | 0,0030 | 2 | АЕГ 0,0771 | 0,0026 | 0,0025 | 0,023 | 0,0031 |
| 5,35 дня | 212,348 | 7,010 (130) | | 0,0006 | | | 1 | НРГ 0,0754 | 0,0056 | — | 0,023 | 0,0059 |
| 152Тб, | 271,085 (14) | 14,776 (279) | 0,0620 | 0,0018 | 0,023 | 0,0030 | 2 | АЕГ 0,0614 | 0,0022 | 0,0016 | 0,023 | 0,0026 |
| 17,5 ч | 220,774 | 29,966 (350) | | 0,0011 | | | 1 | НРГ 0,0636 | 0,0034 | — | 0,023 | 0,0037 |
| 173Гд, | 272,111 (5) | 100,000 (1886) | 0,0210 | 0,0004 | 0,023 | 0,0007 | 2 | АЕГ 0,0209 | 0,0005 | 0,0001 | 0,032 | 0,0008 |
| 1,37 года | 210,779 | 100,000 (1286) | | 0,0001 | | | 1 | НРГ 0,0214 | 0,0010 | — | 0,023 | 0,0011 |
| | | | | | | | 1 | ІЕС 0,0210 | 0,0015 | — | 0,032 | 0,0016 |

Продолжение табл. 15

| Нуклид, T _{1/2} | E (ΔE) ЕК | I (ΔI) I _K (ΔI _K) | α _K | Φ ₁ Φ ₂ | ζ | Δα _K | Результаты разных методов | | | | | | |
|---|---------------|--|----------------|-------------------------------|-------|-----------------|---------------------------|----------------|----------------|----------------|--------|-----------------|--------|
| | | | | | | | q метод | α _K | Φ ₁ | Φ ₂ | ζ | Δα _K | |
| 149Eu, 93,1 дня 203Pb 52,1 ч | 277,081 (5) | 83,534 (1975) | 0,0808 | 0,0014 | 0,023 | 0,0023 | 2 | АЕG | 0,0800 | 0,0021 | 0,0021 | 0,023 | 0,0027 |
| | 230,246 | 100,000 (2697) | | 0,0008 | | | 2 | NPG | 0,0815 | 0,0020 | 0,0011 | 0,023 | 0,0027 |
| | 279,189 (6) | 100,000 (1893) | 0,166 | 0,003 | 0,023 | 0,006 | 2 | АЕG | 0,163 | 0,006 | 0,003 | 0,023 | 0,007 |
| | 193,658 | 100,000 (2795) | | 0,002 | | | 2 | NPG | 0,168 | 0,006 | 0,002 | 0,023 | 0,006 |
| 149Gd, 9,5 дня 168Yb, 30,7 дня 151Gd, 120 дня 149Eu, 93,1 дня 162Eu, 13,2 года | 298,617 (9) | 59,080 (1176) | 0,0723 | 0,0011 | 0,023 | 0,0020 | 2 | АЕG | 0,0729 | 0,0160 | 0,0009 | 0,023 | 0,0024 |
| | 250,098 | 9,217 (240) | | 0,0007 | | | 2 | NPG | 0,0716 | 0,0160 | 0,0001 | 0,023 | 0,0022 |
| | 307,732 (6) | 29,270 (654) | 0,0446 | 0,0014 | 0,023 | 0,0017 | 2 | АЕG | 0,0450 | 0,0160 | 0,0012 | 0,023 | 0,0019 |
| | 248,331 | 3,729 (72) | | 0,0006 | | | 2 | NPG | 0,0437 | 0,0024 | 0,0002 | 0,023 | 0,0026 |
| 151Gd, 120 дня 149Eu, 93,1 дня 162Eu, 13,2 года | 307,500 (9) | 17,417 (344) | 0,0605 | 0,0015 | 0,023 | 0,0020 | 2 | АЕG | 0,0592 | 0,0020 | 0,0003 | 0,023 | 0,0025 |
| | 258,381 | 1,341 (39) | | 0,0014 | | | 1 | NPG | 0,0619 | 0,0021 | — | 0,023 | 0,0026 |
| | 327,527 (6) | 100,000 (1982) | 0,0514 | 0,0009 | 0,023 | 0,0015 | 2 | АЕG | 0,0521 | 0,0012 | 0,0002 | 0,023 | 0,0017 |
| | 280,692 | 70,766 (2547) | | 0,0008 | | | 2 | NPG | 0,0504 | 0,0015 | 0,0015 | 0,023 | 0,0019 |
| 162Eu, 13,2 года 152Gd, 17,5 ч 149Gd, 9,5 дня 166Tb, 5,35 дня 166Tb, 5,35 дня 207Bi, 30,2 года | 344,267 (7) | 96,528 (1784) | 0,0313 | 0,0005 | 0,023 | 0,0009 | 3 | АЕG | 0,0317 | 0,0007 | 0,0003 | 0,023 | 0,0010 |
| | 294,028 | 4,729 (39) | | 0,0005 | | | 6 | NPG | 0,0310 | 0,0007 | 0,0002 | 0,023 | 0,0010 |
| | 344,267 (7) | 100,000 (1923) | 0,0308 | 0,0008 | 0,023 | 0,0011 | 1 | АЕG | 0,0322 | 0,0020 | — | 0,032 | 0,0022 |
| | 294,028 | 100,000 (755) | | 0,0002 | | | 4 | АЕG | 0,0308 | 0,0008 | 0,0002 | 0,023 | 0,0014 |
| 149Gd, 9,5 дня 166Tb, 5,35 дня 166Tb, 5,35 дня 207Bi, 30,2 года | 346,660 (9) | 49,781 (1188) | 0,187 | 0,003 | 0,023 | 0,006 | 1 | NPG | 0,0306 | 0,0017 | — | 0,023 | 0,0018 |
| | 298,141 | 20,070 (1004) | | 0,001 | | | 2 | АЕG | 0,188 | 0,006 | 0,003 | 0,023 | 0,007 |
| | 356,431 (44) | 20,816 (388) | 0,0277 | 0,0009 | 0,023 | 0,0011 | 2 | NPG | 0,187 | 0,005 | 0,002 | 0,023 | 0,007 |
| | 306,192 | 6,091 (119) | | 0,0002 | | | 2 | АЕG | 0,0278 | 0,0011 | 0,0011 | 0,023 | 0,0013 |
| 166Tb, 5,35 дня 166Tb, 5,35 дня 207Bi, 30,2 года | 534,323 (44) | 100,000 (1967) | 0,0035 | 0,0002 | 0,023 | 0,0002 | 1 | NPG | 0,0035 | 0,0002 | 0,0002 | 0,023 | 0,0002 |
| | 484,084 | 3,691 (83) | | 0,0000 | | | 1 | АЕG | 0,0035 | 0,0003 | — | 0,023 | 0,0003 |
| | 569,683 (41) | 100,000 (1834) | 0,0161 | 0,0002 | 0,023 | 0,0005 | 7 | АЕG | 0,0158 | 0,0003 | 0,0003 | 0,023 | 0,0005 |
| | 481,678 | 22,082 (246) | | 0,0003 | | | 5 | NPG | 0,0162 | 0,0003 | 0,0003 | 0,023 | 0,0005 |
| 207Bi, 30,2 года | 1063,660 (19) | 76,205 (1461) | 0,0966 | 0,0012 | 0,023 | 0,0025 | 2 | АЕG | 0,0175 | 0,0010 | 0,0003 | 0,032 | 0,0012 |
| | 975,655 | 100,000 (1025) | | 0,0002 | | | 3 | АЕG | 0,0963 | 0,0022 | 0,0004 | 0,023 | 0,0027 |
| | | | | | | | 10 | NPG | 0,0968 | 0,0015 | 0,0009 | 0,023 | 0,0031 |

ких случаях (например, нуклид с малым числом интенсивных переходов) появляется необходимость прицепивания источников с простыми спектрами или применения методики внешней градуировки.

Построение набора нормалей КВК. В качестве нормали КВК первого порядка примем [47]

$$\alpha_h(661,648 \text{ кэВ} - {}^{137}\text{Cs}) = 0,0905 \pm 0,0010. \quad (51)$$

Выбор этой нормали сделан по следующим причинам.

1. Считают, что мультипольность перехода 661,7 кэВ является чистой $M4$, тогда легко провести сравнение теоретических и экспериментальных данных.

2. Нуклид ${}^{137}\text{Cs}$ испытывает β^- -распад, и при этом наблюдается только один переход. Следовательно, α_h можно определить с помощью методов лишь γ -спектроскопии (ХРГ).

3. Переход 661,7 кэВ находится в той области энергии, где входное окно ППД несущественно рассеивает или поглощает β^- -частицы, и для достаточно толстых детекторов (≥ 3 мм) эффективность не зависит от энергии.

4. Нуклид ${}^{137}\text{Cs}$ имеет большой период полураспада (30,18 года), и источник высокой удельной активности можно получить в реакторах. Это значительно облегчает задачу изготовления высококачественных бета-источников. Кроме того, высокая эффективность разделения с помощью электромагнитных масс-сепараторов позволяет изготавливать тонкие источники без носителя.

5. Источник ${}^{137}\text{Cs}$ входит в набор ОСГИ. Это позволяет градуировать изготовленные β^- -источники по активности с помощью методики сравнения интенсивностей γ -квантов.

6. Распад ${}^{137}\text{Cs}$ исследован неоднократно и практически на всех типах бета-спектрометров.

7. При подходе, изложенном выше, любые изменения относительных интенсивностей градуированных препаратов и $\alpha_h = 661,7$ кэВ в дальнейшем легко учесть, не проводя эксперимента заново.

Полученные экспериментальные значения α_h приведены в табл. 15, мы будем считать их нормальными второго порядка. Там же даны число экспериментов и результаты различных методов. Для каждого метода указана систематическая погрешность, включающая погрешность α_h нормали первого порядка (661,7 кэВ — ${}^{137}\text{Cs}$), равной 1,1%. В нахождении окончательных результатов каждый метод участвует со своим весом [погрешность наибольшая из $\Phi_{1,2} = \Delta\alpha_i^*$ — см. формулу (46)] вне зависимости от числа проведенных экспериментов. Тогда в качестве ξ использовалась наилучшая из систематических погрешностей, примененных методом. Для определения α_h каждого перехода

использованы как минимум два различных радиоактивных источника.

Сделаем несколько замечаний о деталях экспериментов:

1. Все радиоактивные источники получены с помощью электромагнитного масс-сепаратора, за исключением ^{207}Bi , приготовленного выпариванием раствора.

2. Особое внимание уделялось правильному учету эффектов, связанных с радиоактивным распадом.

3. В качестве эталонов использовались шесть различных источников ^{137}Cs . Лишь в одном случае наблюдалось ухудшение качества источника, связанное с поглощением и рассеянием β -частиц в загрязненной поверхности. Контроль каждого источника проводился измерением α_R в шкале другого источника. Приведем пример:

$$\alpha_R (661,7 \text{ кэВ} - ^{137}\text{Cs}) = \begin{cases} 0,0900 \pm 0,0040; \\ 0,0896 \pm 0,0028; \\ 0,0879 \pm 0,0042. \end{cases} \quad (52)$$

Этот результат демонстрирует и воспроизводимость геометрических условий для трех различных источников.

4. Результаты, приведенные в табл. 15, получены с помощью восьми разных ППД. В рабочих энергетических областях систематические отклонения экспериментальных значений α_R в зависимости от качества применяемых детекторов не наблюдались. Этот факт подтверждает предположение о независимости сбора зарядов от энергии β -частицы. Заметим, что для изготовления ППД был использован базовый материал различных фирм и с разными параметрами.

5. Измерены относительные интенсивности ЭВК некоторых нуклидов, которые можно применять для градуировки бета-спектрометров (табл. 16). В дальнейшем предполагается расширить область градуировочных источников.

Анализ результатов. Анализ можно провести, сравнивая с литературными данными и сопоставляя с теоретическими расчетами (табл. 17). Отметим, что имеющиеся в настоящее время данные о КВК противоречивы и выбрать критерий отбора наиболее достоверных значений трудно. Формальная же процедура взвешивания приводит к большим значениям погрешности разброса, что исключает сравнение с теоретическими расчетами. Проводить полный физический анализ результатов не будем, так как основная цель работы — изложение методики измерения. Некоторые замечания, однако, сделать следует.

1. В табл. 17 приведены КВК, которые можно получить для переходов чистой мультипольности из табл. 16. С точки зрения планирования эксперимента эти результаты полезны тем, что можно узнать реальные погрешности, которые достижимы в по-

Таблица 16

Относительная интенсивность ЭВК радиоактивных нуклидов, предлагаемых для градуировки бета-спектрометров

| E | ΔE | I | ΔI | I_e | ΔI_e | E_e |
|-------------------------------|------------|---------|------------|---------|--------------|------------------|
| ^{149}Gd , 9,5 дня | | | | | | |
| 149,733 | 0,006 | 100,000 | 1,827 | 100,000 | 3,394 | <i>K</i> 101,214 |
| | | | | 15,220 | 0,454 | <i>L</i> 142,2 |
| | | | | 3,169 | 0,306 | <i>M</i> 147,9 |
| | | | | 0,802 | 0,058 | <i>N</i> 149,4 |
| 272,317 | 0,011 | 6,768 | 0,169 | 1,379 | 0,040 | <i>K</i> 223,798 |
| | | | | 0,202 | 0,014 | <i>L</i> 264,8 |
| 298,617 | 0,009 | 59,080 | 1,176 | 9,217 | 0,240 | <i>K</i> 250,098 |
| | | | | 1,682 | 0,310 | <i>L</i> 291,1 |
| 346,660 | 0,009 | 49,781 | 1,188 | 20,070 | 1,004 | <i>K</i> 298,141 |
| | | | | 3,518 | 0,092 | <i>L</i> 339,1 |
| | | | | 0,949 | 0,043 | <i>M</i> 345,2 |
| 496,403 | 0,015 | 3,570 | 0,266 | 0,202 | 0,013 | <i>K</i> 447,884 |
| 516,558 | 0,013 | 5,487 | 0,113 | 0,190 | 0,008 | <i>K</i> 468,039 |
| 534,304 | 0,019 | 6,370 | 0,124 | 0,227 | 0,017 | <i>K</i> 485,785 |
| 748,590 | 0,018 | 16,148 | 0,344 | 0,057 | 0,006 | <i>K</i> 700,071 |
| 788,857 | 0,018 | 14,176 | 0,274 | 0,126 | 0,008 | <i>K</i> 740,338 |
| 933,133 | 0,029 | 1,241 | 0,040 | 0,003 | 0,001 | <i>K</i> 884,614 |
| 938,591 | 0,022 | 4,714 | 0,147 | 0,032 | 0,003 | <i>K</i> 890,072 |
| 947,840 | 0,038 | 1,814 | 0,036 | 0,003 | 0,001 | <i>K</i> 899,321 |
| ^{151}Gd , 120 дней | | | | | | |
| 106,566 | 0,004 | 1,421 | 0,044 | 1,887 | 0,046 | <i>K</i> 58,047 |
| 153,605 | 0,004 | 100,000 | 1,829 | 51,307 | 0,686 | <i>K</i> 105,086 |
| | | | | 7,504 | 0,072 | <i>L</i> 146,0 |
| | | | | 1,705 | 0,045 | <i>M</i> 151,8 |
| | | | | 0,427 | 0,013 | <i>N</i> 153,3 |
| 174,697 | 0,004 | 47,342 | 0,970 | 100,000 | 1,348 | <i>K</i> 126,178 |
| | | | | 19,070 | 0,413 | <i>L</i> 167,1 |
| | | | | 4,835 | 0,052 | <i>M</i> 172,9 |
| | | | | 1,199 | 0,039 | <i>N</i> 174,3 |
| 239,013 | 0,094 | 1,317 | 0,090 | 0,133 | 0,008 | <i>K</i> 190,494 |
| 243,293 | 0,014 | 89,836 | 1,836 | 2,196 | 0,028 | <i>K</i> 194,774 |
| 260,459 | 0,079 | 0,661 | 0,050 | 0,076 | 0,005 | <i>K</i> 211,940 |
| 286,098 | 0,014 | 1,619 | 0,039 | 0,142 | 0,009 | <i>K</i> 237,579 |
| 307,500 | 0,009 | 17,417 | 0,344 | 1,341 | 0,039 | <i>K</i> 258,981 |
| | | | | 0,185 | 0,008 | <i>L</i> 299,9 |
| ^{152}Eu , 13,2 года | | | | | | |
| 121,782 | 0,003 | 100,000 | 2,476 | 100,000 | 2,146 | <i>K</i> 74,947 |
| | | | | 61,718 | 0,770 | <i>L</i> 114,5 |
| | | | | 13,887 | 0,257 | <i>M</i> 120,4 |
| | | | | 3,039 | 0,162 | <i>N</i> 121,6 |
| 244,691 | 0,005 | 25,839 | 0,522 | 3,424 | 0,042 | <i>K</i> 197,856 |
| | | | | 0,927 | 0,028 | <i>L</i> 237,4 |
| 344,267 | 0,007 | 96,528 | 1,784 | 4,729 | 0,039 | <i>K</i> 294,028 |
| | | | | 1,018 | 0,033 | <i>L</i> 336,4 |

Продолжение табл. 16

| E | ΔE | I | ΔI | I_e | ΔI_e | E_e |
|-------------------------------|------------|---------|------------|----------|--------------|--------------|
| ^{169}Yb , 30,6 дня | | | | | | |
| 93,613 | 0,005 | 6,811 | 0,224 | 52,007 | 1,022 | K 34,223 |
| | | | | 9,125 | 0,131 | L 83,9 |
| | | | | 1,745 | 0,228 | M 91,7 |
| 109,784 | 0,003 | 45,820 | 1,694 | 40,607 | 0,405 | L 100,2 |
| 130,525 | 0,003 | 30,936 | 0,733 | 44,547 | 0,642 | K 71,135 |
| | | | | 41,657 | 1,764 | L 120,7 |
| | | | | 9,776 | 0,133 | M 128,6 |
| | | | | 2,299 | 0,076 | N 130,1 |
| 177,208 | 0,004 | 62,375 | 1,171 | 14,903 | 0,212 | L 167,3 |
| | | | | 3,300 | 0,043 | M 175,3 |
| | | | | 0,833 | 0,029 | N 176,8 |
| 197,948 | 0,004 | 100,000 | 1,834 | 100,000 | 1,208 | K 138,558 |
| | | | | 16,825 | 0,266 | L 188,1 |
| | | | | 3,817 | 0,058 | M 196,0 |
| | | | | 0,915 | 0,025 | N 197,5 |
| 261,069 | 0,012 | 4,962 | 0,189 | 0,272 | 0,015 | K 201,679 |
| 307,732 | 0,006 | 29,270 | 0,654 | 3,729 | 0,072 | K 248,331 |
| ^{173}Lu , 1,37 года | | | | | | |
| 78,651 | 0,006 | 52,115 | 1,190 | 2328,396 | 29,544 | L 68,9 |
| | | | | 573,621 | 17,660 | M 76,7 |
| | | | | 143,615 | 11,365 | N 78,3 |
| 100,719 | 0,007 | 23,331 | 0,531 | 504,533 | 7,711 | L 90,9 |
| | | | | 115,356 | 2,307 | M 98,8 |
| | | | | 26,824 | 1,407 | N 100,4 |
| 171,402 | 0,004 | 13,834 | 0,379 | 39,488 | 1,008 | K 110,070 |
| | | | | 7,752 | 0,359 | L 161,6 |
| 179,363 | 0,004 | 6,362 | 0,177 | 62,952 | 1,551 | K 118,031 |
| | | | | 23,421 | 1,721 | M 177,4 |
| | | | | 8,848 | 0,351 | N 179,0 |
| 272,111 | 0,005 | 100,000 | 1,886 | 100,000 | 1,286 | K 210,779 |
| | | | | 14,949 | 0,355 | L 262,3 |
| 285,369 | 0,006 | 2,802 | 0,080 | 3,021 | 0,226 | K 224,037 |
| 350,750 | 0,008 | 1,603 | 0,033 | 0,935 | 0,079 | K 289,418 |
| 456,769 | 0,015 | 0,725 | 0,026 | 1,010 | 0,050 | K 395,437 |
| 557,485 | 0,019 | 2,634 | 0,105 | 1,545 | 0,132 | K 496,153 |
| 636,129 | 0,013 | 7,286 | 0,185 | 4,673 | 0,120 | K 574,797 |
| ^{207}Bi , 30,2 года | | | | | | |
| 569,683 | 0,011 | 100,000 | 1,834 | 22,082 | 0,246 | K 481,678 |
| | | | | 6,490 | 0,355 | L 554,2 |
| | | | | 1,387 | 0,075 | M 566,6 |
| | | | | 0,486 | 0,053 | N 569,1 |
| 1063,660 | 0,019 | 76,205 | 1,461 | 100,000 | 1,025 | K 975,655 |
| | | | | 25,999 | 0,801 | L 1048,1 |
| | | | | 6,889 | 0,446 | M 1060,6 |
| | | | | 1,786 | 0,071 | N 1063,0 |
| 1770,253 | 0,034 | 7,221 | 0,147 | 0,295 | 0,008 | K 1682,248 |
| | | | | 0,044 | 0,006 | L 1756,0 |
| | | | | 0,011 | 0,004 | M 1767,2 |

Таблица 17
Экспериментальные значения КВК и их сравнение с теоретическими [48] и литературными данными

| Нуклид | $E(\Delta E)$ | σ_L | i | α_i | $\Delta\alpha_i, \%$ | α_i (теор.) | Разность % | α_i | $\Delta\alpha_i, \%$ | Литература |
|--------------------|---------------|------------|-----|------------|----------------------|--------------------|---------------|------------|----------------------|------------|
| ^{173}Lu | 78,738 (5) | E2 | L | 5,268 | 6,2 | 5,091 | +3,4 | — | — | — |
| | | | M | 1,319 | 4,9 | 1,253 | +5,1 | — | — | — |
| ^{176m}Lu | 88,367 (7) | E2 | N | 0,342 | 6,7 | — | — | — | — | — |
| | | | K | 1,161 | 1,8 | 1,210 | -4,1 | 1,10 | 5,5 | [52] |
| ^{152}Eu | 124,782 (3) | E2 | K | 0,636 | 2,5 | 0,684 | -7,3 | 0,65 | 9,2 | [52] |
| | | | L | 0,393 | 3,7 | 0,375 | +4,7 | 0,38 | 13,2 | [50] |
| ^{169}Yb | 130,525 (4) | E2 | M | 0,0883 | 3,8 | 0,084 | +5,0 | — | — | — |
| | | | N | 0,0193 | 6,3 | 0,0198 | -2,6 | — | — | — |
| ^{141}Ce | 145,443 (3) | M1 | K | 0,499 | 3,3 | 0,546 | -9,0 | 0,53 | 5,7 | [57] |
| | | | K | 0,365 | 3,0 | 0,388 | -6,1 | 0,379 | 1,1 | [47] |
| ^{149}Gd | 149,733 (6) | M1 | L | 0,0519 | 3,5 | 0,0522 | -0,6 | — | — | — |
| | | | M | 0,0104 | 4,4 | 0,0111 | -6,5 | — | — | — |
| ^{151}Gd | 153,605 (4) | M1 | N | 0,0027 | 5,8 | 0,0030 | -10,3 | — | — | — |
| | | | K | 0,459 | 3,3 | 0,507 | -9,9 | 0,475 | 2,7 | [63] |
| ^{173}Lu | 171,402 (4) | E1 | L | 0,0699 | 5,6 | 0,072 | -3,0 | — | — | — |
| | | | M | 0,0146 | 10,8 | 0,0155 | -6,0 | — | — | — |
| ^{139}Ce | 165,854 (5) | M1 | K | 0,426 | 3,1 | 0,471 | -10,0 | 0,475 | 3,2 | [64] |
| | | | L | 0,0623 | 3,5 | 0,0669 | -7,1 | — | — | — |
| ^{173}Lu | 171,402 (4) | E1 | M | 0,0142 | 4,3 | 0,0144 | -1,4 | 0,023 | 30,4 | [64] |
| | | | K | 0,226 | 3,1 | 0,225 | +0,5 | 0,2142 | 0,7 | [47] |
| ^{173}Lu | 171,402 (4) | E1 | L | 0,0319 | 3,5 | 0,0302 | +5,5 | — | — | — |
| | | | M | 0,00660 | 3,8 | 0,00625 | +5,5 | — | — | — |
| ^{173}Lu | 171,402 (4) | E1 | N | 0,00167 | 5,8 | 0,00172 | -3,0 | — | — | — |
| | | | K | 0,0657 | 3,1 | 0,0698 | -6,1 | 0,065 | 15,4 | [65] |

| Нуклид | E (ΔE) | σL | i | α_i | $\Delta\alpha_i, \%$ | α_i (теор.) | Равность % | α_i | $\Delta\alpha_i, \%$ | Литера- тура |
|-------------------|--------------------|------------|-----|------------|----------------------|--------------------|---------------|------------|----------------------|-----------------|
| ^{154}Gd | 174,697 (4) | M_2 | K | 1,731 | 2,5 | 1,896 | -9,1 | — | — | — |
| | | | L | 0,330 | 3,6 | 0,384 | -15,1 | 0,38 | 18,4 | [64] |
| ^{178}Lu | 179,363 (5) | E_2 | K | 0,214 | 3,0 | 0,231 | -7,6 | 0,20 | 15,0 | [65] |
| ^{172}Lu | 181,530 (4) | E_2 | K | 0,210 | 3,8 | 0,224 | -6,5 | 0,210 | 6,0 | [66] |
| ^{166}Tb | 199,216 (5) | E_2 | K | 0,155 | 5,2 | 0,158 | -2,6 | — | — | — |
| ^{178}Lu | 203,436 (4) | E_2 | K | 0,150 | 3,3 | 0,161 | -7,1 | 0,160 | 6,3 | [66] |
| ^{167}Tm | 207,797 (3) | E_3 | K | 0,479 | 3,2 | 0,481 | -0,4 | 0,510 | 8,8 | [67] |
| | | | L | 0,709 | 2,2 | 0,703 | +0,9 | — | — | — |
| | | | M | 0,186 | 6,1 | 0,174 | +6,7 | — | — | — |
| | | | N | 0,042 | 21,7 | — | — | — | — | — |
| ^{151}G | 243,293 (14) | E_1 | K | 0,0202 | 3,1 | 0,0222 | -9,4 | 0,025 | 16,0 | [64] |
| ^{152}Eu | 244,691 (6) | E_2 | K | 0,0846 | 3,6 | 0,0813 | +4,0 | 0,0846 | 9,0 | [67] |
| ^{156}Tb | 262,587 (13) | E_2 | K | 0,0769 | 3,9 | 0,0685 | +11,6 | 0,0673 | 3,3 | [68] |
| ^{157}Tb | 271,085 (14) | E_2 | K | 0,0620 | 3,8 | 0,0622 | -0,2 | 0,0640 | 12,0 | [69] |
| ^{173}Lu | 272,111 (5) | E_1 | K | 0,0210 | 3,1 | 0,0214 | -1,9 | 0,0222 | 1,4 | [65] |
| ^{149}Eu | 277,081 (5) | M_1 | K | 0,0808 | 2,8 | 0,0861 | -6,4 | 0,079 | 6,3 | [63] |
| ^{189}Yb | 307,732 (6) | E_2 | K | 0,0446 | 3,8 | 0,0485 | -8,4 | 0,0488 | 3,7 | [57] |
| ^{149}Eu | 327,527 (6) | M_1 | K | 0,0514 | 2,8 | 0,0557 | -8,0 | 0,050 | 6,0 | [63] |
| ^{152}Eu | 344,267 (7) | E_2 | K | 0,0313 | 2,9 | 0,0311 | +0,6 | 0,0296 | 4,4 | [52] |
| | | | L | 0,00671 | 5,3 | 0,00684 | -1,9 | — | — | — |
| ^{166}Tb | 356,431 (11) | E_2 | K | 0,0277 | 4,0 | 0,0282 | -1,8 | 0,0285 | 7,7 | [68] |
| ^{166}Tb | 534,323 (11) | E_1 | K | 0,0035 | 4,8 | 0,0035 | +0,1 | 0,0032 | 6,9 | [68] |
| ^{207}Bi | 569,683 (12) | E_2 | K | 0,0161 | 3,2 | 0,0159 | +1,3 | 0,0160 | 2,5 | [52] |
| | | | L | 0,00474 | 13,9 | 0,00439 | +7,7 | — | — | — |
| ^{187}Cs | 661,648 (14) | M_4 | K | 0,0905 | 1,1 | 0,0920 | -1,6 | — | — | — |
| | | | L | 0,0166 | 2,1 | 0,0168 | -1,2 | — | — | — |
| ^{207}Bi | 1063,660 (19) | M_4 | K | 0,0966 | 2,6 | 0,097 | -0,4 | 0,0926 | 4,0 | [52] |
| | | | L | 0,0251 | 4,0 | 0,0251 | 0,0 | — | — | — |

добном подходе. Там же даны расчетные КВК и их отклонения от экспериментальных значений, а также литературные данные.

2. Объектом специальных экспериментов являлся переход 121,8 кэв — ^{152}Eu . Его считают чистым $E2$, разряжающим первое возбужденное состояние ^{152}Sm (2^+). Благоприятным обстоятельством для проведения экспериментов являлось наличие в наборе ОСГИ градуированных по активности источников ^{57}Co (переход 121,1 кэв) и ^{137}Cs (переход 661,6 кэв). Благодаря этому исключалась погрешность определения эффективности гамма-спектрометра. В общей сложности при измерении ЭВК использовались четыре различных источника ^{152}Eu и пять источников ^{137}Cs . Как видно из данных табл. 17, α_k (121,8 кэв) отличается от расчетного значения на $7,3 \pm 2,5\%$.

Можно допустить, что эффективность ППД играет роль в области ~ 80 кэв. Однако наши эксперименты проводились с помощью четырех различных Si (Li)-детекторов и найденные значения совпадают. Кроме того, полученные относительные интенсивности ЭВК ^{152}Eu совпадают в пределах погрешности с данными, приведенными в работах [46, 50] (кроме L121 в [46], табл. 18). Данные работы [51] мы считаем ошибочными.

Таблица 18

Сравнение экспериментальных данных относительных интенсивностей ЭВК ^{152}Eu с литературными

| <i>E</i> | <i>I</i> | ΔI | <i>I</i> | ΔI [46] | <i>I</i> | ΔI [50] | <i>I</i> | ΔI [51] |
|----------------|----------|------------|----------|-----------------|----------|-----------------|----------|-----------------|
| <i>K</i> 121,8 | 100,000 | 2,146 | 100,000 | 3,821 | — | — | 100,000 | 1,988 |
| <i>L</i> 121,8 | 61,718 | 0,770 | 78,025 | 6,242 | 61,465 | 7,092 | 56,989 | 1,080 |
| <i>K</i> 244,7 | 3,424 | 0,042 | 3,376 | 0,127 | 3,593 | 0,236 | 2,045 | 0,102 |
| <i>L</i> 244,7 | 0,927 | 0,028 | 0,840 | 0,102 | — | — | 0,545 | 0,028 |
| <i>K</i> 344,3 | 4,729 | 0,039 | 4,586 | — | 4,729 | — | 3,409 | 0,171 |
| <i>L</i> 344,3 | 1,018 | 0,033 | 1,102 | 0,159 | — | — | 0,767 | 0,039 |

Таким образом, возможны два предположения: или неверны данные об активности и схеме распада ^{57}Co и ^{137}Cs , или расчеты по какой-либо причине дают завышенные значения КВК.

3. $E2$ -переходы для четно-четных ядер, разряжающие состояние 2^+ в основное состояние 0^+ , систематизировались в работе [52]. Расходимость для α_k (121,8 кэв — ^{152}Eu) отмечалась и там, но погрешность была больше. В работе [52] также указано и на отклонение отношений L_1/L_2 и L_1/L_3 для чистых $E2$ -переходов от расчетных значений.

4. Методика измерения КВК с помощью ППД прямым образом связана с введенным нами базисом относительных интенсив-

ностей γ -квантов, поэтому любые коррекции этого базиса должны привести к соответствующим коррекциям экспериментальных значений КВК. Здесь, однако, может быть коррекция и по отношению к нормали первого порядка КВК — α_k (661,7 кэв — ^{137}Cs). Следовательно,

$$k_1(E) = (\alpha_k^{(2)}/\alpha_k^{(1)})/k(E), \quad (53)$$

где $k_1(E)$ — коэффициент коррекции КВК; $k(E)$ — коэффициент коррекции относительных интенсивностей γ -квантов (42); $\alpha_k^{(2)}$ и $\alpha_k^{(1)}$ — новое (2) и старое (1) значения нормали первого порядка КВК.

7. СПЕКТРОСКОПИЯ α -ЧАСТИЦ

В настоящее время прецизионная α -спектроскопия проводится с помощью магнитных спектрометров, обладающих высоким энергетическим разрешением (см. рис. 1). К сожалению, абсолютная аффективность таких приборов низка (см. рис. 2), и это ставит жесткие требования к активности источников. Кроме того, процедура получения информации от толстослойных фотопластинок все еще является медленной и трудной. Определенные надежды на ускорение процесса обработки данных связывают с вводом телевизионных автоматов для счета треков и с применением нитяных [71], а может быть, и полупроводниковых координатных детекторов. В обоих случаях требования к активности источника остаются, а во втором имеет место ухудшение энергетического разрешения.

В некоторых случаях задачу можно решить с применением полупроводниковых альфа-спектрометров. Однако, хотя α -спектроскопия является и первой областью применения ППД, последовательная методика прецизионной спектроскопии все еще не разработана.

Поскольку спектрометрия α -частиц проводится в довольно узком интервале амплитуд импульсов, задачу можно рассматривать как частный случай спектрометрии моноэнергетических частиц с помощью ППД (см. разд. 4). При этом основные экспериментальные проблемы связаны с трудностью изготовления высококачественных комбинированных альфа-источников (одновременное измерение разных источников связано с искажением аппаратурного спектра, см. рис. 42) и с низким энергетическим разрешением спектрометров. Поэтому каждый эксперимент нужно готовить специально и на основе предварительного анализа выбирать методику внешней или внутренней градуировки.

В отличие от γ -спектроскопии, в α -спектроскопии уже предложен последовательный набор нормалей энергий α -частиц [53]. Абсолютные значения энергий α -частиц, измеренные с помощью магнитного спектрометра, приведены в табл. 19. Данные об α -рас-

Таблица 19

Абсолютные значения энергии α -частиц, измеренные с помощью магнитного спектрометра [53]

| Нук- лид | $T_{1/2}$ | E | ΔE | Нук- лид | $T_{1/2}$ | E | ΔE |
|-------------------|---------------------|----------|------------|-------------------|----------------------|----------|------------|
| ^{148}Gd | 93 года | 3182,787 | 0,024 | ^{226}Ra | $1,6 \cdot 10^3$ лет | 4784,50 | 0,25 |
| ^{210}Po | 138 дня | 5304,51 | 0,07 | ^{227}Th | 18,5 дня | 6038,21 | 0,15 |
| ^{214}Bi | 2,1 мин | 6623,1 | 0,6 | | | 5977,82 | 0,10 |
| ^{212}Bi | 61 мин | 6090,087 | 0,037 | ^{228}Th | 1,9 года | 5423,33 | 0,22 |
| ^{212}Po | $3 \cdot 10^{-7}$ | 8784,37 | 0,07 | | | 5340,54 | 0,15 |
| | | 10554 | 2 | ^{232}U | 72 года | 5320,30 | 0,14 |
| ^{214}Po | $162 \cdot 10^{-6}$ | 7687,09 | 0,06 | | | 5263,54 | 0,09 |
| ^{215}Po | $1,8 \cdot 10^{-3}$ | 7386,4 | 0,8 | ^{238}Pu | 88 лет | 5499,21 | 0,20 |
| ^{216}Po | $150 \cdot 10^{-3}$ | 6778,5 | 0,5 | | | 5456,5 | 0,4 |
| ^{218}Po | 3,0 мин | 6002,55 | 0,09 | ^{240}Pu | $6,5 \cdot 10^3$ | 5168,30 | 0,15 |
| ^{219}Rn | 4 | 6819,29 | 0,27 | | | 5123,82 | 0,23 |
| ^{220}Rn | 55 | 6288,29 | 0,10 | ^{241}Am | 433 года | 5485,74 | 0,12 |
| ^{222}Rn | 3,8 дня | 5489,66 | 0,30 | | | 5442,98 | 0,13 |
| ^{223}Ra | 11,4 дня | 5747,8 | 0,4 | ^{242}Cm | 163 дня | 6112,92 | 0,08 |
| | | 5716,42 | 0,29 | | | 6069,63 | 0,12 |
| | | 5607,6 | 0,6 | ^{244}Cm | 18 лет | 5804,96 | 0,05 |
| | | 5540,0 | 0,9 | | | 5762,835 | 0,03 |
| ^{224}Ra | 3,6 дня | 5685,56 | 0,15 | ^{253}Es | 20,5 дня | 6632,73 | 0,05 |

падае актиноидов анализировались и в работе [72]. Для градуировки спектрометров наибольший интерес представляют нуклиды со сравнительно большим периодом полураспада и доступные по коммерческим каналам (табл. 20). Некоторые источники из этого ряда в СССР изготавливают в виде набора образцовых спектрометрических альфа-источников (ОСАИ) [73]. При этом в зависимости от собственной ширины α -линии на полувысоте источники разделяют на три категории: 1) $\Delta_{\text{ист}} < 10$ кэв, 2) $\Delta_{\text{ист}} < 20$ кэв и 3) $\Delta_{\text{ист}} < 50$ кэв. Кроме того, с технологической точки зрения различают ОСАИ с прочно фиксированным слоем радиоактивного вещества и ОСАИ для прецизионных измерений (собственная ширина линии по полувысоте < 2 кэв), изготовленные методом распыления вещества в вакууме. Выпускают также комбинированные ОСАИ, например: $^{239}\text{Pu} + ^{241}\text{Am} + ^{244}\text{Cm}$, $^{233}\text{U} + ^{238}\text{Pu} + ^{239}\text{Pu}$, $^{226}\text{Ra} + ^{227}\text{Ac} + ^{228}\text{Th}$ и др. Отметим, что для ОСАИ с прочно фиксированным слоем допустимое отклонение энергии и активности от номинала равно ± 100 кэв и $\pm 20\%$ соответственно. Следовательно, качество калибровочных источников существенно определяет постановку эксперимента по измерению энергий α -частиц с помощью ППД.

Пробег α -частиц (см. рис. 33) полностью укладывается в толщину чувствительного слоя Si(Au)-детекторов, и потому нет

Энергия и относительная интенсивность α -частиц радиоактивных нуклидов, применяемых для градуировки спектрометров

| Нуклид | $T_{1/2}$, лет | E | ΔE | I_{tot} | I | ΔI |
|-------------------|------------------|----------|------------|-----------|------|------------|
| ^{226}Ra | $1,6 \cdot 10^3$ | 4784,50 | 0,25 | 100 | 94,5 | 0,1 |
| | | 4601,9 | 0,5 | | 5,5 | 0,1 |
| | | 7687,09 | 0,06 | | 99 | — |
| | | 6002,55 | 0,09 | | 99 | — |
| | | 5489,66 | 0,30 | | 99 | — |
| ^{227}Ac | 22 | 5304,51 | 0,07 | 1,4 | 99 | — |
| 4954 | | 2 | 47,5 | | 1,7 | |
| 4942 | | 3 | 38,8 | | 1,7 | |
| ^{228}Th | 1,9 | 4871 | 3 | 100 | 6,4 | 0,7 |
| | | 5423,33 | 0,22 | | 72,7 | 0,4 |
| ^{233}U | $1,6 \cdot 10^5$ | 5340,54 | 0,15 | 100 | 26,7 | 0,2 |
| | | 4824,2 | 1,2 | | 84,4 | 0,2 |
| ^{238}Pu | 88 | 4782,5 | 1,2 | 100 | 13,2 | 0,1 |
| | | 5499,21 | 0,20 | | 71,1 | 1,2 |
| ^{239}Pu | $2,4 \cdot 10^4$ | 5456,5 | 0,4 | 100 | 28,7 | 1,2 |
| | | 5155,4 | 0,7 | | 73,3 | — |
| | | 5142,9 | 0,8 | | 15,1 | — |
| ^{241}Am | 433 | 5104,6 | 0,8 | 100 | 11,5 | — |
| | | 5544,3 | 0,3 | | 0,35 | — |
| | | 5485,74 | 0,12 | | 85,2 | — |
| ^{242}Cm | 163 дня | 5442,98 | 0,13 | 100 | 12,8 | — |
| | | 6112,92 | 0,08 | | 74,0 | 0,5 |
| ^{244}Cm | 18 | 6069,63 | 0,12 | 100 | 26,0 | 0,5 |
| | | 5804,96 | 0,05 | | 76,4 | 0,2 |
| | | 5762,835 | 0,030 | | 23,6 | 0,2 |

трудностей в измерении относительных интенсивностей α -групп. Задача же измерения абсолютных интенсивностей α -частиц значительно сложнее. Безусловно, возможно решение задачи тщательным учетом всех геометрических факторов. В частности, таким методом активность ^{241}Am определена с погрешностью $\leq 0,2\%$ [74]. Однако более простым методом является сравнение эталонных и исследуемых активностей.

Пример осуществления однократного измерения ОСАИ ^{226}Ra (с прочно фиксированным слоем) по методике внутренней градуировки показан на рис. 58. Если предположить, что ^{226}Ra и его дочерние продукты равномерно распределены по собственной толщине источника и что нелинейность, связанная с потерями энергии в собственной толщине и с качеством аппаратуры, отсутствует, можно определить энергии α -частиц с помощью различных наборов реперных пиков (табл. 21). Из приведенных данных, однако, можно сделать вывод, что условия идеального экспери-

мента нарушены и потому систематические отклонения энергии доходят до $\pm 2,7$ кэв. Для обработки многократных измерений по формулам (30) мы применяли следующие параметры:

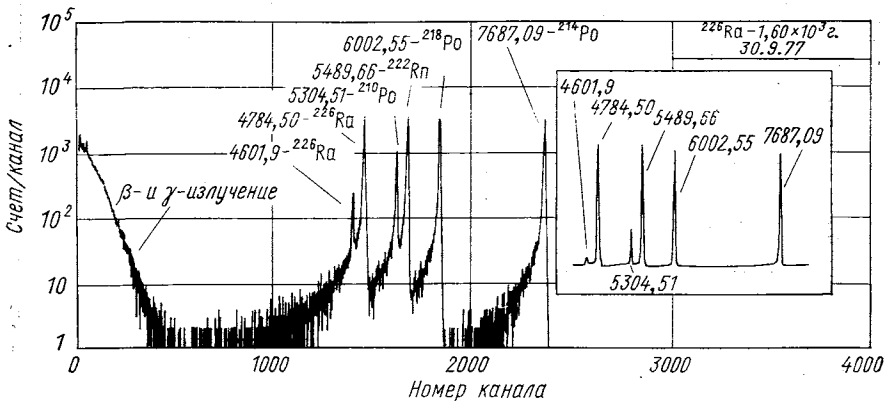


Рис. 58. Спектр α -частиц ^{226}Ra , измеренный с помощью $30 \text{ мм}^2 \times 0,3 \text{ мм}$ Si(Au)-детектора.

Вставка приведена в линейном масштабе; $T_1 = 1$ год, $T_2 = 2$ ч, $P = 4$ см

а) поскольку энергетическая градуировка осуществляется с помощью энергий α -частиц, измеренных абсолютным методом, полагаем $\alpha_3 = 0$;

б) если градуировку осуществлять с помощью только лишь двух реперов, что согласно данным табл. 21 оправдано на узком энергетическом участке, то

$$\alpha_4 = [(\Delta E_1)^2 + (\Delta E_2)^2]^{1/2}, \tag{54}$$

где ΔE_1 и ΔE_2 — погрешности градуировочных энергий.

При применении различных пар в качестве α_4 следует использовать пару с наименьшей погрешностью;

в) сложным является вопрос учета систематической погрешности α_5 в однократных измерениях. Для многократных измерений считаем, что $\alpha_5 = 0$ и вклад α_5 переносится в значения погрешности разброса α_2 . В однократных же измерениях считаем

$$\alpha_5 = \frac{1}{n\sqrt{3}} \sum_{i=1}^n |E_{i\text{расч}} - E_{i\text{табл}}|, \tag{55}$$

где E — энергия реперного пика, находящегося внутри области градуировки, но не используемого в расчетах коэффициентов B_1 и B_2 .

Сказанное выше в полной мере относится и к методике внешней градуировки. В этом случае такие факторы, как качество источ-

Таблица 21

Энергия α-частиц ^{226}Ra и его дочерних продуктов (см. рис. 58), полученные с помощью методики внутренней градуировки

| Вариант | E | ΔE | E | ΔE | E | ΔE | E | ΔE | E | ΔE | E | ΔE |
|--------------------|----------|-------|----------|-------|----------|-------|----------|-------|----------|-------|----------|-------|
| 1 | 4599,656 | 0,699 | 4782,356 | 0,542 | 5304,510 | 0,388 | 5489,708 | 0,340 | 6002,550 | 0,411 | 7685,715 | 0,981 |
| Отклонение | +2,244 | | +2,144 | | 0 | | -0,048 | | 0 | | +1,375 | |
| 2 | 4599,249 | 0,596 | 4782,054 | 0,459 | 5304,510 | 0,388 | 5489,815 | 0,353 | 6002,953 | 0,385 | 7687,090 | 0,410 |
| Отклонение | +2,651 | | +2,446 | | 0 | | -0,155 | | -0,403 | | 0 | |
| 3 | 4602,367 | 0,633 | 4784,500 | 0,470 | 5305,036 | 0,386 | 5489,660 | 0,389 | 6000,913 | 0,584 | 7678,861 | 1,350 |
| Отклонение | -0,467 | | 0 | | -0,526 | | 0 | | +1,637 | | +8,229 | |
| 4 | 4602,121 | 0,616 | 4784,500 | 0,470 | 5305,737 | 0,378 | 5490,609 | 0,344 | 6002,550 | 0,411 | 7682,757 | 0,714 |
| Отклонение | -0,221 | | 0 | | -1,227 | | -0,949 | | 0 | | +4,333 | |
| 5 | 4601,849 | 0,605 | 4784,500 | 0,471 | 5306,516 | 0,401 | 5491,665 | 0,367 | 6004,371 | 0,395 | 7687,090 | 0,409 |
| Отклонение | +0,051 | | 0 | | -2,006 | | -2,005 | | -1,824 | | 0 | |
| 6 | 4600,448 | 0,585 | 4783,172 | 0,447 | 5305,396 | 0,380 | 5490,617 | 0,347 | 6003,527 | 0,386 | 7686,915 | 0,434 |
| Отклонение | +1,452 | | +1,328 | | -0,885 | | -0,957 | | +0,977 | | +0,175 | |
| 7 | 4600,823 | 0,609 | 4783,508 | 0,473 | 5305,626 | 0,398 | 5490,810 | 0,362 | 6003,615 | 0,390 | 7686,658 | 0,427 |
| Отклонение | +1,077 | | +0,992 | | -1,116 | | -1,150 | | -1,065 | | +0,432 | |
| 8 | 4600,247 | 0,598 | 4782,961 | 0,459 | 5305,153 | 0,385 | 5490,365 | 0,351 | 6003,245 | 0,391 | 7686,534 | 0,488 |
| Отклонение | +1,653 | | +1,539 | | -0,643 | | -0,705 | | -0,695 | | +0,556 | |
| Данные табл. 19 | 4601,9 | 0,5 | 4784,50 | 0,25 | 5304,51 | 0,07 | 5489,66 | 0,30 | 6002,55 | 0,09 | 7687,09 | 0,06 |

Примечание. Применены пружинные градуировки энергии подчёркнуты. Приведены также отклонения от данных табл. 19.

ника, загрузка, расстояние источник — ППД, вакуум в камере и т. п., имеют исключительное значение и систематическая погрешность, связанная с этими факторами, может достигать до 100 кэв. Например, эксперимент по измерению энергии α -частиц ОСАИ

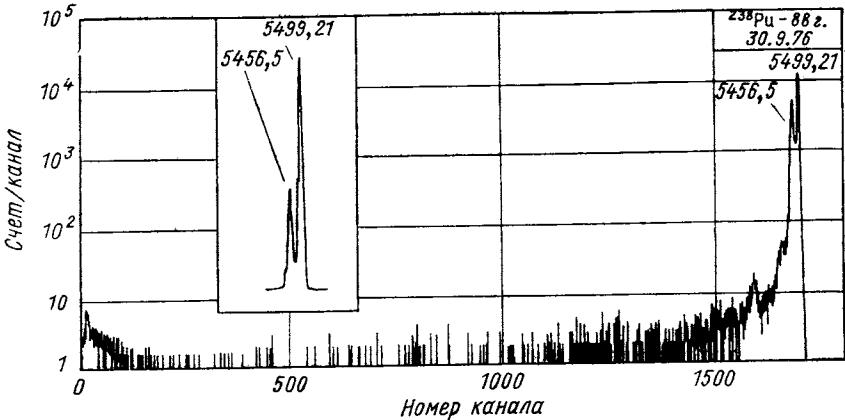


Рис. 59. Спектр α -частиц ^{238}Pu , измеренный с помощью $30 \text{ м.}^2 \times 0,3 \text{ мм}$ Si(Au)-детектора.

Вставка приведена в линейном масштабе; $T_1 = 1 \text{ год}$; $T_2 = 2 \text{ ч}$; $P = 4 \text{ см}$

^{238}Pu (с прочно фиксированным слоем, рис. 59) при помощи методики внешней градуировки по ^{226}Ra дал $5499,913 \pm 0,794$ и $5540,818 \pm 0,495 \text{ кэв}$. Сравнивая эти результаты с данными из табл. 20, констатируем отличие на $43,413$ и $41,608 \text{ кэв}$ соответственно. Завышение энергии по отношению к ^{226}Ra можно объяснить влиянием толщины защитной пленки ^{226}Ra , являющимся эманулирующим источником [74].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время ППД — основные инструменты в ядерно-спектроскопическом эксперименте. Техника спектрометрии находит все более широкое применение в физике средних и высоких энергий [75], а также в решении задач прикладного характера (активационный и элементный анализ). Следует, однако, констатировать, что развитие методики спектрометрии излучений несколько отстает от развития технологии изготовления ППД. Как известно, эти процессы взаимосвязаны.

Сделаем некоторые выводы из проведенного в настоящей работе анализа.

1. Детекторы на основе Si и Ge практически достигли возможного энергетического разрешения для выбранной конфигурации

кристалла. Хотя и имеются некоторые достижения в технологии изготовления детекторов из GaAs и CdTe, требованиям ядерно-спектроскопического эксперимента пока удовлетворяют только детекторы из Si и Ge. С точки зрения ближайшей перспективы особый интерес представляют координатно-чувствительные детекторы в сочетании с классическими магнитными спектрометрами.

2. Планирование и проведение экспериментов по исследованию спектров излучений радиоактивных нуклидов немислимо без проведения полного анализа эффектов, искажающих форму аппаратурного спектра (см. табл. 2 и 3).

3. Ряд физических экспериментов связан с прецизионными измерениями энергий γ -квантов. В настоящее время ведется дискуссия по выбору нормали второго порядка, осуществляющей связь значений энергий γ -квантов с фундаментальными константами. Особое значение здесь имеет погрешность этой нормали, так как она входит в качестве систематической составляющей в полную погрешность энергий γ -квантов.

4. Методика измерения энергий γ -квантов с помощью ППД основана на сравнении с энергетическими нормальными. В предположении (35) с использованием энергий γ -квантов ^{182}Tl и ^{192}Ir (см. табл. 4) и энергий переходов, полученных суммированием каскадных переходов для нуклидов с хорошо исследованными схемами распада (см. табл. 6), построен полный набор (см. табл. 7) нормалей. Если будет принято новое значение E_γ (411,8 кэв), процедура коррекции станет простой [формула (39)]. При этом важное значение имеет модель расчета погрешностей [формула (30)], обеспечивающая пересчет в новом базисе нормалей.

5. Измерение энергий γ -квантов в области меньше 100 кэв связано со значительными трудностями при выборе нормалей энергий из-за искажения аппаратурного спектра характеристическим излучением эталонных нуклидов, а также КХ-излучением в ППД. Чтобы эти искажения уменьшить, необходимо проводить тщательный анализ условий эксперимента.

6. Методика измерения относительных интенсивностей γ -квантов с помощью ППД основана на использовании данных об относительных интенсивностях γ -квантов эталонных радионуклидов (см. табл. 12). Эти результаты получены с помощью градуированных по активности источников (в СССР — ОСГИ). Поскольку в области 35—120 и 200—600 кэв имеется сравнительно мало переходов, интенсивность которых можно градуировать с высокой точностью, необходимо привлечение различных физических критериев, позволяющих проверить правильность базиса (см. табл. 12). При отклонении процедуру коррекции можно провести по формуле (42).

7. Здесь изложена методика измерения КВК с помощью ППД. В качестве нормали КВК первого порядка использован

α_k (661,7 кэв — ^{137}Cs) из формулы (51). В этом предположении построен набор нормалей КВК второго порядка (см. табл. 15). Такой подход при необходимости обеспечивает процедуру коррекции данных [формула (53)].

8. Объектом специальных экспериментов являлся переход 121,8 кэв — ^{152}Eu . Его считают чистым $E2$, разряжающим первое возбужденное состояние ^{152}Sm (2^+). Полученное экспериментальное значение α_k отличается от расчетного значения [48] на $(7,3 \pm 2,5)\%$. Для проверки сходимости экспериментальных и расчетных значений КВК переходов чистой мультипольности, мы предполагаем провести серию экспериментов.

9. В настоящее время нет последовательной методики прецизионной спектрометрии α -частиц с помощью ППД. В основном трудности связаны с изготовлением высококачественных источников.

10. Неосвещенным в литературе остается и вопрос исследования непрерывных β -спектров с помощью ППД. Чаще всего эксперимент проводится по аналогии с магнитной спектрометрией. Однако такие особенности, как многоканальность, избирательность, эффекты суммирования, обратное рассеяние и т. п., противоречат подобной аналогии и очевидна необходимость разработки специальной методики для ППД.

11. Основное внимание мы уделили изложению методики спектрометрии излучений радиоактивных нуклидов с помощью ППД. Вопросы применения этой методики и физические следствия представляют самостоятельный интерес.

В заключение нам хотелось бы поблагодарить проф. К. Я. Громова за постоянный интерес к настоящей работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тихонов А. Н. «Докл. АН СССР», 1963, т. 151, с. 501.
2. Вылов Ц. и др. Препринт ОИЯИ Р6-9071. Дубна, 1975.
3. Прикладная спектроскопия с полупроводниковыми детекторами. М., Атомиздат, 1974.
4. Александров В. С. и др. Препринт ОИЯИ 13-7306. Дубна, 1973.
5. Вылов Ц. и др. Препринт ОИЯИ Р6-9072. Дубна, 1975.
6. Вылов Ц. и др. Препринт ОИЯИ Р6-11085. Дубна, 1977.
7. Вылов Ц. и др. Препринт ОИЯИ 13-10056. Дубна, 1976.
8. Вылов Ц. и др. Препринт ОИЯИ Р6-8378. Дубна, 1974.
9. Paris P., Treherne J. «Rev. Sci. Appl.», 1969, v. 4, p. 291.
10. Shera E. B., Bedesam M. P., Casner K. Y. «Rev. Scient. Instrum.», 1967, v. 38, p. 1110.
11. Wadson R. L. e.a. «Rev. Scient. Instrum.», 1967, v. 38, p. 905.
12. Александров В. С. и др. Препринт ОИЯИ 11-7319. Дубна, 1973.
13. Клюкин Н. Г., Орманджиев С. И. Препринт ОИЯИ 13-8629. Дубна, 1975.
14. Lederer C. M. In: Radioactivity in Nuclear Spectroscopy. Ed. by J. H. Hamilton and J. C. Manthuruthile. V. 2. N.Y.— London — Paris, Gordon and Breach. Science publishers, 1972, p. 73.
15. Гаджиков В. «ПТЭ», 1970, № 5, с. 82.

16. Гаджиков В. Препринт ОИЯИ 10-5255. Дубна, 1970.
17. Вылова Л. А. и др. Препринт ОИЯИ Р10-7061. Дубна, 1973.
18. Александров Л., Гаджиков В. Препринт ОИЯИ Р5-5294. Дубна, 1970.
19. Helmer R. G., Gerhke R. J., Greenwood R. G. «Nucl. Instrum. and Methods», 1975, v. 123, p. 51.
20. Вылов Ц. и др. «Докл. Болгарской АН», 1968, т. 21, N 3, с. 219.
21. Кноп Г., Пауль В. В кн.: Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. Под ред. К. Зигбана. Пер. с англ. Вып. 1. М., Атомиздат, 1969, с. 25.
22. Штрёмх А., Остермаг Х., Гонсиор Б. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1972, т. 36, с. 2239.
23. Waldschmidt M., Witting S. «Nucl. Instrum. and Methods», 1968, v. 64, p. 189.
24. Степанов Э. К., Стоянова С. А., Тютиков Н. В. «ПТЭ», № 1, 1974, с. 44.
25. Головин Б. М., Цермякова Л. А. Препринт ОИЯИ 13-7238. Дубна, 1973.
26. Rotondi E., Geiger K. W. «Nucl. Instrum. and Methods», 1966, v. 40, 2, p. 192.
27. Волков Н. Г., Чубченко В. Г., Белов О. Х. В сб.: Прикладная ядерная спектроскопия. Вып. 4. М., Атомиздат, 1974, с. 177.
28. Вылов Ц. и др. Препринт ОИЯИ Р6-9073. Дубна, 1975.
29. Вылов Ц. и др. Препринт ОИЯИ Р6-10414. Дубна, 1977.
30. Вылов Ц. и др. Препринт ОИЯИ Р6-10415. Дубна, 1977.
31. Тейлор Б., Паркер В., Лангенберг Д. Фундаментальные константы и квантовая электродинамика. Пер. с англ. М., Атомиздат, 1972.
32. Желепов Б. С. Методы разработки сложных схем распада. Л., «Наука», 1974.
33. Murray G., Graham R. L., Geiger J. S. «Nucl. Phys.», 1965, v. 63, p. 313.
34. Carter A. L. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 37, p. 1380.
35. Borchert C. L. Annual Report, 1975, KFA-iKP 10/76, p. 43.
36. Heath R. L. Gamma-Ray Spectrum Catalogue. ANCR-1000-2, 1974.
37. Bear W., Kern J. «Nucl. Instrum. and Methods», 1974, v. 117, p. 183.
38. Kern J. Proc. Panel Meeting Charged Particle Induced Radiative Capture, Vienna, IAEA, 1972.
39. Акимов Ю. К. и др. Полупроводниковые детекторы ядерных частиц и их применение. М., Атомиздат, 1967.
40. Harnal F., Klusek C. «Nucl. Instrum. and Methods», 1974, v. 122, p. 183.
41. Jardine L. J. «Nucl. Instrum. and Methods», 1974, v. 96, p. 259.
42. Aubin G. e.a. «Nucl. Instrum. and Methods», 1969, v. 76, p. 93.
43. Mowatt R. S. «Canad. J. Phys.», 1970, v. 48, p. 2606.
44. Riedinger L. L., Johnson N. R., Hamilton J. H. «Phys. Rev. C», 1970, v. 2, p. 2358.
45. Александров В. С. и др. Препринт ОИЯИ Р6-7308. Дубна, 1973.
46. Malmsten G., Nilsson O., Andersons I. «Arkiv. Fis.», 1966, Bd 33, S. 561.
47. Hamilton J. H. In: The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy. Amsterdam, North-Holland Publishing Company, 1975, p. 441.
48. Hager R. S., Seltzer E. C. «Nucl. Data», 1968, v. 4, p. 1.
49. Зигбан К. и др. В кн.: Электронная спектроскопия. М., «Мир», 1971.
50. Григорьев Е. П. и др. В кн.: Программа и тезисы докладов XXVI совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., «Наука», 1976, с. 104.
51. Каргашов В. М. и др. В кн.: Программа и тезисы докладов XXVI совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., «Наука», 1976, с. 105.
52. Manthuruthil J. C., Hamilton J. H. In: Radioactivity in Nuclear Spectroscopy. Ed. J. H. Hamilton. V. 2. N.Y.—London—Paris, Gordon and Breach, 1972, p. 753.
53. Rytz A. «Atomic Data and Nucl. Data Sheets», 1973, v. 12, p. 479.

54. Wapstra A. H., Gove N. B. «Nucl. Data Tables A», 1971, v. 9, N 4—5, p. 265.
55. Legrand J. e.a. Table de Radionucleides, Commissariat a L'Energie Atomique. France, 1975.
56. Reidy J. J. The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy. Ed. W. D. Hamilton, North-Holland Publishing Company, 1975, p. 839.
57. Балалаев В. А., Джелепов Б. С., Тер-Нерсесянц В. Е. В кн.: Изобарные ядра с массовым числом $A=169$. Л., «Наука», 1976.
58. Inoue H., Yoshizawa Y. «Nucl. Instrum. and Methods», 1973, v. 108, p. 3851.
59. Chien-Chang Lin. «J. Inorg. and Nucl. Chem.», 1976, v. 38, p. 1409.
60. Gehrke R. J., Lokken R. A. «Nucl. Instrum. and Methods», 1971, v. 97, p. 219.
61. Martin M. J., Blichert-Toft P. H. «Nucl. Data Tables A», 1970, v. 8, N 1—2.
62. Emeri J. F., Reinols S. A., Wyatt E. I. «Nucl. Sci. and Engng.», 1972, v. 48, p. 319.
63. Александров В. С. и др. В кн.: Программа и тезисы докладов XXVII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., «Наука», 1977, с. 72.
64. Högglund A., Malmsoğ S. «Nucl. Phys. A», 1969, v. 138, p. 470.
65. Джелепов Б. С., Люторович Н. А. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1976, т. 40, с. 1115.
66. Аврамов С. Р. и др. Препринт ОИЯИ Р6-8781. Дубна, 1975.
67. Hamilton J. H. e.a. «Nucl. Data», 1966, v. 1, N 6, p. 531.
68. Fujioka M. «Nucl. Phys. A», 1970, v. 153, p. 337.
69. Zolnowski D. R., Funk E. G., Mhelich J. W. «Nucl. Phys. A», 1971, v. 171, p. 513.
70. Афанасьев В. П. и др. Препринт ОИЯИ Р6-4972. Дубна, 1970.
71. Бирюков В. А. и др. «ПТЭ», 1975, № 2, с. 71.
72. Баранов С. А., Зеленков А. Г., Куздаков В. М. «Атомная энергия», 1976, т. 41, вып. 5, с. 342.
73. Белецкий А. Ф. и др. В кн.: Прикладная ядерная спектроскопия. Вып. 1. М., Атомиздат, 1970.
74. Гейдельман А. М. и др. В кн.: Прикладная ядерная спектроскопия. Под ред. В. Г. Недовесова. Вып. 4. М., Атомиздат, 1974, с. 108.
75. Акимов Ю. К. «ЭЧАЯ», 1977, т. 8, вып. 1, с. 193.