

9072

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



B-926

1/11-75
P6 - 9072

404652/2-75
Ц.Вылов, Л.А.Вылова, И.Н.Егошин, А.Ф.Новгородов,
С.Орманджиев, Б.П.Осипенко, Я.Юрковски,
М.И.Фоминых, В.С.Александров, В.М.Горожанкин,
А.И.Иванов, Ш.Оманов

СПЕКТРОМЕТРИЯ ИЗЛУЧЕНИЙ
РАДИОАКТИВНЫХ НУКЛИДОВ
С ПОМОЩЬЮ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ

2. Эффекты, искажающие форму аппаратурного спектра

1975

Ц.Вылов, Л.А.Вылова, И.Н.Егошин, А.Ф.Новгородов,
С.Орманджиев, Б.П.Осипенко, Я.Юрковски,
М.И.Фоминых, В.С.Александров,¹В.М.Горожанкин,²
А.И.Иванов,¹Ш.Оманов³

СПЕКТРОМЕТРИЯ ИЗЛУЧЕНИЙ
РАДИОАКТИВНЫХ НУКЛИДОВ
С ПОМОЩЬЮ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ

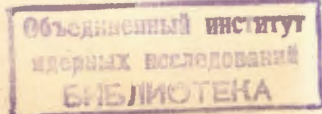
2. Эффекты, искажающие форму аппаратурного спектра

Направлено в сборник "Прикладная ядерная
спектроскопия"

¹ ВНИИМ им. Д.И.Менделеева.

² Воронежский государственный университет.

³ Самаркандский государственный университет.



Вылов Ц., Вылова Л.А., Егошин И.Н.
и др.

Р6 - 9072

Спектрометрия излучений радиоактивных нуклидов с помощью полупроводниковых детекторов. 2. Эффекты, искажающие форму аппаратурного спектра

Проведен анализ и проиллюстрирован вклад эффектов, влияющих на точность и достоверность результатов измерений излучений радиоактивных нуклидов с помощью ППД. Даются практические рекомендации по оптимизации условий измерений.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1975

Vylov Ts., Vylova L.A., Egoshin I.N. et al. Р6 - 9072

Spectrometry of Radioactive Nuclide Radiation
Using Semiconductor Detectors.
II. Effects Distorting the Form of the Apparatus
Spectrum

The analysis is made and the illustrations are presented for the contribution of the effects that influence the accuracy and reliability of the results of the radioactive nuclide radiation measurements using semiconductor detectors. The practical recommendations are made concerning optimization of the measurement conditions.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1975

При измерении спектров излучений радиоактивных нуклидов с помощью ППД /1/ /рис. 1/ можно выделить две группы эффектов, которые искажают форму аппаратурного спектра: эффекты, связанные с процессом преобразования энергия-импульс в ППД /источник, ППД и их взаимное расположение/; эффекты, связанные с процессом анализа импульса от ППД электронной аппаратурой /стабильность, загрузочные характеристики, форма спектральной линии/. В значительной мере методы учета и подавления этих эффектов описаны в литературе, однако нет систематизированного анализа вклада каждого из них в искажение аппаратурного спектра. Настоящая работа и посвящена этому вопросу.

I. ГАММА-СПЕКТРОСКОПИЯ

1. Эффекты, связанные с радиоактивным источником

А. Рассеяние от подложки источника. Дифференциальное сечение на единицу телесного угла для фотонов, рассеянных на угол θ , показано на рис. 2 /2/. Видно, что из-за обратного рассеяния выбор материала (Z) и толщины подложки источника могут существенно влиять на поведение непрерывного распределения в области спектральной линии /рис. 3/, и это может приводить к неоднозначности при выборе параметров фона для обработки данных с помощью ЭВМ. Заметим, что с ростом E_γ энергия обратно рассеянных квантов стремится к пределу /рис. 2/, равному ~ 250 кэВ /обратное рассеяние имеет резкую границу со стороны низких энергий/.

Б. Сопровождающие излучения. При исследовании спектров γ -лучей на детекторах с тонким входным окном возникают трудности из-за попадания бета-частиц в чувствительную область ППД - *рис. 4*. Кроме ухудшения фоновых условий /*рис. 5*/, этот эффект приводит к невозможности применения спектрометров с высоким разрешением / < 300 эВ/, что связано с накоплением заряда от более высокоэнергетических бета-частиц на затворе полевого транзистора /ПТ/. Иногда вклад от сопровождающих бета-частиц в аппаратурном спектре гамма-излучения можно уменьшить путем применения фильтров поглощения из алюминия /*рис. 4*/, либо специальных коллиматоров с магнитным полем. Заметим также, что при наличии интенсивных позитронных излучений возникают дополнительные искажения за счет регистрации аннигиляционных квантов, а также комптоновских электронов от них.

В. Рассеяние в источнике. Эффект приводит как к искажению формы непрерывного распределения в области спектральной линии /см. п. 1А/, так и к искажению интенсивностей γ -лучей за счет поглощения. В частности, особые предосторожности нужно соблюдать при исследовании спектров γ -лучей источников с носителем.

Г. Возбуждение характеристического рентгеновского излучения в подложке /*рис. 2*/ и в самом источнике. На *рис. 6* приведен спектр низкоэнергетических γ -лучей ^{133}Ba . Видно, что при измерении спектров γ -лучей источников с носителем интенсивность рентгеновских лучей может существенно искажаться из-за флюоресценции в веществе самого источника при применении спектрометра с недостаточным энергетическим разрешением.

2. Эффекты, связанные с характеристиками ППД

А. Зависимость сечений фотоэффекта, комптоновского рассеяния и образования пар от Z ППД и энергии регистрируемых квантов приведена в ^{1/} на *рис. 4*. Зависимость фотоэффективности от Z ППД приведена на *рис. 7*. С ростом E_γ роль фотоэффекта уменьшается, но пик полного

поглощения сохраняет заметную величину за счет многократного комптоновского рассеяния в чувствительной области ППД. От выбора геометрических размеров кристалла зависит величина энергетического разрешения и эффективности ППД. Для характеристики спектрометра высокоэнергетических квантов обычно приводят отношение амплитуды пика /П/ к амплитуде комптоновского края /К/ для перехода 1332 кэВ / ^{60}Co /, являющееся комплексной характеристикой как энергетического разрешения, так и эффективности ^{1/}. Качество же спектрометра низкоэнергетических квантов обычно характеризуют величиной энергетического разрешения и чувствительным объемом.

Б. Вылет аннигиляционного излучения при образовании пар в материале ППД / $E_\gamma > 1022$ кэВ/. С ростом $E_\gamma / E_\gamma > 1022$ кэВ/ эффект образования пар конкурирует с многократным комптоновским рассеянием и при соблюдении ряда предосторожностей, которые учитывают кинематику образования пары и процесс ее детектирования, его успешно можно использовать для измерения энергий и интенсивностей γ -лучей. Обратим внимание на форму спектральной линии двойного вылета: фоновая подложка правой части пика поднята за счет комптоновского рассеяния аннигиляционных квантов до их вылета из ППД /*рис. 8*/ . Заметим также, что интенсивность пиков двойного и одиночного вылетов сильно зависит от конфигурации и чувствительного объема Ge(Li)-детекторов - *рис. 9*.

В. Вылет характеристического рентгеновского излучения из чувствительного объема ППД. Эффект существен в низкоэнергетической области, когда фотоэффект происходит на границе чувствительной области и вероятность вылета характеристического рентгеновского излучения велика - *рис. 10*.

Г. Рассеяние во входном окне ППД. Аналогично 1В.

Д. Эффективность собирания заряда в чувствительном объеме ППД: Если предположить, что соблюдены условия высококачественных измерений /компенсация полюса нулем /см. ниже/, отсутствие рассеивающих материалов на пути источник - ППД; малая загрузка/, то уширение спектральной линии определяется, в основном, эффектив-

ностью собирания заряда. Тогда в предположении гауссовой формы пика должны соблюдаться соотношения:

$$a_1 = \frac{\Delta E(1/100)}{\Delta E(1/10)} = 1,41 \quad \text{и} \quad a_2 = \frac{\Delta E(1/10)}{\Delta E(1/2)} = 1,83,$$

где ΔE - ширина пика на указанной в скобках высоте амплитуды. Для Ge(Li) - детекторов 1 и 37 см³ эти значения соответственно равны:

$$\begin{array}{l} a_1 = 2,15 \pm 0,10 \\ a_2 = 1,86 \pm 0,06 \end{array} \quad \text{и} \quad \begin{array}{l} a_1 = 2,15 \pm 0,06 \\ a_2 = 1,85 \pm 0,05. \end{array}$$

Видно, что коэффициенты a_2 согласуются с теоретическими значениями для симметричного пика. Некоторая асимметрия пика полного поглощения с низкоэнергетической стороны может быть связана с вылетом фотоэлектрона /или комптоновского электрона в случае многократного рассеяния/ из чувствительной области ППД. Разумеется, вклад этого фактора зависит от геометрических размеров кристалла и энергии регистрируемого излучения.

3. Внешние эффекты

А. Рассеяние во входном окне вакуумной камеры /Al, Be, майлар/ и в фильтрах поглощения определяет нижний энергетический порог спектрометра - рис. 11. При этом полученное подавление пиков полного поглощения не всегда устраняет эффекты суммирования /см. ниже/ и не всегда пропорционально уменьшает загрузку спектрометра, ибо идет процесс комптоновского рассеяния в фильтрах поглощения с последующей регистрацией. Заметим также, что телесный угол регистрации рассеянного излучения зависит от расстояния фильтр - ППД.

Б. Возбуждение характеристического рентгеновского излучения в материалах, окружающих ППД и источник.

Иллюстрация этого эффекта приведена в^{/1/} на рис. 17. K_{α} -рентгеновское излучение Cu + Zn связано с флюоресценцией латуни, которая применяется для упаковки Si(Li) - детектора, K_{α} -рентгеновское излучение In связано с флюоресценцией In, применяющегося для улучшения теплового контакта Si(Li) - детектора с оправкой.

В. Регистрация аннигиляционных квантов, возникающих при взаимодействии высокоэнергетических квантов с образованием пар в окружающих ППД материалах /см. ниже - рис. 34/.

Г. Рассеяние γ -лучей в окружающих ППД материалах. Конструкция и материал оправки ППД приводят к искажению аппаратного спектра за счет комптоновского рассеяния, телесный угол регистрации которого велик. Существенный вклад в искажение непрерывного распределения в области пика при спектроскопии γ -лучей / $E_{\gamma} > 20$ кэВ/ с помощью Si-детекторов вносит также обратное рассеяние от материалов, находящихся за ППД. Эти замечания нами учтены при конструкции оправки ППД^{/1/}.

Д. Внешнее тормозное излучение. Этот эффект обычно несуществен. Его вклад следует учитывать только при исследовании низкоэнергетических / < 500 кэВ/ γ -квантов при интенсивном бета-излучении.

Е. Зависимость положения максимума спектральной линии от геометрии измерения. Для различных типов ППД эффект исследован в работе^{/3/}. В случае планарных детекторов эффект наблюдается тогда, когда направление движения γ -квантов совпадает с направлением приложенного напряжения. В случае, когда направление движения гамма-квантов перпендикулярно направлению поля, эффект исчезающе мал. С учетом этого факта выполнена упаковка двух планарных Ge(Li)-детекторов /0,3 и 1,0 см³ /^{/1/} и выбрана геометрия источник - ППД при измерении энергии γ -квантов.

В случае коаксиальных детекторов эффект существен для кристаллов с одним открытым концом^{/3/}. В частности, при изменении расстояния источник - ППД от 0 до 67 см энергетический сдвиг для $E_{\gamma} \sim 1275$ кэВ составляет 60 эВ^{/4/}. На коаксиальном Ge(Li)-детекторе /37 см³ / с двумя открытыми концами мы провели две

серии измерений квантов с энергией 1173 кэВ (^{60}Co) в различной геометрии - рис. 12. Видно, что если "эффект геометрии" в измерении энергий γ -лучей и есть, то для исследуемого случая его величиной, равной $0,003 \pm 0,008$ 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.

Ж. Естественный радиоактивный фон может играть существенную роль в искажении интенсивностей слабых γ -переходов при длительных измерениях. На рис. 13а приведен спектр γ -лучей радиоактивного фона, измеренного с помощью $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора /37 см³/ за 12 час. Основным источником фона являются: ^{40}K , продукты распада ^{226}Ra и ^{232}Th .

В некоторых случаях для снижения радиоактивного фона применяется защита из естественного свинца - /рис. 13б/. При этом, однако, возможны дополнительные искажения за счет возбуждения характеристического рентгеновского излучения, комптоновского рассеяния и образования пар в свинце /возрастает пик 511 кэВ- 2В/.

В ряде задач по исследованию малоинтенсивных γ -переходов успешным может оказаться применение $\text{Ge}(\text{Li})$ -детекторов с малым чувствительным объемом /фон пропорционален объему ППД/ - рис. 13в.

З. Искажение интенсивностей γ -лучей при исследовании цепочек альфа-радиоактивных нуклидов за счет ядер отдачи. Эффект связан с вылетом ядер отдачи из источника и их попаданием на поверхность спектрометра. В результате эффективный телесный угол регистрации дочерних продуктов оказывается больше телесного угла материнского изотопа. Для устранения эффекта радиоактивный препарат достаточно экранировать майларовой пленкой $\sim 1,0$ мг/см².

И. Суммирование импульсов. /5/. Аппаратурный спектр может заметно искажаться за счет истинных совпадений - регистрации каскадных γ -квантов, если время жизни промежуточного состояния много меньше разрешающего времени спектрометра τ ; случайных совпадений - регистрации некоррелированных процессов в пределах τ .

а/ Истинные совпадения

Вероятность регистрации двух квантов с каскадной интенсивностью A и в предположении их изотропного распределения можно записать /5/:

$$A_{\gamma_1 \gamma_2} = \frac{\Omega^2}{(4\pi)^2} \frac{A}{(1+a_1)(1+a_2)} \epsilon_1 \epsilon_2 \quad /1/$$

где a_i - полный коэффициент конверсии i -го перехода; Ω - телесный угол; ϵ_i - полная эффективность регистрации i -го перехода. Если представим ϵ_i в виде

$$\epsilon_i = K_i + \Phi_i, \quad /2/$$

то можно записать

$$A_{\gamma_1 \gamma_2} = \frac{A}{(1+a_1)(1+a_2)} \frac{\Omega \Phi_1}{4\pi} \frac{\Omega \Phi_2}{4\pi} \left[\frac{K_1}{\Phi_1} \frac{K_2}{\Phi_2} + \frac{K_1}{\Phi_1} + \frac{K_2}{\Phi_2} + 1 \right], \quad /3/$$

где Φ_i - эффективность регистрации i -го кванта в результате полного поглощения; K_i - эффективность регистрации i -го кванта в результате комптоновского рассеяния. Значения K_i/Φ_i нетрудно определить с помощью препаратов с одним γ -переходом / ^{139}Ce , ^{203}Hg , ^{137}Cs , ^{54}Mn , ^{65}Zn /, если построить такую же зависимость, как и в случае от E_γ . С помощью этих данных легко оценить вклад указанных эффектов в формулу /3/: 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 комптоновски рассеянного кванта с полностью поглощенным другим квантом; член 1 - за совпадение полностью поглощенных каскадных квантов.

В качестве примера можно привести количественные оценки для спектрометра с $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектором /37 см³/ /источник ^{60}Co ; расстояние источник - ППД 7 см/ -

рис. 14а: дефицит в I_γ / 1332 кэВ/ за счет перекачки в пик сумм составляет 0,04%; за счет совпадений K_{1173} и Φ_{1332} составляет 0,66%. Предполагается, что отсутствуют случайные совпадения /загрузка $\sim 10^3$ имп/с/.

Б/ Случайные совпадения.

Для моноэнергетических квантов с энергией E_1 в пределах разрешающего времени системы возможны следующие процессы суммирования: $K_1 + K_1$; $K_1 + \Phi_1$; $\Phi_1 + \Phi_1$. В случае регистрации и γ -квантов с энергией E_2 , кроме аналогичных событий, возможны еще $K_1 + K_2$; $K_1 + \Phi_2$; $K_2 + \Phi_1$; $\Phi_1 + \Phi_2$. Из указанных эффектов существенными в нашем рассмотрении являются эффекты $\Phi_i + K_j$ и $\Phi_1 + \Phi_2$, ибо они приводят к перекачке импульсов из пика полного поглощения.

На рис. 14б показан спектр γ -лучей $^{139}\text{Ce} + ^{137}\text{Cs}$, измеренный с помощью Ge(Li) -детектора /37 см³/ при загрузке $2 \cdot 10^4$ имп/с /энергии выбраны таким образом, чтобы в чистом виде выделить только часть случайных совпадений/. Для совпадений типа $K_i + \Phi_j$ и $K_i + K_j$ можно записать: $N_{\text{ед}} = 2\tau_1 N_i N_j$, для случая же $\Phi_i + \Phi_j$ $N_{\text{ед}} = 2\tau_2 N_i N_j$, где τ_1 - временной сдвиг между просуммированными импульсами, когда еще происходит анализ в амплитудно-цифровом преобразователе искаженного суммарного импульса; τ_2 - время, в пределах которого сумма двух импульсов из пика полного поглощения дает пик с аппаратной шириной. Экспериментальная оценка величин в нашем случае дает: $\tau_1 = 3$ мкс; $\tau_2 = 0,8$ мкс. Отсюда дефицит в интенсивности линии 661,6 кэВ за счет перекачки в распределение случайных совпадений составляет 3,4%, а в пик случайных совпадений перекачивается 0,05%.

II. БЕТА-СПЕКТРОСКОПИЯ

1. Эффекты, связанные с радиоактивным источником

А. Рассеяние от подложки источника. Рассеяние бета-частиц в области энергий от 10 кэВ до 10 МэВ определяется, в основном, упругими соударениями с атомными

ядрами /6/. При этом различают: однократное, кратное и многократное рассеяние и диффузию. В подложке источника могут иметь место все типы рассеяния, и это приводит к увеличению интенсивности низкоэнергетических бета-частиц. Учет "эффекта подложки" обязателен в исследовании непрерывных бета-спектров, однако он связан с большими экспериментальными трудностями /7/. При исследовании же спектров электронов конверсии достаточно соблюдать самые общие требования: возможно меньшие значения толщины и Z подложки из электропроводящих материалов. Применяемые нами источники изготавливаются на подложке из алюминия толщиной 18 мкм.

Б. Сопровождающие излучения. Особо сложной областью исследования спектров конверсионных электронов /КЭ/ является область ниже 100 кэВ, где имеется интенсивное характеристическое излучение и значения коэффициентов внутренней конверсии /КВК/ велики - /рис.15/. Трудной является также задача исследования спектров КЭ на фоне интенсивного позитронного излучения и α -частиц, а также позитронных спектров на фоне излучений КЭ, γ -лучей и α -частиц. Для фильтрации сопровождающих излучений в этих случаях нами применяется магнитное бездисперсионное устройство /1/. Заметим, что все методы фильтрации сопровождающих излучений при исследовании спектров бета-частиц не позволяют полностью устранить искажение спектра за счет продуктов рассеяния /комптоновских электронов от γ -лучей и аннигиляционных гамма-квантов/.

В. Рассеяние в веществе самого источника. При прохождении через слои вещества бета-частицы теряют энергию за счет соударений с электронами среды и испускания тормозного излучения /6/. Эффект приводит к увеличению интенсивности низкоэнергетических бета-частиц, а также к изменению формы спектральной линии и ее энергетическому сдвигу в сторону низких энергий. Для уменьшения вклада этих эффектов в наших экспериментах источники изготавливаются методом электромагнитной сепарации /энергия внедрения ионов равна 25 кэВ/.

Г. Возбуждение характеристического излучения в подложке и в самом источнике. Аналогично - 1Г.

2. Эффекты, связанные с характеристиками ППД

А. Зависимость пробега от Z ППД и энергии регистрируемых бета-частиц приведена в /1/ на рис. 5. При исследовании спектров низкоэнергетических $E_\beta < 1 \text{ МэВ}$ бета-частиц удобно применять $\text{Si}(\text{Au})$ - и $\text{Si}(\text{Li})$ -детекторы, обладающие высокой эффективностью к исследуемому излучению и сравнительно низкой к сопровождающему /1/ - рис. 11/ Спектрометрию же более высокоэнергетических $> 500 \text{ кэВ}$ бета-частиц, а также некоторые задачи по определению абсолютных значений КВК удобно проводить с помощью $\text{Si}(\text{Li})$ и имплантированных $\text{Ge}(\text{Li})$ -детекторов /1/ - рис. 15/.

Б. Рассеяние в толщине входного окна ППД. Аналогично - 1В.

В. Обратное рассеяние от поверхности ППД. В настоящее время нет теории обратного рассеяния от толстых слоев. Экспериментальные исследования показали, что при нормальном падении коэффициент обратного рассеяния не зависит от начальной энергии рассеиваемых электронов, но зависит от Z рассеивающего материала - рис. 16 /6/. Коэффициенты обратного рассеяния для позитронов и электронов различны: $p^-/p^+ = 1,3$ /6/. При падении под углом к поверхности ППД эффект сильно зависит от угла падения ϕ и энергии рассеиваемой частицы. В частности, для электронов с энергией 600 кэВ изменение ϕ от 90° до 15° приводит к возрастанию обратного рассеяния от Si почти втрое /8/.

Заметим, что, согласно /9/, с ростом энергии электронов от 309 до 1463 кэВ наблюдается небольшое /в пределах 15%/ увеличение обратного рассеяния при нормальном падении.

Г. Торможение бета-частиц и вылет тормозного излучения из чувствительной области ППД приводит к возрастанию интенсивности низкоэнергетических бета-частиц. Экспериментальные исследования эффекта пока не проводились, но предполагается, что вклад его будет существенно возрастать при $E_\beta > 1 \text{ МэВ}$. Согласно расчетам /8/, потери за счет тормозного излучения для электронов с энергией 1200 кэВ при регистрации с по-

мощью $\text{Si}(\text{Li})$ -детектора /глубина дрейфа 3 мм / составляют ~ 50% общих потерь.

Д. Эффективность собирания заряда в 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 с ними, по-видимому, связано появление низкоэнергетического "хвоста" с ростом энергии конверсионных электронов.

Е. Зависимость положения максимума спектральной линии от напряжения смещения ППД. Конструкция оправки ППД и способ подключения напряжения смещения может быть причиной сдвига максимума пика за счет торможения /либо ускорения/ бета-частиц. К сожалению, наглядно показать влияние этого эффекта невозможно, ибо с изменением U меняется также емкость ППД и величина мертвого слоя

3. Внешние эффекты

А. Рассеяние в материале входного окна вакуумной камеры - 1В. На рис. 13 в работе /1/ приведен спектр электронов конверсии $^{206}\text{Po} \rightarrow ^{206}\text{Bi} \rightarrow ^{206}\text{Pb}$, измеренный с помощью $\text{Si}(\text{Al})$ -детектора без и с майларовым /0,90 мг/см^2 /окном - уширение и сдвиг спектральной линии за счет рассеяния в материале "входного окна" показаны на рис. 17.

Б. Возбуждение характеристического излучения окружающих ППД и источник материалов, чаще всего In , применяющегося в упаковке ППД /1/ - рис. 15/.

В. Регистрация продуктов рассеяния сопровождающих излучений /комптоновские электроны от γ -лучей и аннигиляционных квантов/ в окружающих ППД и источник материалах.

Г. Радиоактивный фон. Из-за малого чувствительного объема естественный радиоактивный фон ($I - 1\text{Ж}$ /не играет существенной роли при исследовании спектров бета-частиц. Однако при исследовании цепочек интенсивных альфа-радиоактивных нуклидов фон может значительно

увеличиться за счет активных ядер отдачи (1-33), накопившихся в вакуумной камере и на поверхности ППД. Для защиты спектрометра нами применяются майларовые /0,90 мг/см² / фольги /1/ - рис. 13/.

Д. Суммирование импульсов. В этом случае имеет место рассмотрение, аналогичное 1-3И. Здесь особое внимание нужно обратить на истинные совпадения L_x и K_x -лучей и K -конверсионных электронов, а также L_x -лучей и L -конверсионных электронов, которые могут сильно исказить полученные значения a_K и a_L - рис.18. Этот эффект накладывает предел для применяемых телесных углов при заданной точности определения I_K и I_L .

III . АЛЬФА-СПЕКТРОСКОПИЯ

1. Эффекты, связанные с радиоактивным источником

А. Рассеяние от подложки источника. Эффективное сечение упругого рассеяния α -частиц дается формулой Резерфорда и вклад этого фактора нужно учитывать в работе только при больших значениях телесного угла ($\pi \div 2\pi$). В случае спектроскопии α -частиц $\Omega \leq 1\%$ от 4π вкладом эффекта обратного рассеяния от подложки можно пренебречь.

Б. Рассеяние в веществе источника. Эффект приводит к энергетическому сдвигу спектральных линий в сторону низких энергий и искажению интенсивностей α -групп. Во избежание этих эффектов в наших экспериментах источники изготавливаются применением методики электромагнитной масс-сепарации, при этом энергия внедрения ионов равна 25 кэВ. Однако при исследовании цепочек α -радиоактивных ядер /10/ спектральные линии дочерних продуктов искажаются за счет проникновения ядер отдачи в глубину подложки источника.

2. Эффекты, связанные с характеристиками ППД

А. Зависимость пробега от Z ППД и энергии α -частиц /1/- рис. 5/. Для исследования спектров α -частиц обычно применяют Si (Au) -детекторы /1/, отличающиеся

сравнительно тонким входным окном и возможностью работы при комнатной температуре. Заметим, что в последнее время значительно улучшилась также технология изготовления поверхностно-барьерных Si (Li) -детекторов и имплантированных Ge (Li) -детекторов, которые успешно могут быть применены в спектроскопии α -частиц /1,11/.

Б. 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 с величиной и однородностью мертвого слоя, но и с качеством обработки поверхности и характеристик исходного материала /однородности, времени жизни носителей, плотности дислокаций и др./ /2/. Поэтому нельзя пока полно сформулировать технологические условия, которые бы обеспечили хорошую функцию отклика α -спектрометра.

В. Эффективность собирания носителей заряда является одним из основных источников асимметрии спектральной линии /13/. По-видимому, это явление связано с потерями носителей заряда в чувствительной области ППД вследствие их захвата ловушками и рекомбинационных потерь /12/. 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.

3. Внешние эффекты

А. Искажение аппаратного спектра за счет разброса углов падения, и, следовательно, прохождения различных толщин входного окна при измерениях в условиях, больших Ω , - рис. 19. Эффект приводит к возрастанию как низкоэнергетического хвоста, так и предельно достижимого энергетического разрешения /14/.

Б. 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 чем 210 Н/м^2 /15/.

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

Г. Радиоактивный фон. Аналогично - 3Г.

IV. АППАРАТУРНЫЕ ЭФФЕКТЫ

1. Стабильность спектрометров

А. Временная стабильность спектрометров проверялась с помощью радиоактивных источников $^{57}\text{Co} + ^{137}\text{Cs} + ^{60}\text{Co}$ и Ge(Li) -детектора в течение 30 час. Время набора - 20 мин, интервалы между измерениями - 10 мин. Результаты обработки данных приведены на рис. 20а. Данные позволяют говорить о случайности разброса после установления температурного режима в течение 5 час и, следовательно, этот фактор можно рассматривать как добавочный вклад в энергетическое разрешение при длительных измерениях, который слабо влияет на точность результатов /рис. 32/.

Б. Температурная стабильность спектрометров проверялась в аналогичных условиях и результаты показаны на рис. 20б. Отметим, что электронные блоки и система "TRIDAC-C" находятся в помещении, температура которого при рабочих измерениях поддерживается в пределах $20 \pm 1^\circ \text{C}$.

В. Загрузочные характеристики спектрометров играют самую существенную роль в точности определения

положения максимума ρ и площади S спектральной линии, если время измерения $\geq T_{1/2}$ исследуемого нуклида: на рис. 21 и рис. 22 показаны зависимости $\rho \pm \Delta\rho$ и $S \pm \Delta S$ от загрузки спектрометра и постоянной формирования для различных спектрометров /источник ^{152}Eu /. Видно, что вклад асимметрии за счет наложений импульсов в погрешность определения ρ /рис. 26/ значительно меньше систематической ошибки, связанной с нагрузочными характеристиками спектрометра, а также с изменением рабочего режима ПУ при гальваническом подключении ППД //1/ формула /4// - рис. 23. Таким образом, пределы изменения скорости счета определяют максимально достижимую точность в определении ρ , а следовательно, и энергии излучения.

В зависимости от условий конкретной задачи нами применяются два пути уменьшения влияния этого эффекта: уменьшение значения τ , если сложность спектра допускает ухудшение энергетического разрешения /рис. 22/; или применение специального механического устройства, которое обеспечивает постоянство загрузки путем автоматического изменения расстояния источник - детектор /допустимые телесные углы, обеспечивающие требуемую точность, выбраны заранее - см. выше/.

Принципиальная схема электронного устройства, обеспечивающая постоянную загрузку спектрометра, показана на рис. 24. Устройство состоит из интенсивметра и ключа на транзисторе КТ601А, управляемого компаратором, выполненным на интегральной микросхеме К1УТ401Б. Часть напряжения с выхода интенсивметра подается на инвертируемый вход. Изменяя этот подстроечным сопротивлением 100 кОм , можно при заданном значении интенсивности /фиксированные значения $2 \cdot 10^3$; $5 \cdot 10^3$; 10^4 ; $2 \cdot 10^4$; $3,5 \cdot 10^4$ имп/с устанавливаются с помощью клавишного переключателя/ выбрать в пределах заданного диапазона любое значение загрузки. Когда загрузка падает ниже установленной величины, компаратор запускает транзисторный ключ, срабатывает реле, и двигатель МС 160 через систему передачи приближает источник к ППД. Компаратор имеет гистерезисную выходную характеристику, т.е. входное напряжение, при котором он включается, отличается от напряжения выключения на

величину гистерезиса $u_{\text{гист}} = u_{\text{выкл}} - u_{\text{вкл}}$. Величина $u_{\text{гист}}$ от 5 до 20% устанавливается подстроечным сопротивлением 47 кОм. Ручное включение двигателя осуществляется тумблером с нейтральным положением.

2. Симметрия аппаратурной линии

Симметрия аппаратурной линии является одним из основных требований при обработке спектров с помощью программы "Каток" /16/. Однако, в большей или меньшей степени, при реальных измерениях это требование не выполняется, что может вносить систематические ошибки в получаемые результаты.

Причинами асимметрии спектральной линии являются: плохой сбор носителей заряда в ППД; наличие толстого входного окна в ППД при регистрации заряженных частиц; наложение импульсов на выходе ПУ /рис. 25а/; плохая компенсация полюса нулем и, вследствие этого, наложение импульсов в ЛУ /рис. 25б/; колебание базовой линии /рис. 25в/; высокая нагрузка спектрометра при заданном значении τ /наложение импульсов - рис. 25г/; нестабильность спектрометрической аппаратуры во времени; температурная нестабильность. Для проверки точности получаемых результатов при обработке спектральных линий с помощью программы "Каток" асимметричные пики были получены при измерении спектра γ -лучей ^{152}Eu с помощью Ge(Li)-детектора - плавная асимметрия получалась путем изменения компенсации полюса нулем при постоянной нагрузке. Результаты обработки показаны на рис. 26: в качестве параметра асимметрии принимается отношение левого и правого полуоснований пика на 1/10 высоты, отсчитываемые от канала с максимальным значением счета.

3. Нелинейность спектрометрической системы

Нелинейность спектрометрической системы можно измерить с помощью прецизионного генератора импульсов, а также с помощью энергий γ -лучей калибровочных

препаратов. В силу своей простоты широкое применение получил второй способ, базирующийся на том факте, что Ge(Li)-детектор является линейным элементом /в пределах ± 1 кэВ/ в диапазоне энергий от 0,1 до 10 МэВ /7/, и что в области от 10 до 100 кэВ отклонения от линейности не превышают ± 100 эВ /18/. Методика построения кривой нелинейности системы описана в работе /21/.

Анализ стадии запоминания преобразователя аналог-код с линейным промежуточным преобразованием во временной интервал показывает /19/, что отклонение от линейной характеристики $\Delta U/U$ при больших амплитудах входных импульсов увеличивается при уменьшении времени нарастания импульсов - рис. 27 /рассмотрение конкретной схемы преобразователя не меняет общности анализа/. При малых амплитудах меняется знак $\Delta U/U$, что связано с увеличением вклада переходных процессов из-за наличия нелинейного элемента в цепи запоминания. Резкое увеличение $\Delta U/U$ в области больших напряжений /показано только для формирования с постоянной $\tau = 2$ мкс/ определяется ограничением по максимуму в усилителе зарядной цепи преобразователя. Аналогичным образом выглядит отклонение от линейности, обусловленное ограничением в оконечном каскаде линейного усилителя. Экспериментально измеренная зависимость нелинейности от величины $\tau = 0,5; 1,0; 1,5$ и $2,0$ мкс показана на рис. 28. Такой же эффект наблюдается при регулировке коэффициента усиления, если при этом изменяется переходная характеристика формирующего усилителя: рис. 29а - зависимость нелинейности спектрометра, коэффициент усиления которого изменяется в формирующем усилителе; рис. 29б - зависимость нелинейности спектрометра, коэффициент усиления которого изменяется с помощью частотно-независимого аттенюатора /коэффициент усиления оконечного каскада ЛУ не изменяется/.

Характерные кривые нелинейности некоторых наших спектрометров приведены на рис. 30. Кривая 2 демонстрирует влияние нелинейности оконечного каскада ЛУ /22/ - рис. 4/; кривая 3 - влияние нелинейности АЦП 6144 /1/ - рис. 20/.

V. ОБРАБОТКА СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ С ПОМОЩЬЮ ЭВМ

Получение высокой точности при измерении энергий и интенсивностей моноэнергетических излучений радиоактивных нуклидов связано с характеристиками ППД /энергетическое разрешение и чувствительная область/ ^{1/1/}, методикой измерения /точность учета нелинейности и эффективности спектрометра/, и, главным образом, применением ЭВМ для обработки спектральных линий. Существует несколько способов моделирования пиков ^{20/}. 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.

Ниже рассмотрим особенности применения программы "Каток" ^{16, 23/} и метод моментов, применение которого в некоторых частных случаях, а также в предварительной обработке цифровой информации очень полезно.

1. Программа "Каток" ^{16, 23/}

Для аппроксимации спектральной линии применяется интегрируемое в пределах одного канала распределение Гаусса:

$$N(K) = \frac{S}{\sigma \sqrt{2\pi}} \int_{K-1}^K \exp \left[-\left(\frac{K-p}{\sigma \sqrt{2}} \right)^2 \right] dx + \sum_{i=0}^{\ell} a_i K^i, \quad /4/$$

где $N(K)$ - число импульсов в канале K ; S - площадь пика; p - положение максимума пика; $\sigma = h(2\sqrt{2\ln 2})^{-1}$; h - ширина пика на полувысоте; $\sum_{i=0}^{\ell} a_i K^i$ - полином степени

ℓ , описывающий фоновую подложку под пиком. Выбор ℓ ведется по анализу σ /либо h /, зависимость которой от энергии исследована экспериментально ^{1/1/} - рис.1/. Участки, где σ отличаются, обрабатываются повторно с новыми начальными приближениями.

Подготовка исходного материала по программе "Разметка" ^{24/} заключается в задании начальных приближений с помощью дисплея со световым пером и их записи на магнитную ленту. Ввиду малости участков /< 96 каналов/ можно считать корректным условие постоянства σ . Исключением является область характеристического рентгеновского излучения /X-лучи являются структурными линиями/ и область 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_1 , Δa_1 , где

$$\theta = \frac{\sum_{K_H}^{K_K} [N(K) - N_{\text{аппр}}(K)]}{K_K - K_H - nm - \ell}. \quad /5/$$

Здесь n - число пиков на участке; K_K и K_H - каналы конца и начала участка; m - число параметров. Кроме того, с помощью специальной программы значения p , Δp , S , ΔS , σ сортируются в памяти ЭВМ и после окончания обработки по программе "Каток" выводятся на перфоленту для последующей обработки. Заметим, что использованный в программе метод применим к вырожденным задачам и дает возможность определять число пиков на различных участках ^{23/}.

Для правильного планирования эксперимента исследованы зависимости Δp и $\Delta S/S$ от S и Π/Φ , а также $\Delta p/p$ и $\Delta S/S$ от σ , где Π - максимальное значение амплитуды пика при нулевом фоне; Φ - значение амплитуды фона под пиком - рис. 31-33. Измерения проводились с помощью Ge(Li) - детектора и источника ⁵⁷Co/122 кэВ/. Зависимости $\Delta S/S$ и $\Delta p/\sigma$ от σ исследовались при $S = 1,5 \cdot 10^5$, когда статистический разброс мало сказывается на точности результатов - рис. 31. При исследовании зависимостей $\Delta S/S$ и Δp от Π/Φ ранее измеренный пик 122 кэВ /⁵⁷Co, $S = 1,5 \cdot 10^5$ / поднимался на непрерывном комптоновском распределении от источника ⁶⁰Co/усиление выбрано таким образом, что пик от ⁵⁷Co находится на гладком участке комптоновского рас-

пределения/. На *рис. 33* показана также достоверность ($p \pm \Delta p$; $S \pm \Delta S$) от значения П/Ф при обработке пиков с помощью программы "Каток". Полученные результаты позволяют правильно выбрать время экспозиции /*рис. 31*/, цену канала /*рис. 32*/ и детектор /*рис. 33*/.

2. Метод моментов

Предполагается, что фон является линейной функцией, и о форме спектральной линии не делается никаких предположений. Методом моментов проводится обработка участков спектра с нахождением центра тяжести пика \bar{p} , площади \bar{S} и средней ширины на полувысоте $\bar{\Delta}$:

$$\bar{S} = \sum [N(K) - B(K)], \quad \delta \bar{S} = \sqrt{\sum [N(K) + B(K)]},$$

$$\bar{p} = \frac{\sum [N(K) - B(K)]K}{\bar{S}}, \quad \delta \bar{p} = \frac{\sqrt{\sum [N(K) + B(K)] [K - \bar{p}]^2}}{\bar{S}},$$

$$\bar{\Delta} = \sqrt{\frac{\sigma [N(K) - B(K)] [K - \bar{p}]^2}{\bar{S}}}, \quad /6/$$

$$\delta \bar{\Delta} = \frac{1}{2 \bar{\Delta} \bar{S}} \sqrt{\sum [(K - \bar{p}) \left(1 - 2 \frac{N(K) - B(K)}{\bar{S}}\right) - \bar{\Delta}^2]^2 \times [N(K) + B(K)]},$$

где $N(K)$ - число импульсов в канале K ; $B(K)$ - число фоновых импульсов в канале K . Ошибки вычисляются в предположении, что они имеют чисто статистический характер, т.е. $\delta B(K) = \sqrt{B(K)}$.

Метод моментов положен в основу программы предварительной обработки спектров с помощью ЭВМ "Минск-2" и "Минск-22". Калибровка по энергиям и интенсивностям осуществлена на базе /*рис. 21*/.

VI. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из проведенного выше анализа можно сделать следующие выводы:

1/ В планировании и проведении экспериментов по исследованию спектров излучений радиоактивных нуклидов необходимо всегда анализировать возможные эффекты искажения истинного спектра, сводка которых приведена в *табл. 1*.

2/ Обработка спектральной линии с помощью программы "Каток" позволяет получать значения энергий и интенсивностей моноэнергетических излучений со статистической погрешностью в несколько эВ /в зависимости от $B(2)$ - см. /*рис. 21*/ / и $\approx 1\%$ соответственно /в зависимости от погрешности измерения эффективности спектрометра/ - *рис. 31*. При этом особое внимание нужно обратить на выбор значения σ - *рис. 32* а асимметрии спектральной линии - *рис. 26*, которые заметно влияют на значения погрешностей, а часто и на достоверность получаемых результатов /при работе в области $\sigma < 2$ каналов устойчивость обработки сложных участков и даже одиночных пиков нарушается/.

3/ Достоверность результатов обработки спектральной линии с помощью программы "Каток" зависит от правильности задания начальных условий /число пиков; параметры фона/. Необходимым /но не всегда достаточным/ условием является получение значения σ , совпадающего /в пределах ошибок/ с экспериментальным для данного спектрометра.

4/ В ряде задач ядерной спектроскопии часто нужны значения интенсивностей неразделенных пиков. В этом случае полезным является применение метода моментов, что иллюстрирует *рис. 34* и *табл. 2* /там же приведены данные, полученные при обработке с помощью программы "Каток" и ЭВМ "MULTI-8"/.

5/ В прецизионной спектроскопии качества спектрометрической аппаратуры /временная и температурная стабильность; загрузочные характеристики/ чаще играют более существенную роль в погрешности определений энергии и интенсивностей γ -лучей, чем обработка спектральной линии с помощью ЭВМ. Поэтому исследование характеристик спектрометров в реальных условиях является обязательным.

6/ В настоящее время погрешность измерения энергии γ -лучей обусловлена отсутствием достаточного количества стандартов энергий /особенно в области >1 МэВ/, а также точностью построения кривой нелинейности спектрометра. Указанная нами возможность построения нелинейности системы при различных коэффициентах усиления, а также использование последних измерений энергии гамма-лучей при распаде ^{182}Ta и ^{192}Ir с помощью кристалл-дифракционных спектрометров /26/ позволяют построить полный набор энергетических реперов в широкой области энергий. Данные подобных исследований будут приведены в наших следующих работах.

7/ С точки зрения улучшения функции отклика Ge(Li) -детектора /например, антикомптоновский или парный спектрометр/, интерес представляет комплексный анализ искажающих эффектов аппаратного спектра γ -лучей. Геометрические условия эксперимента и спектр γ -лучей при распаде ^{88}Y показаны на рис. 35. Гамма-кванты с энергией E рассеиваются на угол θ в материале ППД, комптоновские же электроны - на угол ϕ /фотоэлектроны не показаны/. Кроме того, в ППД попадают кванты E_1 , рассеянные как в подложке источника, так и в окружающих ППД материалах /хладопровод; оправка ППД; крышка криостата/, причем угол рассеяния θ_1 с попаданием γ -кванта в чувствительную область ППД принимает все возможные значения.

Пик полного поглощения 898 кэВ является суммой фотоэффекта и многократного комптоновского рассеяния в чувствительной области ППД, в пиках же 1836 и 2734 кэВ вклад дают еще полностью поглощенные парные события (1-2А). Эффект асимметрии пика полного поглощения с низкоэнергетической стороны связан с вылетом фото-

электрона (1-2Д). При других условиях измерения /ППД, толстые источники, поглощающие фильтры/ вклад в низкоэнергетический хвост может давать комптоновское рассеяние на малые углы (1-1В). Сателлитные пики с высокоэнергетической стороны связаны с суммированием K_{α} -лучей Sr и соответствующих пиков полного поглощения (1-3И). Кроме того, в аппаратном спектре видны: пики 814, 1325 и 1712 кэВ, связанные с вылетом одного или двух аннигиляционных квантов (1-2А); пик γ^{\pm} 511 кэВ связан с аннигиляционными квантами как из бета-распада, так и в результате образования пар в окружающих ППД материалах с последующей аннигиляцией позитронов (1-3В); пики $K_{\alpha}(\text{Pb})$, связанные с возбуждением характеристического излучения в подложке источника (1-1Г); пики $K_{\alpha}(\text{Sr})$ из распада ^{88}Y .

Непрерывное распределение импульсов в спектре γ -лучей связано с комптоновским рассеянием как в чувствительной области ППД, так и в окружающих ППД материалах /1 - 1А, 1В, 2А, 3А, 3В, 3Г/. Некоторое энергетическое перераспределение импульсов в спектре связано с временными совпадениями излучений (1-3З). Особо следует выделить границы областей обратного ($\theta_1 = 180^\circ$) рассеяния от подложки ППД и материала за детектором - 199 кэВ для $E_{\gamma} = 898$ кэВ и 224 кэВ для $E_{\gamma} = 1836$ кэВ /1 - 1А, 3Г/. Резкая граница комптоновского рассеяния связана с комптоновским рассеянием от поверхности ППД - $\theta = 180^\circ$, /1 - 2А/. Распределение импульсов в спектре между комптоновским краем и пиком полного поглощения связано, в основном, с кратным комптоновским рассеянием. В частности, для 1836 кэВ отчетливо выделяется вторая комптоновская граница, связанная с двухкратным комптоновским рассеянием.

Авторы благодарят проф. К.Я.Громова, В.Г.Чумина, Н.А.Головкова за полезные замечания при чтении рукописи. Мы искренне благодарим сотрудников фотолаборатории ЛЯП за большую помощь в оформлении настоящей работы.

Таблица 1
Эффекты, искажающие форму аппаратурного спектра

	А. ЭФФЕКТЫ, СВЯЗАННЫЕ С РАДИОАКТИВНЫМ ИСТОЧНИКОМ.	Б. ЭФФЕКТЫ, СВЯЗАННЫЕ С ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ППД.	В. ВНЕШНИЕ ЭФФЕКТЫ
1 Г	<ol style="list-style-type: none"> 1. Рассеяние в подложке источника. 2. Сопровождающие излучения: α, β, внутреннее тормозное излучение. 3. Рассеяние в собственной толщине источника. 4. Возбуждение характеристического излучения в подложке и собственной толщине источника. 	<ol style="list-style-type: none"> 1. Зависимость сечений взаимодействий γ-лучей от Z ППД и E. 2. Сателлитные пики, связанные с вылетом γ^2 при образовании пар в ППД. 3. Сателлитные пики, связанные с вылетом характеристического излучения из ППД. 4. Рассеяние в толщине входного окна ППД. 5. Эффективность собирания заряда в ППД. 	<ol style="list-style-type: none"> 1. Рассеяние во входном окне спектрометра, в окружающих ППД материалах и в фильтрах поглощения. 2. Возбуждение характеристического излучения в окружающих ППД и источник материалах. 3. Регистрация γ^2, возникающих при образовании пар в окружающих ППД материалах. 4. Обратное рассеяние в материалах, находящихся за ППД. 5. Внешнее тормозное излучение. 6. Зависимость положения максимума пика от геометрии измерения. 7. Радиоактивный фон. 8. Искажение $I\gamma$ при исследовании цепочек α-активных нуклидов. 9. Суммирование импульсов.
2 Б	<ol style="list-style-type: none"> 1. IAI 2. Сопровождающие излучения: α, β либо β^+, γ, μ. 3. IA3 4. IA4 	<ol style="list-style-type: none"> 1. Зависимость пробега от Z ППД и E. 2. IB4 3. Обратное рассеяние от ППД. 4. Тормозное излучение в ППД. 5. IB5 6. Зависимость положения максимума пика от напряжения смещения. 	<ol style="list-style-type: none"> 1. IB1 2. IB2 3. Продукты рассеяния γ-лучей в окружающих ППД и источник материалах. 4. IB7 5. IB9
3 А	<ol style="list-style-type: none"> 1. IAI 2. IA3 	<ol style="list-style-type: none"> 1. Зависимость пробега от Z ППД и E. 2. IB4 3. IB5 	<ol style="list-style-type: none"> 1. Разброс углов падения на поверхность ППД. 2. Взаимодействие α-частицы с молекулами остаточного газа. 3. IB9 4. IB7

Таблица 2

Обработка фрагмента спектра γ -лучей, приведенного на рис. 34, с помощью ЭВМ "MULTI-8" методом моментов и программы "Каток" /в силу модельных предположений /27/ обработку частично перекрывающихся пиков с помощью ЭВМ "MULTI-8" проводить нельзя/.

E кэВ	"КАТОК"		MULTI-8		МЕТОД МОМЕНТОВ	
	P	S	P	S	P	S
I063.635	2058.472(I4)	I48I00(I000)	2058.4	I49000	2058.923(26)	I49400(600)
I085.840	2I0I.379(I2)	77300(400)	-	-	2I02.900(50)	92I00(560)
I089.760	2I08.740(50)	I3300(250)	-	-		
III2.064	2I52.078(20)	I02800(I000)	2I52.0	I04800	2I52.423(30)	I07400(500)
II73.208	2270.422(I2)	I8I200(I000)	2270.3	I82400	2270.862(I8)	I82900(600)
I2I2.9I0	2347.220(40)	9640(200)	2347.2	9500	2347.680(I8)	I0300(300)
I249.87I	24I8.57(I8)	I200(I40)	24I8.6	I100	24I8.96(80)	I200(I40)
I292.830	2502.28(50)	660(I20)	250I.7	400	250I.45(84)	920(200)
I299.080	25I3.885(40)	I0300(200)	25I3.9	9900	25I4.500(90)	I0600(200)
I332.464	2578.393(2I)	I60500(I500)	2578.3	I58400	2578.9I2(9)	I57900(400)
I408.044	2724.359(I7)	I22700(900)	2724.3	I22300	2724.804(I4)	I23I00(400)

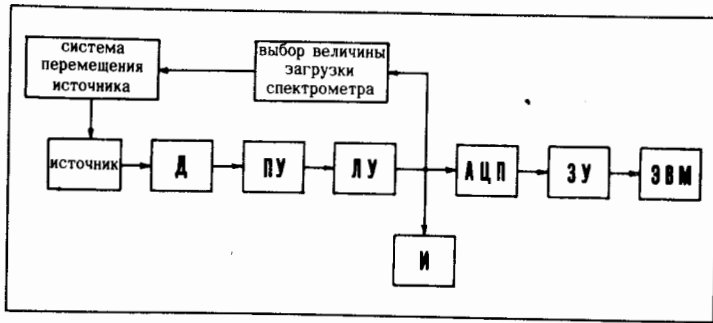


Рис. 1. Блок-схема спектрометра с ППД для измерения излучений радиоактивных нуклидов /Д-ППД; ПУ - пред-усилитель; ЛУ - линейный усилитель; И - интенси-метр; АЦП - аналого-цифровой преобразователь; ЗУ - запоми-нающее устройство/.

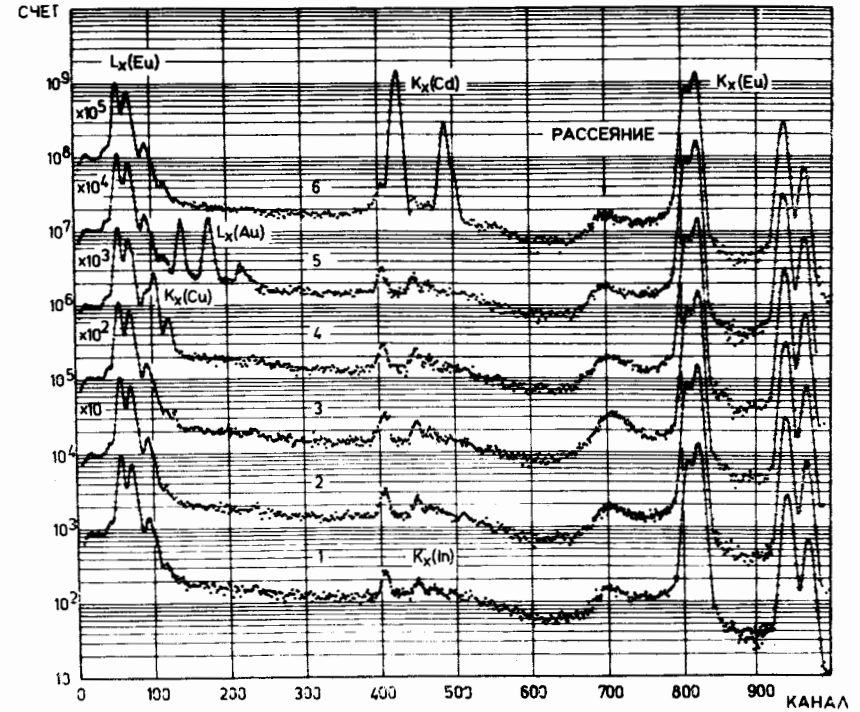
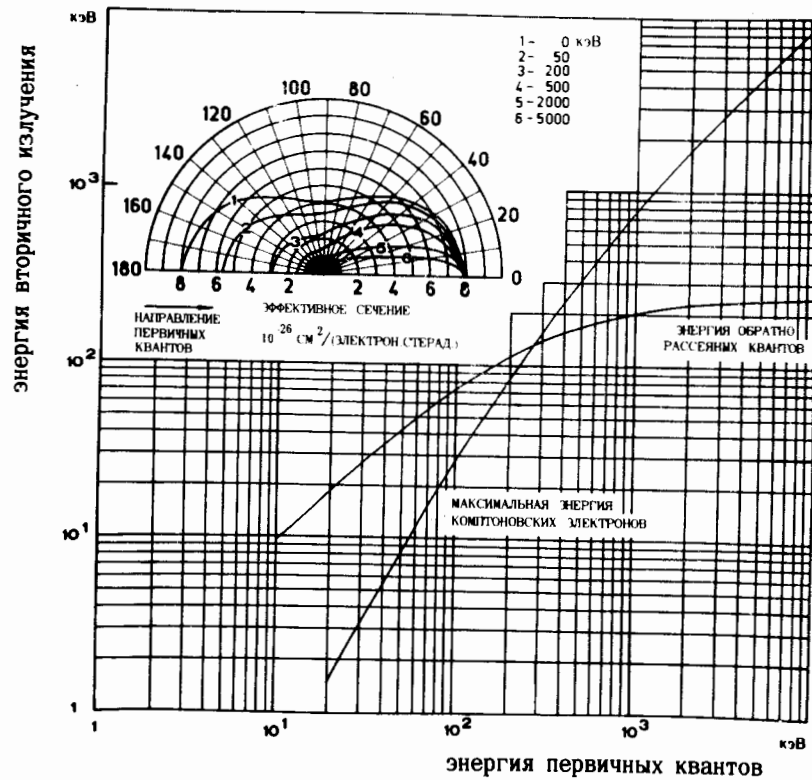


Рис. 3. Зависимость формы аппаратного спектра от материала и толщины подложки источника: 1 - Al 18 мкм; 2 - Al 100 мкм; 3 - Al 1000 мкм; 4 - Cu 500 мкм; 5 - Au 8 мкм; 6 - Cd 500 мкм.

Рис. 2. Дифференциальное сечение комптоновского рассеяния на единицу телесного угла для фотонов, рассеянных на угол θ ; зависимость максимальной энергии комптоновских электронов и энергии обратно рассеянных квантов от энергии падающих γ -лучей.

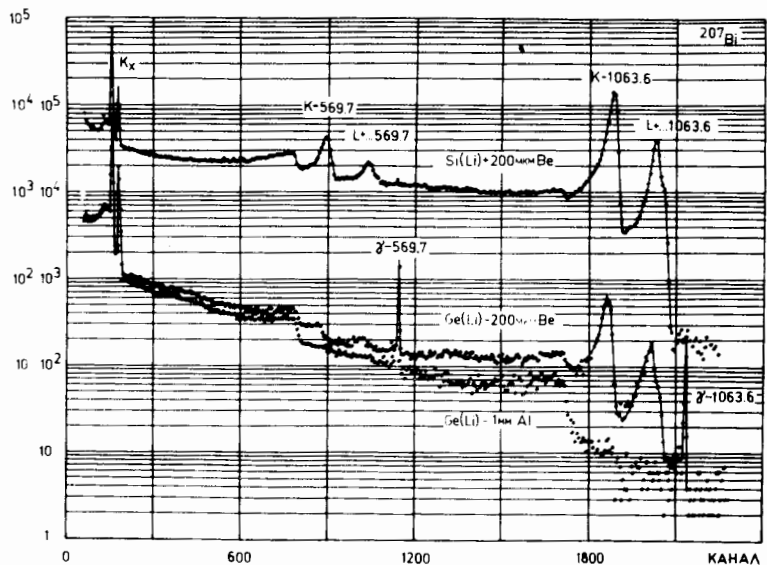


Рис. 4. Спектр излучений ^{207}Bi , измеренный с помощью $\text{Si}(\text{Li})$ - и $\text{Ge}(\text{Li})$ -детекторов /входные окна Be - 200 мкм/, а также с помощью того же $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора и фильтра поглощения из Al 1000 мкм /для $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора спектры совмещены и в случае Al фильтра пики гамма-лучей не показаны/.

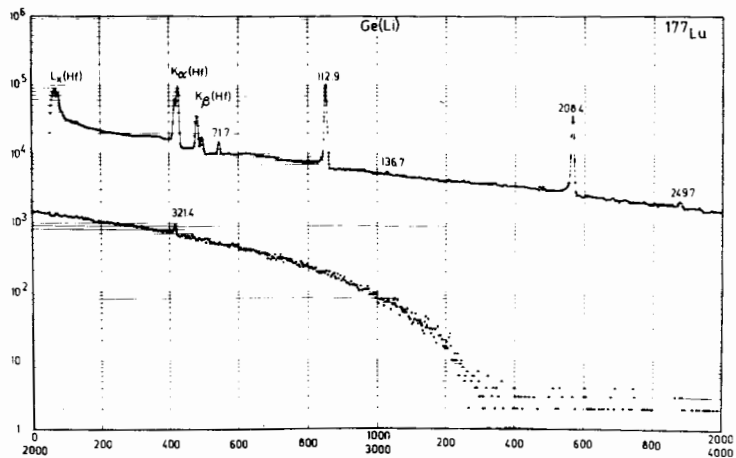


Рис. 5. Спектр гамма-лучей ^{177}Lu , измеренный с помощью $\text{Ge}(\text{Li})$ детектора / $0,3 \text{ см}^3$ / - входное окно Be 200 мкм; фон связан со сплошным бета-спектром / $E_{\beta\text{max}}$ 500 кэВ/.

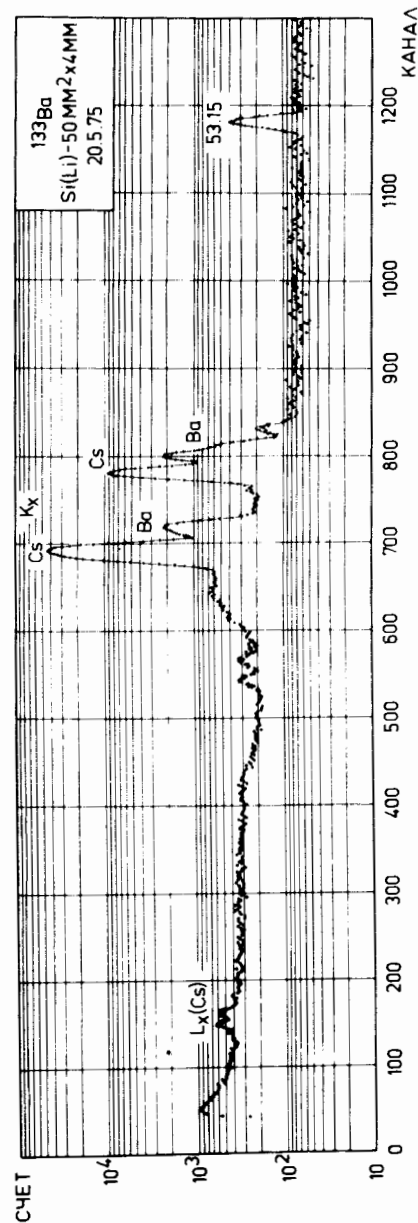


Рис. 6. Спектр низкоэнергетических гамма-лучей ^{133}Ba /7,2 л; источник с носителем/, измеренный с помощью $\text{Si}(\text{Li})$ -детектора /энергетическое разрешение 280 эВ при E_{γ} 5,6 кэВ/. Пики K_{α} излучения с пометкой " Ba " связаны с флуоресценцией в собственной толщине источника.

Рис. 7. Зависимость фактора искажения от ПИД: всеобщий пик ^{57}Co ; детектор: $\text{Si}(\text{Li})$ и $\text{Ge}(\text{Li})$ - 30 мм 2×4 мм; нормировка осуществлена по интенсивности K_α лучей.

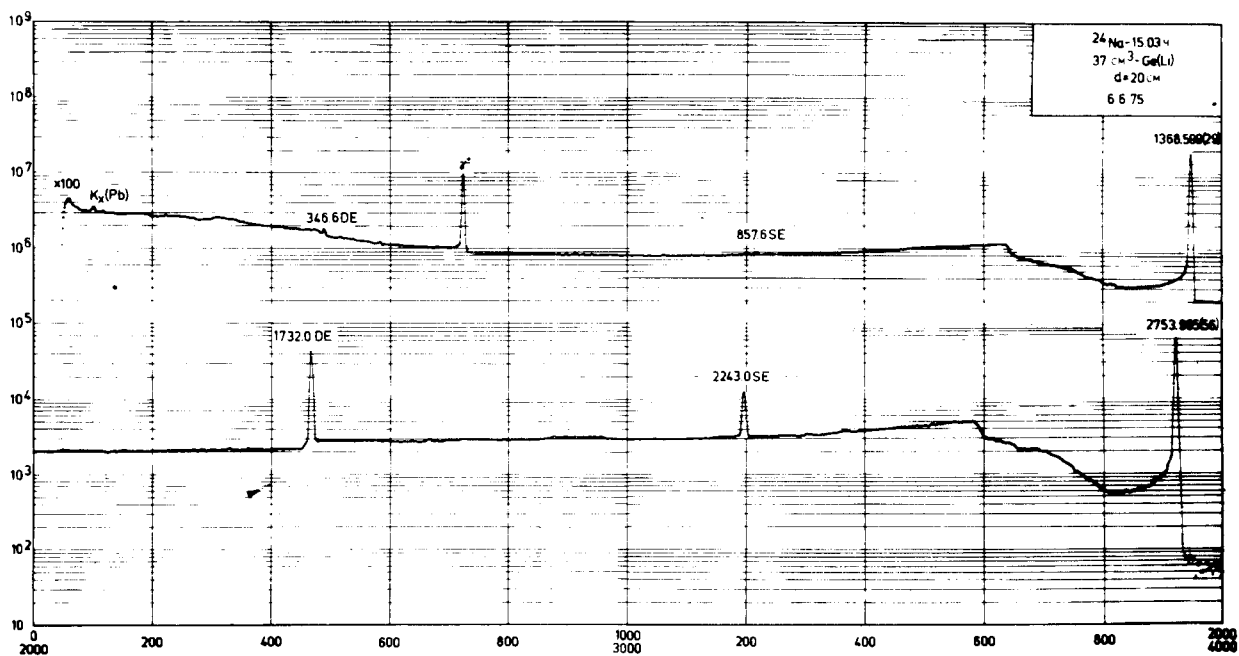
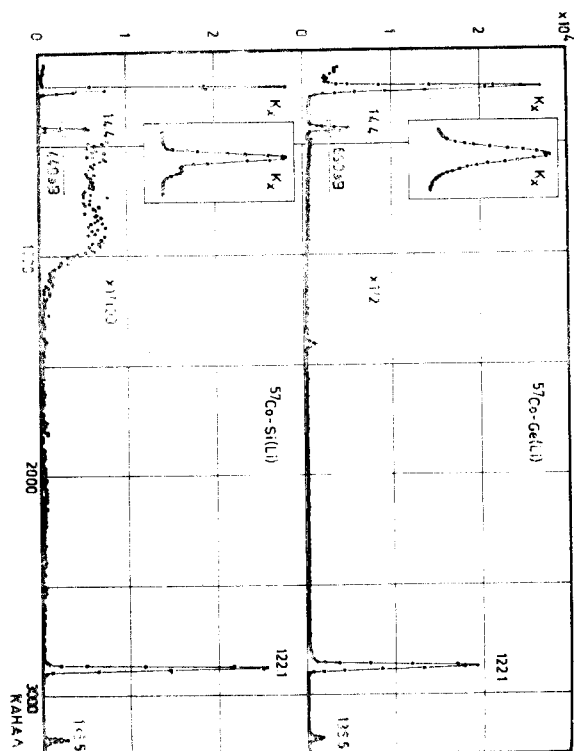
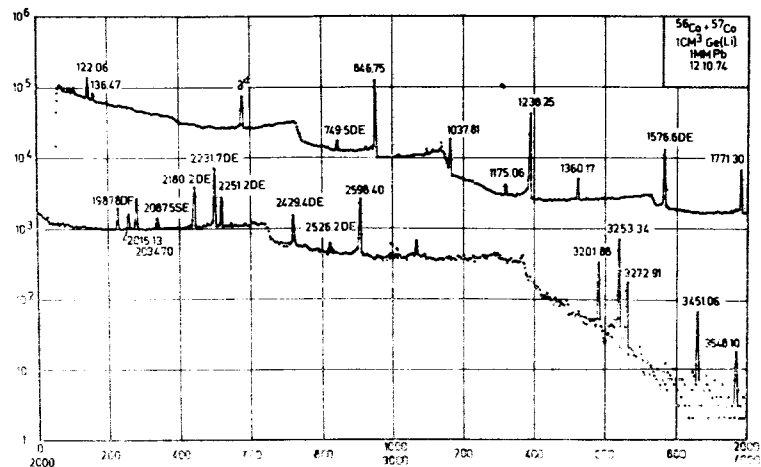
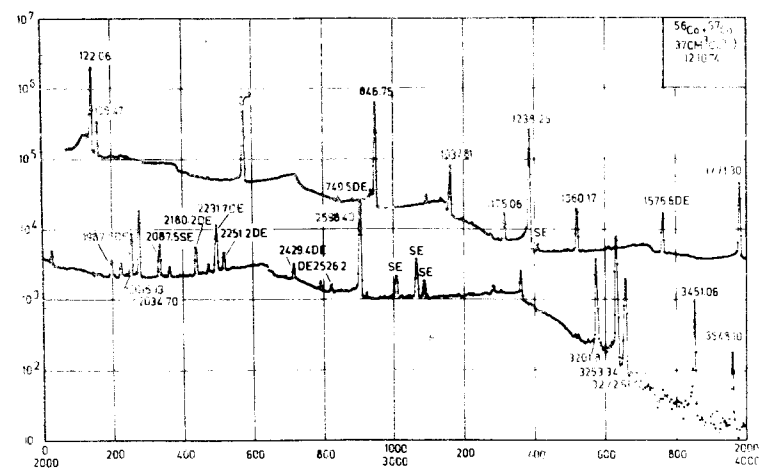


Рис. 8. Спектр гамма-лучей ^{24}Na , измеренный с помощью $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора 37 см^3 : γ^{\pm} - аннигиляционный пик; SE - пик одиночного вылета; DE - пик двойного вылета.



А



Б

Рис. 9. Спектр гамма-лучей $^{56}\text{Co} + ^{57}\text{Co}$, измеренный с помощью $\text{Ge}(\text{Li})$ -детекторов: А - 1 см^3 ; Б - 37 см^3 / SE - пик одиночного вылета; DE - пик двойного вылета/.

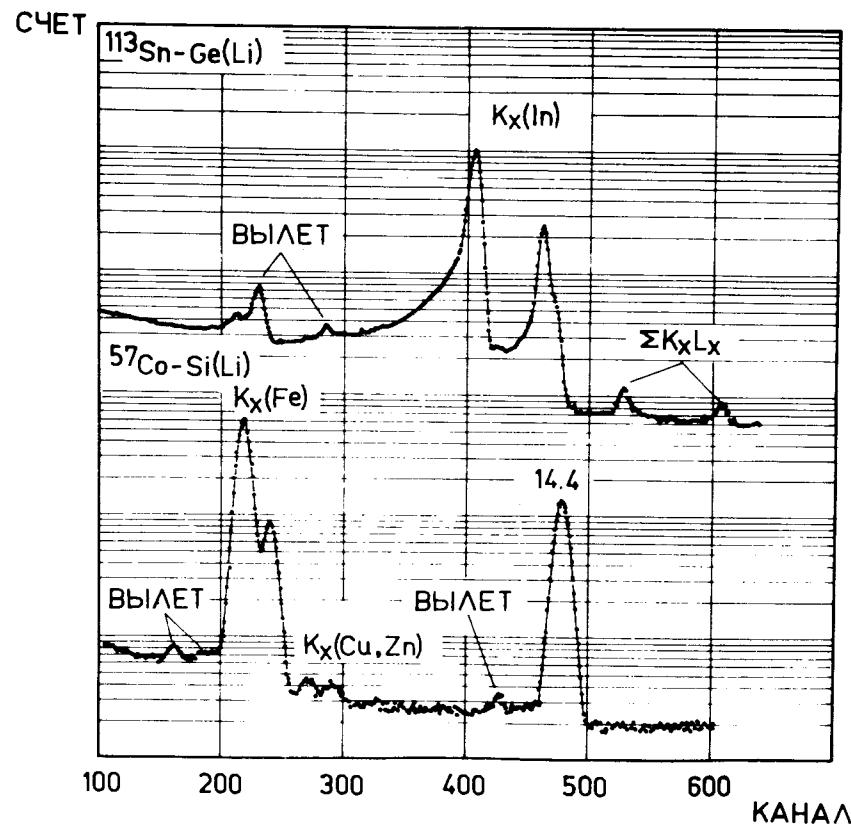


Рис. 10. Спектры низкоэнергетических гамма-квантов ^{57}Co и ^{113}Sn , измеренные с помощью $\text{Si}(\text{Li})$ - и $\text{Ge}(\text{Li})$ -детекторов соответственно. K_x -лучи Cu и Zn связаны с флуоресценцией латуни, применяющейся при упаковке $\text{Si}(\text{Li})$ -детектора.

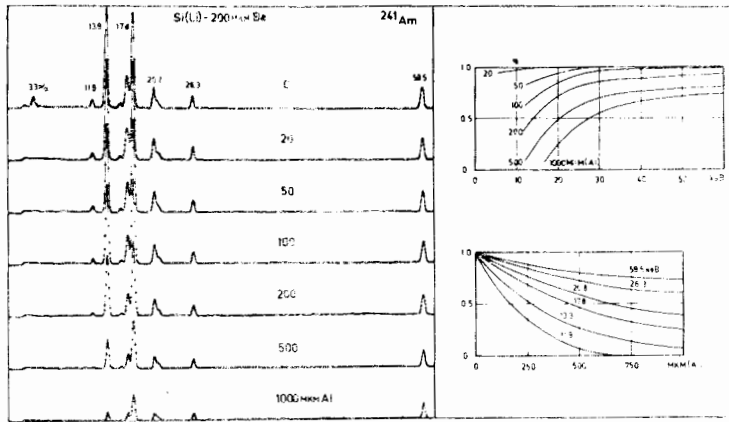


Рис. 11а. Зависимость энергетического порога гамма-спектрометра от толщины алюминиевого входного окна - источник ^{241}Am ; детектор $\text{Si}(\text{Li})$ - 30×4 мм. Правая верхняя вставка - зависимость S /с фильтром// S /без фильтра/ от энергии; правая нижняя вставка - от толщины алюминиевого фильтра. Здесь S - площадь пика.

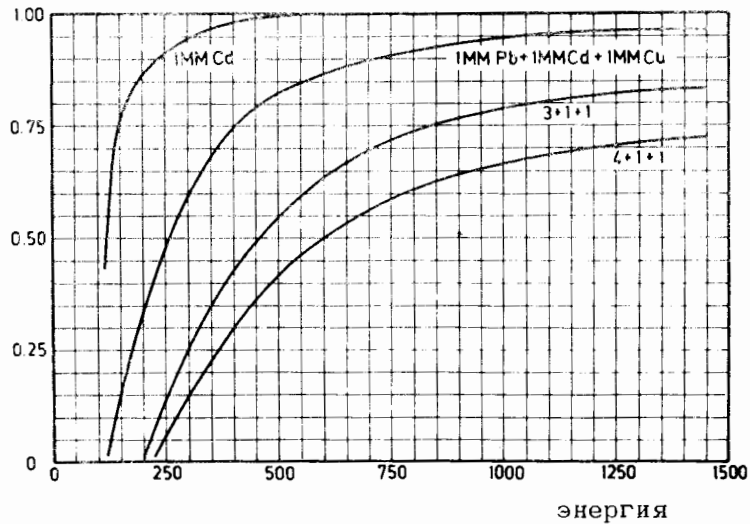


Рис. 11б. Зависимость энергетического порога гамма-спектрометра от толщины и состава поглощающего фильтра. По оси ординат отложено отношение S /с фильтром// S /без фильтра/.

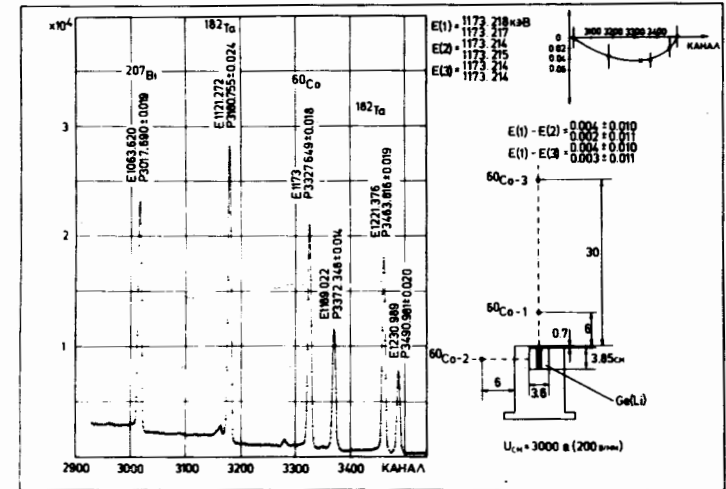


Рис. 12. Зависимость положения максимума спектральной линии от геометрии измерения: источник ^{182}Ta ; детектор $\text{Ge}(\text{Li})$ - 37 см^3 с двумя открытыми концами. В верхнем правом углу приведена нелинейность δ - канал/спектрометра на участке измерения. Внизу - геометрия измерения. $E(i)$ - значение энергии в геометрии i .

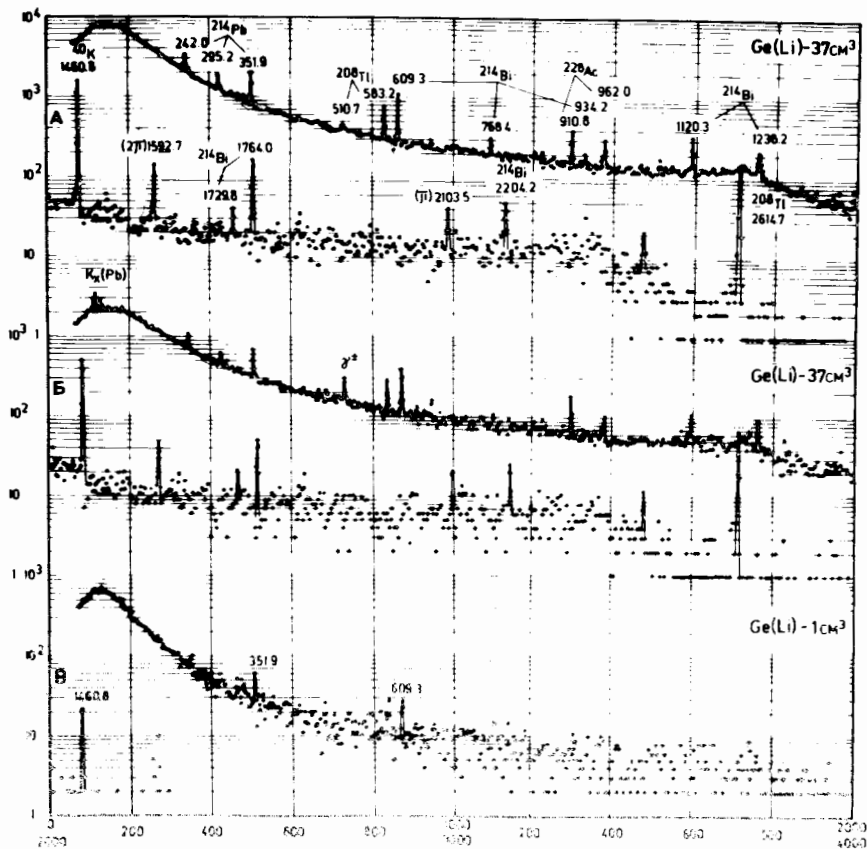
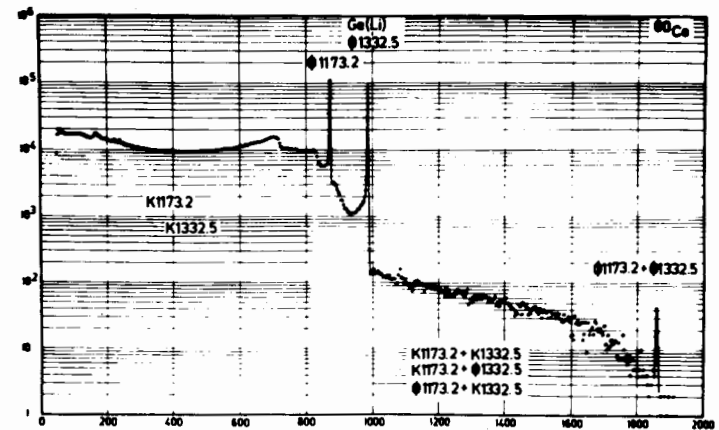
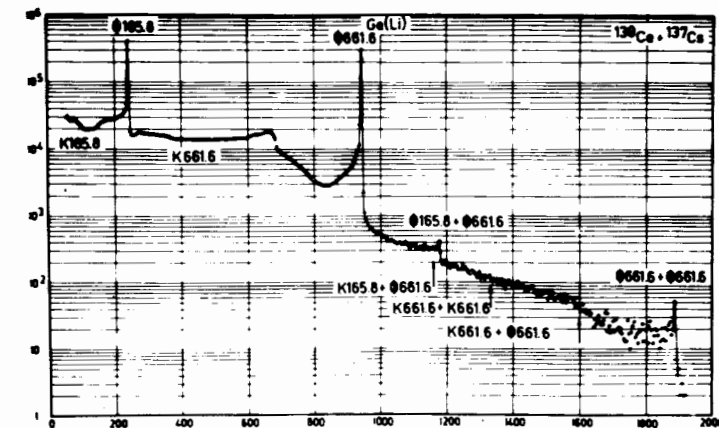


Рис. 13. Спектр гамма-лучей естественного радиоактивного фона, измеренного Ge(Li)-детектором 37 см³ без /А/ и /Б/ со свинцовой защитой и Ge(Li)-детектором 1 см³ /В/ без свинцовой защиты. Время измерения - 12 час.



А



Б

Рис. 14. Искажение аппаратного спектра за счет суммирования импульсов /детектор Ge(Li) - 37 см³ /: А - истинные совпадения /загрузка $\approx 10^3$ имп/с/; Б - случайные совпадения /загрузка $2 \cdot 10^4$ имп/с/.

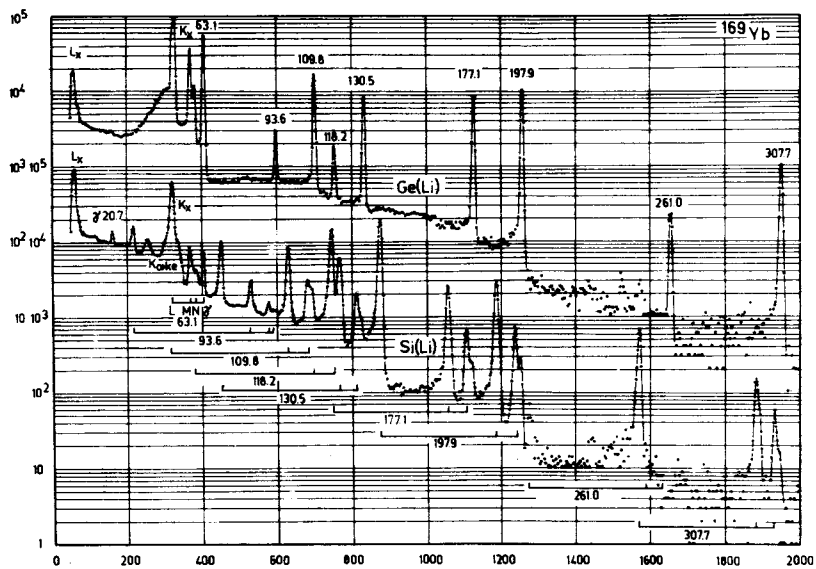


Рис.15. Спектры гамма-лучей и электронов конверсии при распаде ^{169}Yb , измеренные с помощью Ge(Li)- и Si(Li)-детекторов.

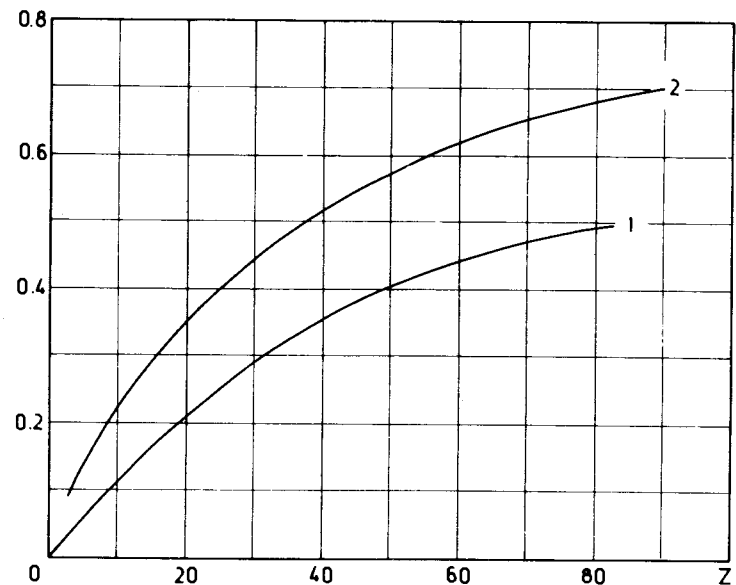


Рис. 16. Зависимость коэффициента обратного рассеяния ρ в толстой среде при нормально падающем пучке электронов /1/ и при диффузном угловом распределении первичного пучка /2/ /6/.

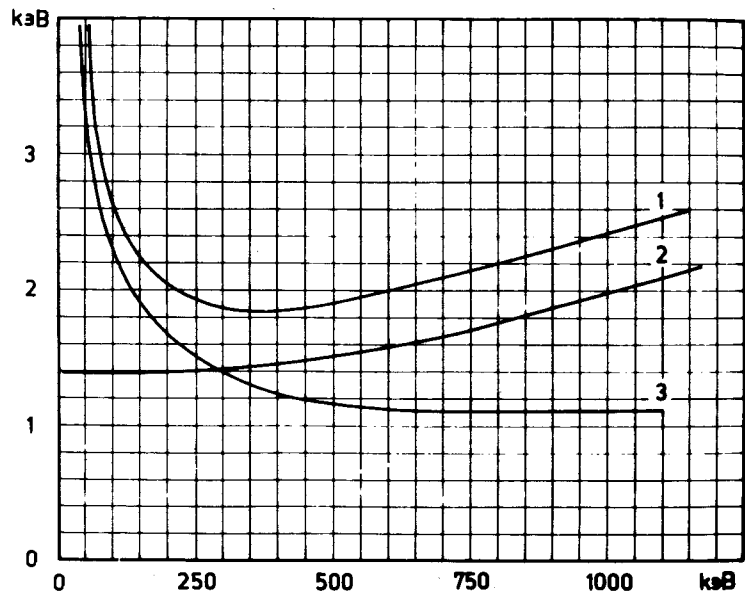


Рис. 17. Зависимость энергетического разрешения /1/ и сдвиг максимума спектральной линии /3/ при измерении спектра электронов конверсии с помощью $\text{Si}(\text{Al})$ - детектора и использовании майларовой пленки /0,90 мг/см²/ в качестве входного окна вакуумной камеры /1/ - рис. 13/. Кривая 2 - зависимость энергетического разрешения без майларового входного окна.

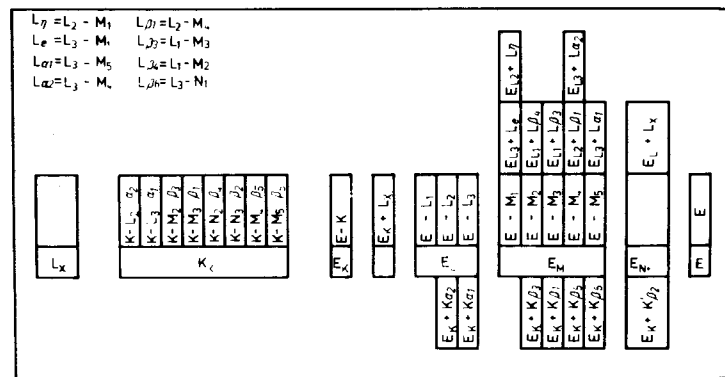


Рис. 18. Искажение аппаратного спектра за счет истинных совпадений K_x - и L_x - лучей с K , L , M и N - конверсионных электронов для перехода с энергией E . Прямоугольники средней полосы иллюстрируют энергетическое распределение излучений. Искажения интенсивностей электронов за счет совпадений с K_x - лучами иллюстрируют прямоугольники нижней полосы, с L_x - лучами - верхней полосы. В левом верхнем углу приведены обозначения Зигбана для L_x - лучей.

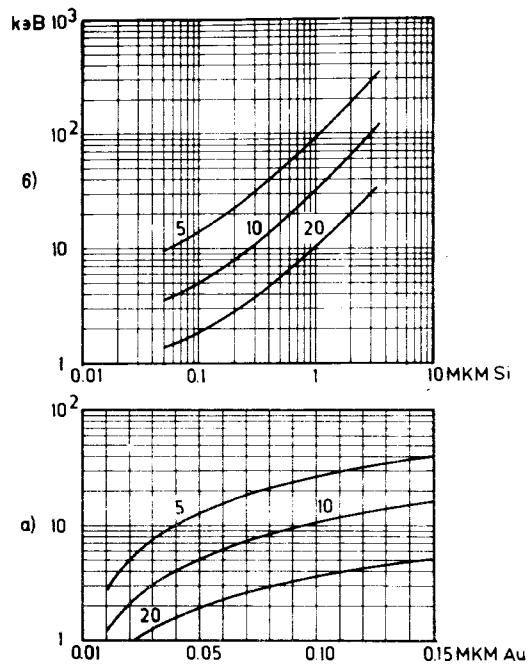


Рис. 19. Влияние толщины входного окна на энергетическое разрешение $Si(Au)$ - детектора $/S = 1 \text{ см}^2$; диаметр источника 5 мм; $E_\alpha = 5 \text{ МэВ}$: а - зависимость энергетического разрешения от величины входного окна Au /мкм/ в предположении отсутствия мертвого слоя Si ; б - зависимость энергетического разрешения от величины мертвого слоя Si /мкм/ в предположении, что величина входного окна Au равна 0,03 мкм. Цифрами на кривых обозначены расстояния источник - детектор /в мм/.

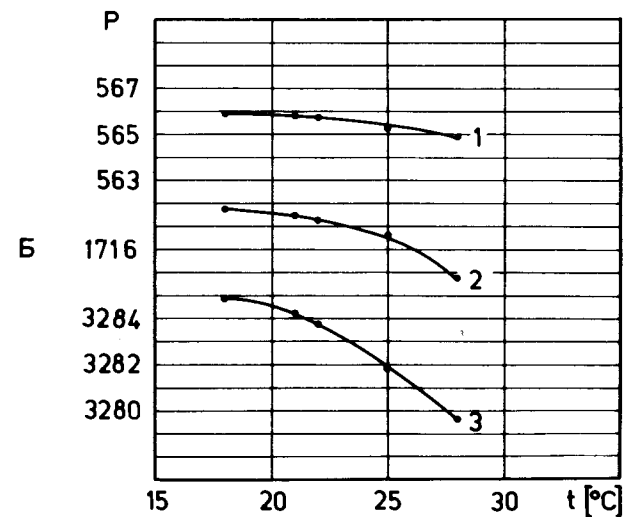
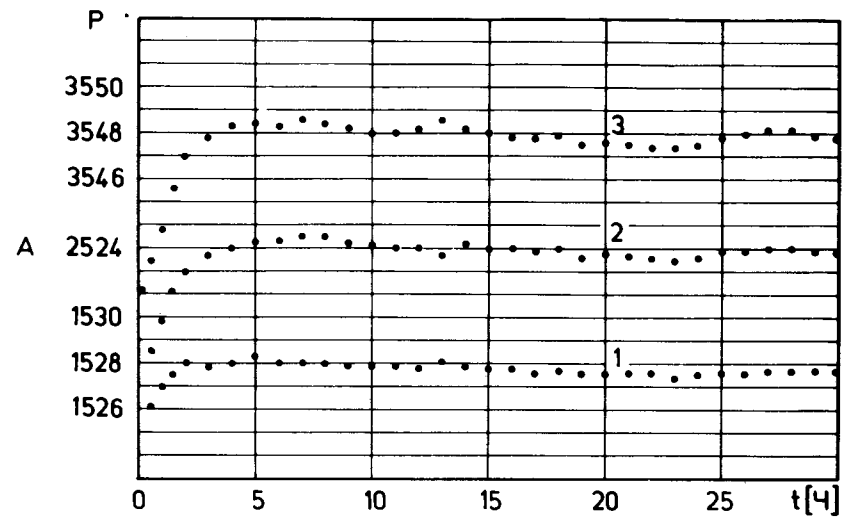


Рис. 20. Временная /А/ и температурная /Б/ стабильность спектрометра с $Ge(Li)$ - детектором и системы "TRIDAC-C": 1 - $E_\gamma = 122 \text{ кэВ}$ (^{57}Co); 2 - $E_\gamma = 661 \text{ кэВ}$ (^{137}Cs); 3 - $E_\gamma = 1332 \text{ кэВ}$ (^{60}Co). P - положение максимума спектральной линии.

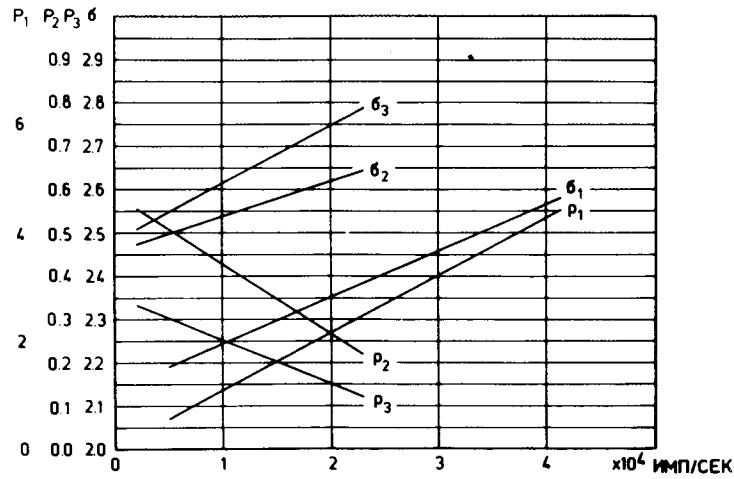


Рис. 21. Зависимость положения максимума ρ и σ спектральной линии для спектрометра с $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектором при $\tau = 2$ мкс от загрузки: 1 - $37 \text{ см}^3 + \text{ЛУ} - 2 + \text{TRIDAC-C}$; 2 - $1 \text{ см}^3 + \text{ЛУ} - 2 + \text{АИ-4096}$; 3 - $37 \text{ см}^3 + \text{ЛУ} - 3 + \text{АИ-4096}$; σ^2 - дисперсия нормального распределения.

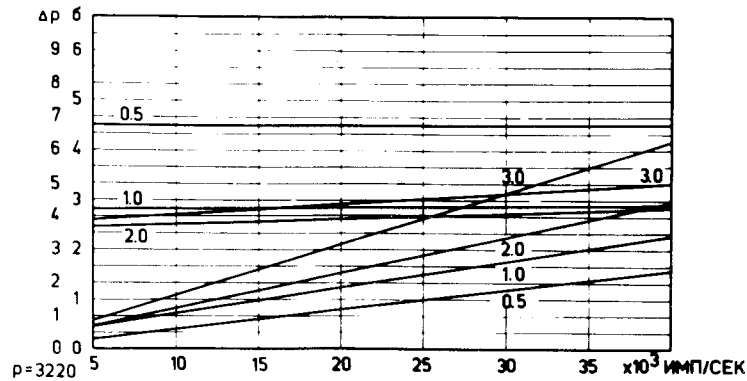


Рис. 22. Зависимость положения максимума ρ и σ спектральной линии для спектрометра с $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектором от загрузки при различных значениях τ /нижние 4 кривые - ρ , верхние - σ ; значения τ [мкс] приведены для каждой прямой: $\text{Ge}(\text{Li}) - 37 \text{ см}^3 + \text{ЛУ} ("ORTEC-450") + \text{TRIDAC-C}$.

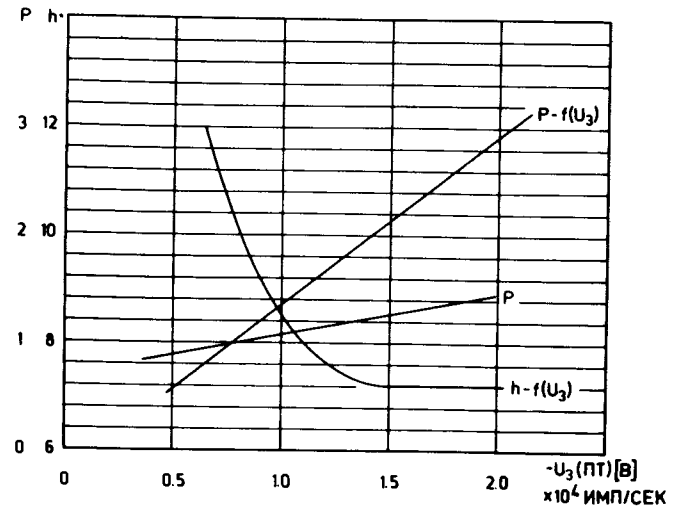


Рис. 23. Зависимость положения максимума ρ и полуширины h/h - в каналах/ спектральной линии для спектрометра с $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектором $/1 \text{ см}^3 /$ от напряжения на затворе ПТ $/\text{И}_3 /$ и загрузки спектрометра.

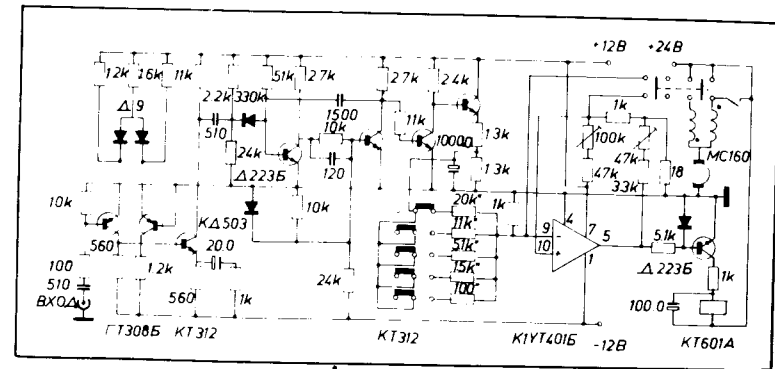


Рис. 24. Принципиальная схема электронного устройства, обеспечивающего постоянную загрузку гамма-спектрометра с ППД.

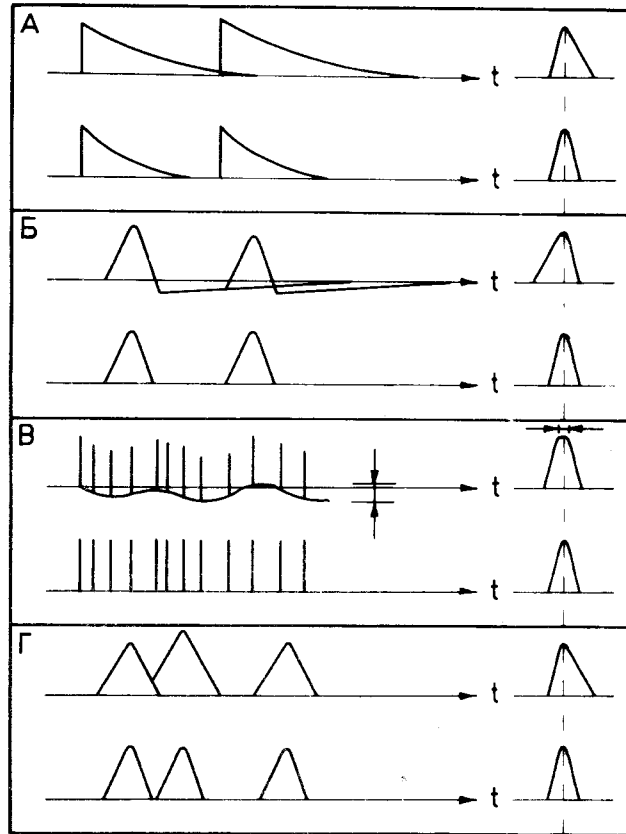


Рис. 25. Аппаратурные эффекты, приводящие к асимметрии спектральной линии и результаты их устранения: А - наложение импульсов на выходе ПУ; Б - компенсация полюса нулем; В - колебания базовой /нулевой/ линии; Г - наложение в ЛУ при заданном значении τ .

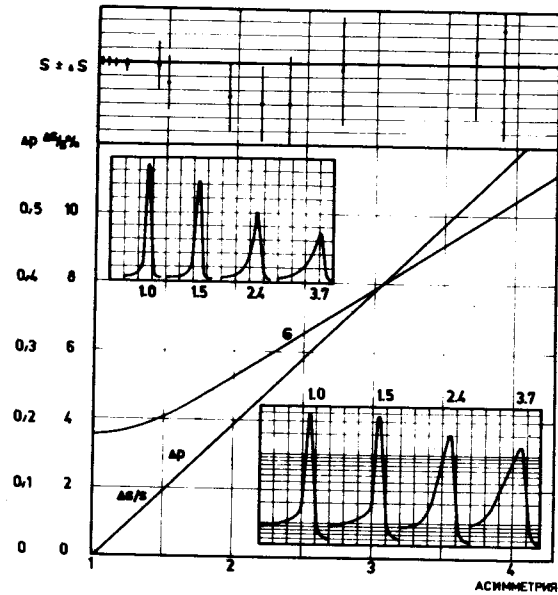


Рис. 26. Зависимость погрешности и достоверности определения площади и максимума пика от асимметрии при использовании программы "Каток" / $S = 10^5$ /.

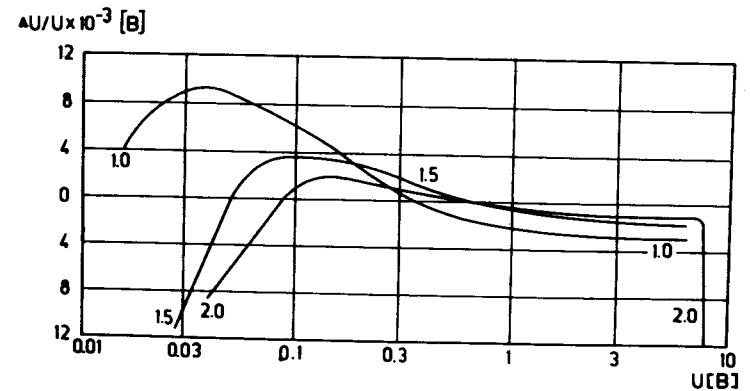


Рис. 27. Зависимость характеристики $\Delta U/U$ от U при различных значениях τ для преобразователя аналог-код с линейным промежуточным преобразованием во временной интервал.

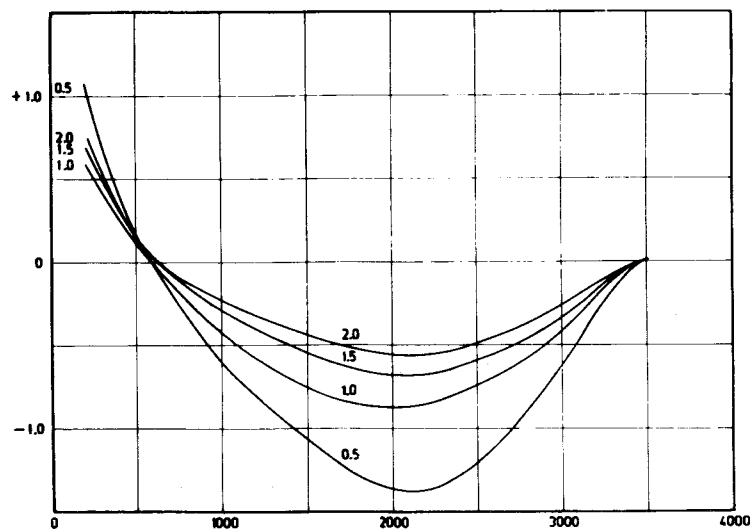


Рис. 28. Зависимость нелинейности спектрометра с Ge(Li)-детектором /1 см³/ от величины постоянной формирования τ .

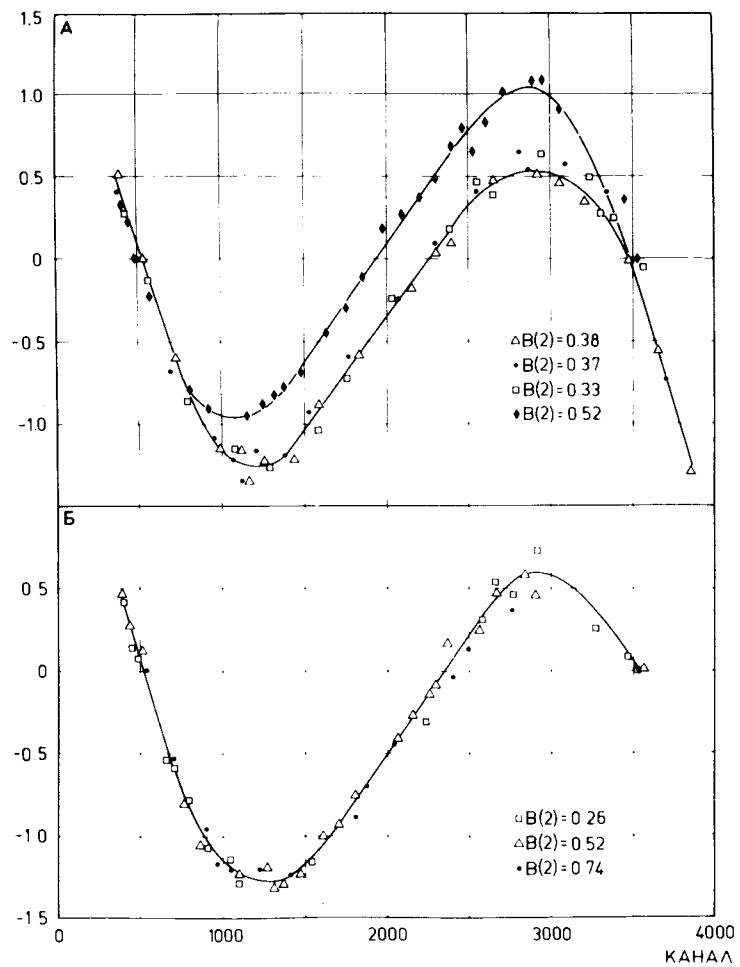


Рис. 29. Зависимость нелинейности спектрометра от коэффициента усиления в ЛУ /Ge(Li) - 1 см³ + ЛУ - 2 + TRIDAC - С /: А - коэффициент усиления изменяется в формирующем усилителе; Б - коэффициент усиления изменяется с помощью частотно-независимого аттенюатора. $B(2)$ - кэВ/канал.

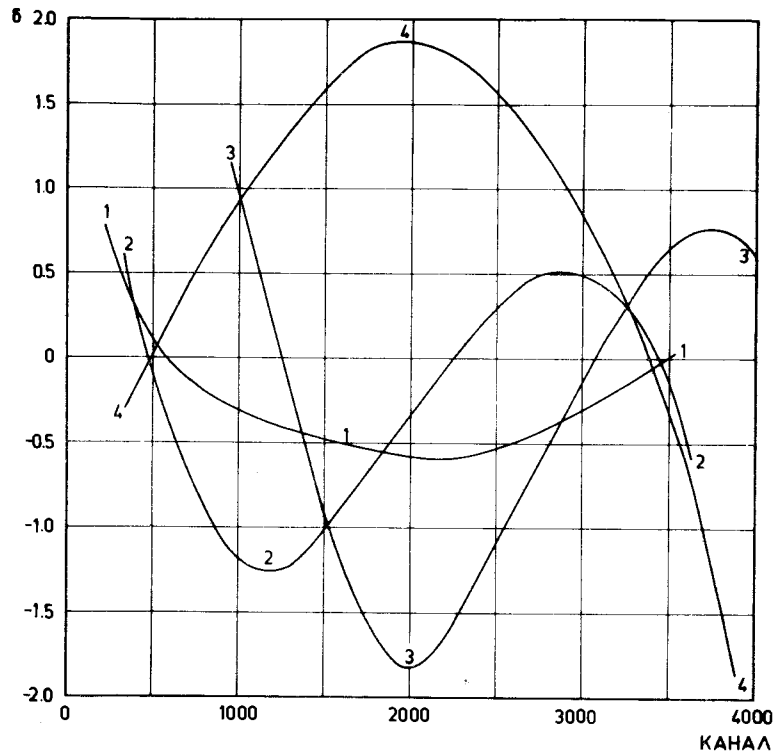


Рис. 30. Нелинейности спектрометров с ППД /1 - рис.20/:
 1 - $1 \text{ см}^3 \text{ Ge(Li)} + \text{ЛУ ORTEC-450} + \text{TRIDAC-C}$; 2 - $1 \text{ см}^3 \text{ Ge(Li)} + \text{ЛУ - 2} + \text{TRIDAC-C}$; 3 - $1 \text{ см}^3 \text{ Ge(Li)} + \text{ЛУ - 3} + \text{АИ-4096}$; 4 - $1 \text{ см}^3 \text{ Ge(Li)} + \text{ЛУ - 3} + \text{TRIDAC-C}$.

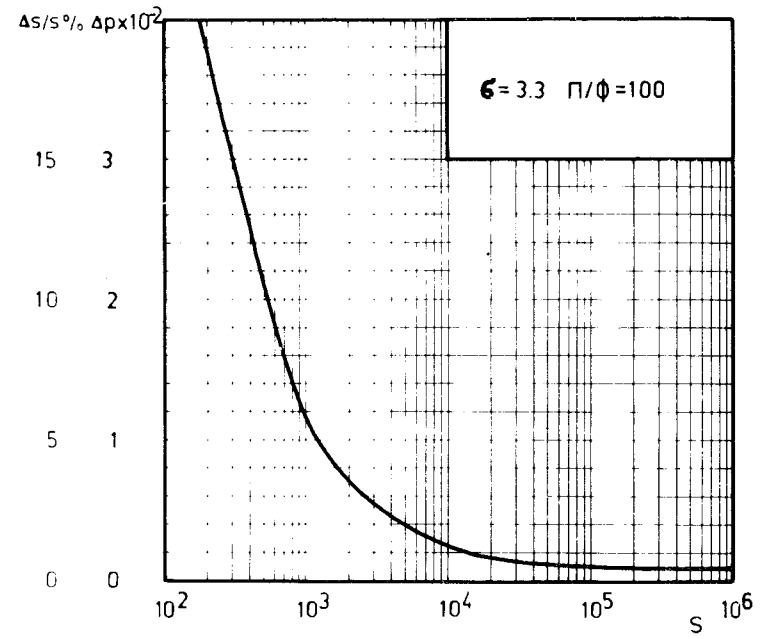


Рис. 31. Зависимость погрешности определения площади $\Delta S/S$ и положения максимума пика p от S при использовании программы "Каток" / $\sigma = 3,3$; $\Pi/\Phi = 100$ /.

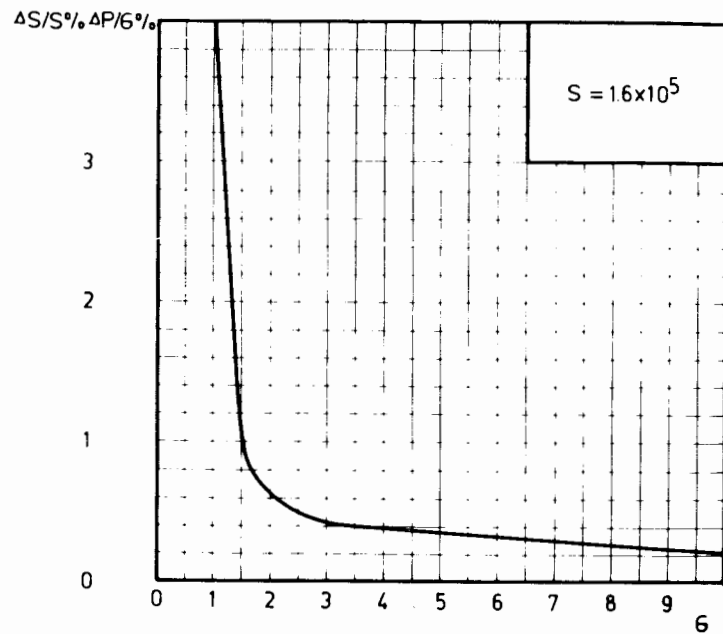


Рис. 32. Зависимость погрешности определения площади $\Delta S/S$ и положения максимума пика ρ от σ при использовании программы "Кажок" $/S = 1,6 \cdot 10^5 /$.

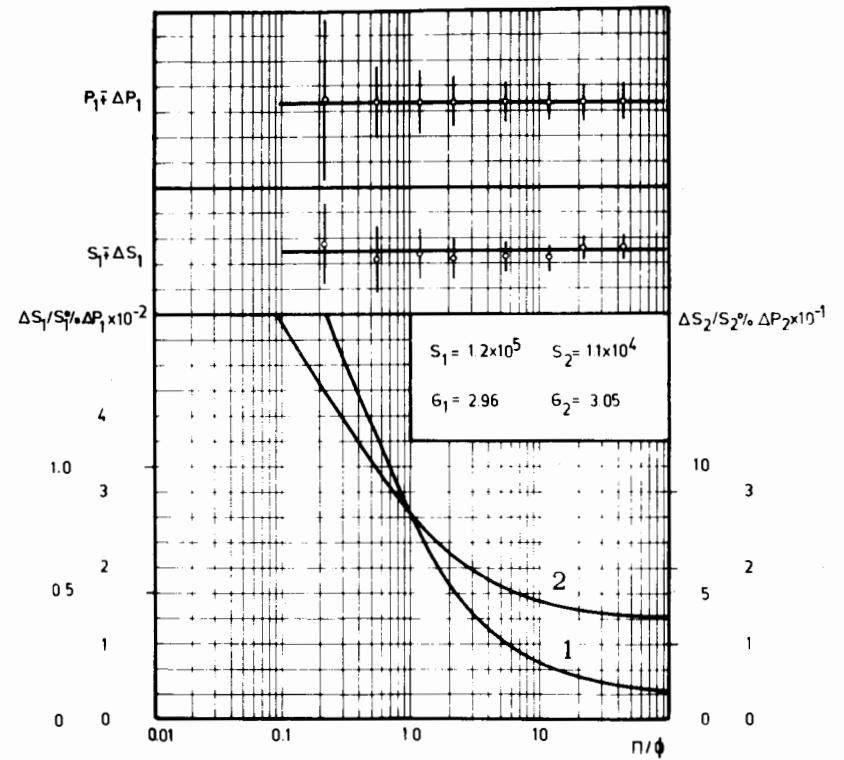


Рис. 33. Погрешность и достоверность определения площади и положения максимума пика от отношения амплитуды пик/фон π/ϕ при использовании программы "Кажок".

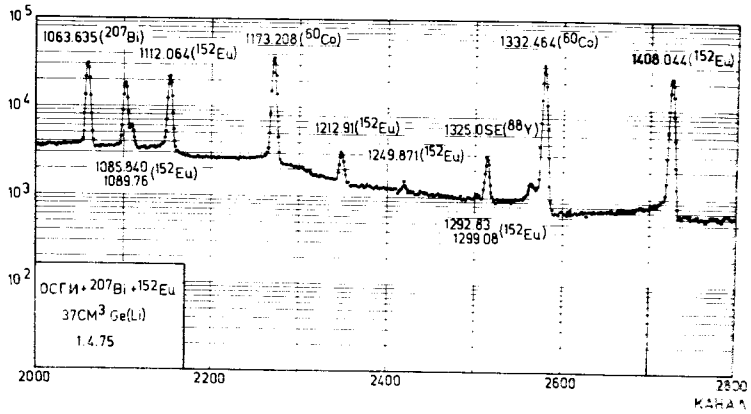


Рис. 34. Фрагмент спектра γ -лучей, измеренный с помощью Ge(Li) -детектора /37 см³/ - результаты обработки спектральных линий с помощью различных программ приведены в табл. 2.

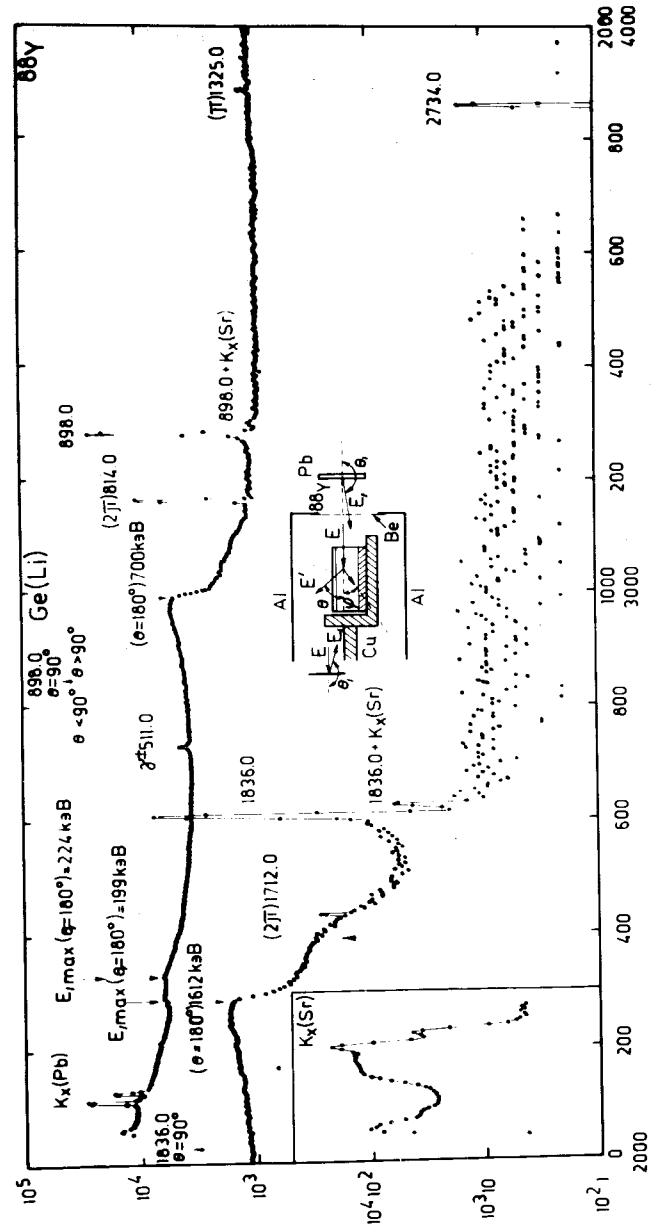


Рис. 35. Спектр γ -лучей ^{88}Y , измеренный с помощью Ge(Li) -детектора /1 см³/ /источник нанесен на свинцовую подложку толщиной 1 мм/.

Литература

1. Ц. Вылов, И.Н. Егошин и др. Препринт ОИЯИ, Р6-9071, Дубна, 1975.
2. Ш. Дейвиссон. В кн. "Альфа-, бета-, и гамма-спектроскопия", под ред. К. Зигбана, т. 1, стр. 58, Атомиздат, 1969.
3. R.G. Helmer, R.J. Gehrke and R.G. Greenwood. *Nucl. Instr. and Meth.*, 123, 51 (1975).
4. H. Inoue, Y. Yoshizawa and T. Morri. *Phys. Soc. of Japan*, v. 34, 3, 1473 (1973).
5. Ц. Вылов, В. Гаджоков, Д. Енчев, М. Мишева, Г. Тумбев. Доклады Болгарской АН, т. 21, 3 /1968/ 219.
6. Г. Кноп, В. Пауль. В кн. "Альфа-, бета-, и гамма-спектроскопия", под ред. К. Зигбана, т. 1, стр. 25, Атомиздат, 1969.
7. А. Штремих, Х. Осермаг, Б. Гонсиор. Изв. АН СССР, сер. физ., 36, 2239 /1972/.
8. Waldsdumidt, Witting. *Nucl. Instr. and Meth.*, 64, 189 (1968).
9. А.М. Гейделман, П.С. Салашенков, П.И. Федотов, Ю.В. Хальнев. "Прикладная ядерная спектроскопия", под ред. В.Г. Недовесова, Атомиздат, 1974, стр. 26.
10. В.М. Вахтель, Н.А. Головков и др. Программа и тезисы 25 совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Наука", 1973, Ленинград, стр. 156.
11. I. Ahmad and F. Wagner. *Nucl. Instr. and Meth.*, 116, 465 (1974).
12. Прикладная спектроскопия с полупроводниковыми детекторами. Атомиздат, 1974.
13. Э.К. Степанов, С.А. Стоянова, Н.В. Тюшков. ПТЭ, 1, 44 /1974/.
14. Б.М. Головин, Л.А. Пермякова. ОИЯИ, 13-7238, Дубна, 1973.
15. E. Rotondi, K.W. Geiger. *Nucl. Instr. and Meth.*, v. 40, 2, 192 (1966).
16. В. Гаджоков. ПТЭ, 5, 82 /1970/.
17. R.L. Heath. "Radioactivity in Nuclear Spectroscopy", ed. J.H. Hamilton and J.C. Manthirithie, v. 1, p. 21, Gordon and Breach. Science publishers, New York, London, Paris, 1972.
18. O.P. Donnelly, M.L. Wiedenbeck. *Nucl. Instr. and Meth.*, 64, 26 (1968).
19. Н.Г. Ключин, С.И. Орманджиев. Сообщение ОИЯИ, 13-8629, Дубна, 1975.
20. C.M. Lederer. "Radioactivity in Nuclear Spectroscopy", ed. J.H. Hamilton and J.C. Manthuruthie, v. 1, p. 73,

- Gordon and Breach Science publishers. New York, London, Paris, 1972.
21. Ц. Вылов, Л.А. Вылова, Н.А. Головков и др. Препринт ОИЯИ, Р6-9173, Дубна, 1975.
 22. В.С. Александров, Ц. Вылов, Т.М. Муминов и др. Сообщение ОИЯИ, 13-7306, Дубна, 1970.
 23. В. Гаджоков. ОИЯИ, 10-5255, Дубна, 1970.
 24. Л.А. Вылова, М. Потемпа и др. Сообщение ОИЯИ, Р10-7061, Дубна, 1973.
 25. Е. Береги, Ц. Вылов, Й. Крацикова и др. Сообщение ОИЯИ, Р13-6830, Дубна, 1972.
 26. W. Beer and J. Kern. *Nucl. Instr. and Meth.*, 117, 183 (1974).
 27. TRIDAC-C. *Specifications and Operation*, OIntertechnique, 1971.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 июля 1975 года.