

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА**

**ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
КАФЕДРА ФИЗИКИ АТОМНОГО ЯДРА И КВАНТОВОЙ
ТЕОРИИ СТОЛКНОВЕНИЙ**

Д.О. Еременко, К.А. Кузаков, С.Ю. Платонов,
А.В. Сомиков

**ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 31
«СПЕКТРОМЕТР ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ С
ДЕТЕКТОРОМ ИЗ СВЕРХЧИСТОГО
ГЕРМАНИЯ»**

Учебное пособие

Москва, 2018

УДК 539.1

Лабораторная работа № 31. Спектрометр гамма-излучения с детектором из сверхчистого германия. – М.: Физический Факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 2018, 35 с.

Пособие представляет собой описание лабораторной работы, выполняемой студентами Отделения ядерной физики физического факультета МГУ в рамках Специального ядерного практикума, Часть 2.

Рецензенты:

доктор физ.-мат. наук С.А. Гончаров
кандидат физ.-мат. наук О.В. Фотина

Печатается по решению Ученого совета физического факультета

© Физический факультет МГУ
им. М.В. Ломоносова, 2018г.
© Коллектив авторов, 2018 г.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 31

СПЕКТРОМЕТР ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ С ДЕТЕКТОРОМ ИЗ СВЕРХЧИСТОГО ГЕРМАНИЯ

1. Введение

Экспериментальное исследование энергетического спектра γ -излучения, возникающего при распаде возбужденных состояний ядра, является одним из основных методов изучения структуры атомных ядер. **Гамма-спектрометрия** широко применяется и при решении многих других, в том числе, прикладных задач, где используются ядерно-физические методы исследований. Например, при проведении элементного анализа в физике твердого тела, химии, геологии и т.д.

Действие **детекторов ядерных излучений** основано на взаимодействии γ -квантов с веществом. В ядерной физике к настоящему времени разработан большой арсенал приборов, служащих для измерения спектров γ -излучения. Среди них необходимо упомянуть **сцинтилляционные спектрометры**, которые имеют, как правило, высокую эффективность регистрации γ -квантов (до 100 %), но низкое энергетическое разрешение (> 10 %), а также **кристалл-дифракционные спектрометры**, имеющие, наоборот, высокое разрешение (~ 0.01 %) при низкой светосиле ($\sim 0.1 \div 10^3$ %). Наибольшей универсальностью обладают γ -спектрометры с **полупроводниковыми детекторами**, использующими в качестве рабочего вещества германий. Они имеют высокую разрешающую способность по энергии при хорошей эффективности регистрации. Данная лабораторная работа посвящена знакомству с современной, широко распространенной ядерно-физической методикой гамма-спектроскопии на примере спектрометра γ -излучения с детектором из сверхчистого германия (HPGe-детектора).

2. Спектры и амплитудные распределения

Под γ -спектром подразумевается распределение γ -квантов по энергии, а измерение энергетического спектра – это восстановление функции плотности распределения $P_E(E)$ по результатам обработки экспериментальных данных (E – энергия излучения).

В нашем случае эти данные получают с помощью γ -спектрометра,

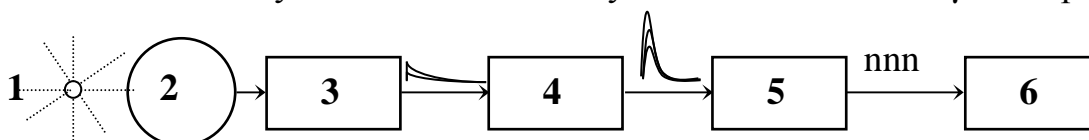


Рис. 1. Блок-схема спектрометра

1 – источник γ -излучения, 2 – детектор γ -излучения из сверхчистого германия (HPGe-детектор), 3 – предварительный усилитель (предусилитель), 4 – основной усилитель, 5 – амплитудно-цифровой преобразователь (АЦП), 6 – компьютер.

блок-схема которого представлена на Рисунке 1. Его основу составляет HPGe-детектор. На выходе детектора возникают электрические заряды, величина которых пропорциональна энергии, **оставленной γ -квантом в рабочем веществе детектора**. Для преобразования величины заряда в напряжение с амплитудой, пропорциональной этой величине, используется **предварительный усилитель**, а для формирования электрических сигналов по длительности и подавления шумов – **основной усилитель**.

По амплитудному распределению электрических сигналов на выходе усилительного тракта $P_a(u)$, где u – амплитуда сигнала, судят о спектре регистрируемых ядерных излучений.

Амплитудные распределения регистрируются и обрабатываются с помощью цифровой электронной техники, в частности, компьютеров. Исследуемый диапазон амплитуд разбивается на конечное число интервалов, обычно равных, каждому из которых присваивается свой порядковый номер. Эти интервалы принято называть **каналами**. Преобразование аналоговых сигналов на выходе основного усилителя в цифровые коды, с которыми может работать компьютер, осуществляется **амплитудно-цифровым преобразователем** (АЦП). АЦП измеряет амплитуду каждого электрического импульса и определяет соответствующий ей номер канала. В компьютере суммируется число импульсов в каждом канале. Таким образом, непрерывное амплитудное распределение $P_a(u)$ представляется в виде дискретного распределения $C_n(n)$, где n – номер канала, а C_n – число отсчетов в этом канале. Другими словами, распределение представляется гистограммой (Рис. 2). Такой метод регистрации амплитудного распределения получил название «**многоканальный амплитудный анализ**».

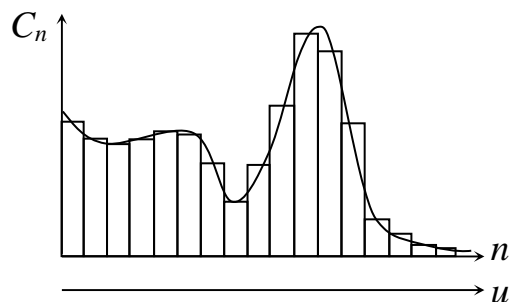


Рис. 2. Гистограмма амплитудного распределения.

Как правило, спектры γ -квантов имеют дискретный характер (**линейчатые спектры**). Однако, при регистрации амплитудного распределения, как сам детектор, так и электронная аппаратура, применяемая для последующей передачи его сигналов, вносят свои искажения (**шум**). На Рисунке 3а показано распределение, состоящее из одной спектральной линии, а на Рисунке 3б – соответствующее ему распределение амплитуд на выходе спектрометра. Во многих случаях такое распределение описывается функцией Гаусса. **Полная ширина пика этой функции на половине высоты (ПШПВ)** является одной из важнейших характеристик спектрометра (англ. *fwhm* – *Full Width at Half Maximum*). ПШПВ, выраженная в энергетических единицах, например, в кэВ, называется **энергетическим разрешением спектрометра**.

Энергетическое разрешение определяет, насколько близко могут находиться в спектре две линии регистрируемого излучения, которые спектрометр позволяет идентифицировать как разные. На Рисунке 3в пока-

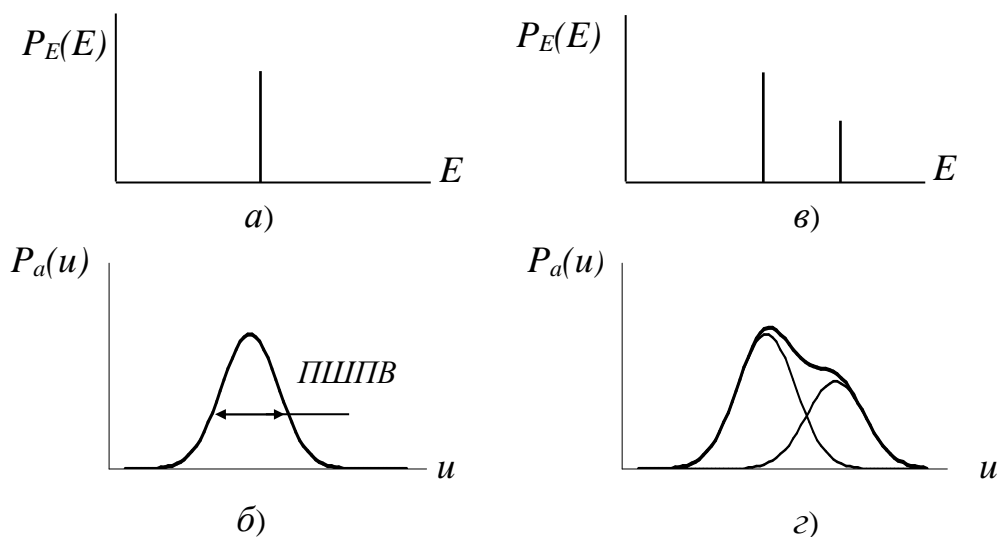


Рис.3. Энергетический спектр и амплитудное распределение: а) мономатический спектр (синглет), б) амплитудное распределение одиночной линии, в) две близкие линии (дублет), г) амплитудное распределение дублета.

зан случай двух близко расположенных линий. Как видно из Рисунка 3г, пики амплитудного распределения в этом случае частично перекрываются и идентификация линий по ним затруднена, а иногда и просто невозможна. В некоторых случаях, используя соответствующий математический аппарат, такие плохо разрешенные линии можно, в принципе, разделить.

В действительности, распределение амплитуд на выходе спектрометра описывается гораздо более сложной функциональной зависимостью. Эта зависимость называется **функцией отклика**. Ее характеристики определяются типом детектора, видом регистрируемого излучения и техническими данными измерительной аппаратуры.

Обычно соответствие между амплитудой электрического сигнала и энергией излучения устанавливается путем измерения и обработки спектра с известными параметрами. Установление такого соответствия называется **градуировкой**. В дальнейшем зависимость $E=F(u)$, где E – энергия регистрируемого излучения, u – амплитуда электрического импульса, будем называть градуировочной функцией или **градуировочной кривой**.

3. Полупроводниковый детектор

3.1. Принцип действия и конструкция детектора

Основное отличие детекторов γ -излучения от детекторов заряженных частиц состоит в том, что заряженная частица, попавшая в чувствительный объем детектора, регистрируется как правило с вероятностью, равной еди-

нице, тогда как вероятность регистрации γ -квантов значительно меньше единицы. Эта вероятность существенно зависит от атомного номера рабочего вещества детектора и от объема (толщины) чувствительной области.

Детектор γ -излучения из сверхчистого германия (HPGe-детектор) представляет собой полупроводниковый диод с p-n переходом, изготовленный, для увеличения объема чувствительной области, в **коаксиальной (цилиндрической) геометрии**. Коаксиальная геометрия детектора позволяет значительно повысить эффективность регистрации γ -квантов по сравнению с детектором в **планарной (плоскостной) геометрии**.

Кроме величины объема рабочей области детектора эффективность регистрации γ -квантов сильно зависит от материала, из которого изготовлен детектор. Наиболее распространенными материалами, из которых изготавливаются полупроводниковые детекторы, в настоящее время являются кремний и германий. Для регистрации γ -квантов обычно используются **детекторы из германия**.

Выбор германия в качестве исходного материала для детектора, несмотря на большие трудности в изготовлении, связан с тем, что сечение взаимодействия γ -квантов сильно зависит от атомного номера вещества Z . Особенно сильно зависит от Z сечение фотоэффекта ($\sigma_{\text{ф}} \sim Z^5$), сечение же комптон-эффекта пропорционально Z , а сечение процесса образования электрон-позитронных пар – Z^2 . Большое значение Z у германия ($Z(\text{Ge}) = 32$, а $Z(\text{Si}) = 14$) и определяет выбор этого материала, поскольку обеспечивает более высокую эффективность регистрации γ -квантов детектором.

Технология изготовления HPGe-детекторов в планарной геометрии состоит в следующем. Из монокристалла сверхчистого германия p -типа (германий, легированный галлием), с концентрацией примесей не превышающей $\sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$ вырезается необходимая заготовка, поверхности которой шлифуются и травятся в смеси плавиковой и азотной кислот. На одной из сторон заготовки, которая будет тыльной стороной детектора, создается омический контакт. Это достигается легированием исходного материала ионами бора с энергией $\sim 10 \text{ кэВ}$, в результате чего в приповерхностной области образуется слой $p^+ \text{-Ge}$ с низким удельным сопротивлением. На этот слой либо напыляют в вакууме золото, либо осаждают никель из раствора и припаивают тонкий электрод. На лицевую сторону заготовки напыляют в вакууме металлический литий и проводят его диффузию при температуре $\sim 300 \text{ }^\circ\text{C}$ в течение ~ 10 мин. В результате диффузии лития на глубину $\leq 1 \text{ мкм}$ образуется p - n переход. Затем на эту сторону заготовки напыляют слой золота и припаивают тонкий электрод. Схематическая структура подобного планарного детектора показана на Рис. 4. Подавая на p - n переход обратное смещение, добиваются расширения области, обедненной свободными **равновесными носителями заряда** (рабочего объема детектора), практически на всю толщину заготовки [1].

Технология изготовления HPGe-детекторов в коаксиальной геометрии практически аналогична. В этом случае в цилиндрической исходной заготовке монокристалла сверхчистого германия высверливается небольшая часть внутренности, на поверхности которой и создается *p-Ge* слой. На боковую поверхность напыляют металлический литий, образующий *n-Ge* слой. Рабочим объемом детектора при этом служит весь цилиндр.

Подобные конструкции детектора позволяют регистрировать воз-

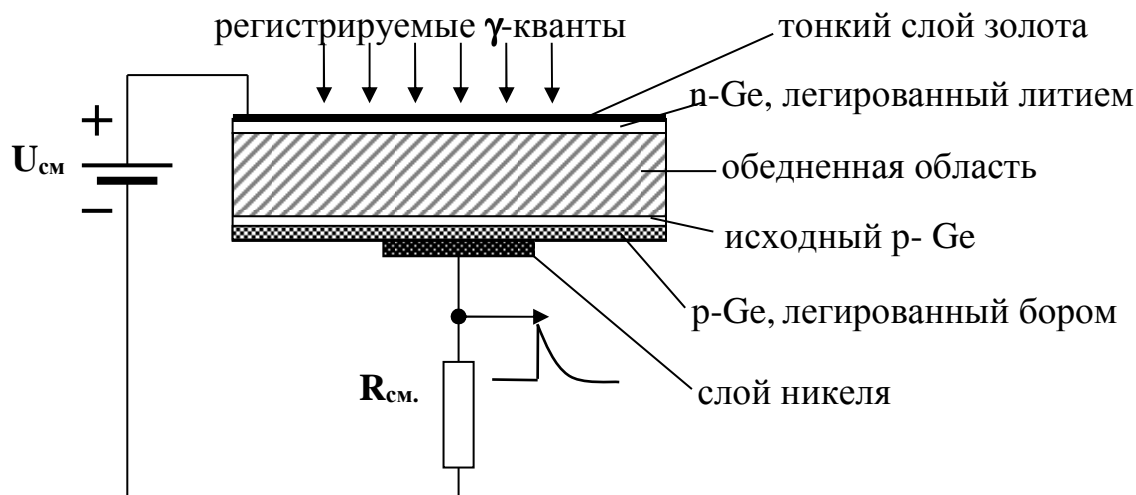


Рис. 4. Структура HPGe-детектора

никновение так называемых *неравновесных носителей заряда* (электрон-дырка), образующихся в обедненной области при прохождении через нее ионизирующего излучения. Если в этой области выделяется энергия E , то образуется E/ω пар носителей заряда, где ω – энергия, требуемая для образования одной пары свободных носителей заряда (для германия эта величина равна 2,8 эВ). Для того чтобы весь заряд можно было зарегистрировать, необходимо, чтобы время собирания образованных неравновесных носителей в приложенном к *p-n* переходу электрическом поле (напряжение смещения) было значительно меньше, чем время жизни неравновесных носителей заряда. В связи с этим напряжение смещения выбирается довольно высоким (>1000 В).

Электронно-дырочные пары движутся под действием электрического поля, что эквивалентно импульсу тока, протекающему через емкость *p-n* перехода. В результате на этой емкости образуется заряд, величина которого пропорциональна энергии, поглощенной детектором. Затем заряд высвобождается током через сопротивление нагрузки $R_{см}$.

Детекторы на основе сверхчистого германия характеризуются низким значением обратного тока и высоким энергетическим разрешением.

В отличие от полупроводниковых детекторов из кремния германиевые детекторы необходимо эксплуатировать при низкой температуре. Это связано с тем, что ширина запрещенной зоны E_g германия заметно меньше,

чем у кремния (0,66 эВ у германия и 1,09 эВ у кремния). В связи с этим вероятность тепловой генерации неосновных носителей заряда ($\sim e^{-E_g/(kT)}$) у германия существенно выше, и при комнатной температуре токи утечки

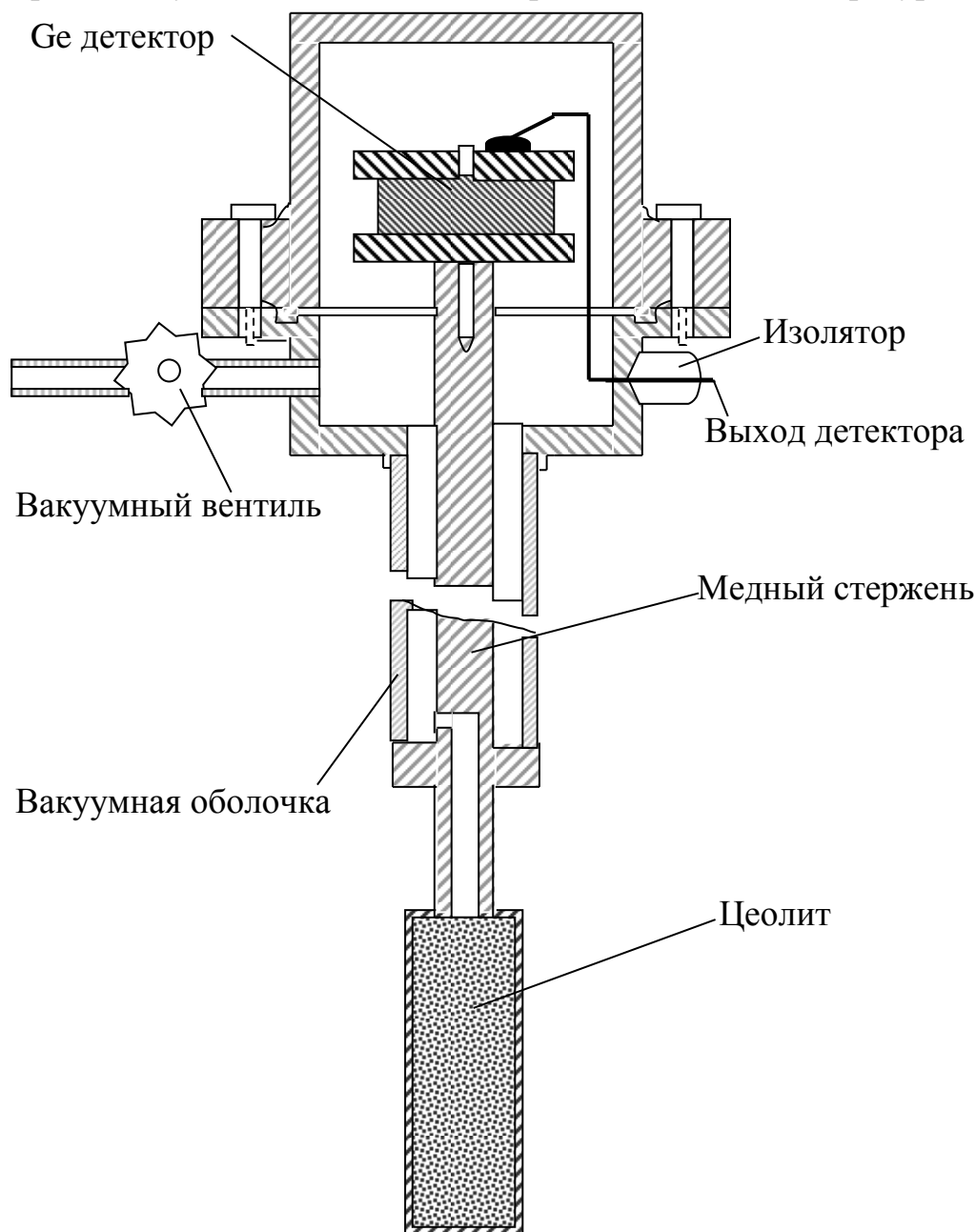


Рис. 5. HPGe-детектор в криостате
недопустимо велики.

Одним из существенных преимуществ HPGe-детекторов перед аналогичными *диффузионно-дрейфовыми Ge(Li) детекторами* является возможность хранения их при комнатной температуре в период между измерениями, хотя при работе они также должны быть охлаждены до температуры жидкого азота – 77° К (**подавать напряжение смещения на неохлажденный детектор нельзя!**). Ge(Li) детекторы обладают столь же

высоким энергетическим разрешением, что и HPGe-детекторы, однако должны постоянно находиться в криостате с жидким азотом – даже кратковременное повышение температуры Ge(Li) детектора до комнатной, вызванное, например, несвоевременной заправкой криостата жидким азотом, выводит детектор из строя.

На Рис. 5 схематично показано устройство HPGe-детектора. Непосредственно сам детектор крепится на медном стержне, другой конец которого помещен в сосуд Дьюара с жидким азотом. Вакуум в системе обеспечивается сорбционным насосом. Сорбент (цеолит), охлаждаемый жидким азотом, позволяет поддерживать вакуум в криостате в течение длительного времени.

3.2. Функция отклика детектора

Функция отклика – одна из важнейших характеристик любого спектрометра. В рассматриваемом случае это есть функция, которая описывает амплитудное распределение электрических импульсов на выходе детектора для монохроматического γ -излучения, падающего на детектор.

В полупроводниковых детекторах регистрация γ -излучения осуществляется по **вторичным заряженным частицам** (электронам), которые образуются при взаимодействии γ -квантов с рабочим веществом детекторов.

Наличие трех процессов взаимодействия γ -квантов (и рентгеновского излучения) с веществом (**фотоэффект** на атомарных связанных электронах, **комptonовское рассеяние** на свободных электронах и **образование электрон-позитронных пар** в поле ядра или электрона) приводит к тому, что амплитудное распределение, соответствующее монохроматическому γ -излучению, довольно сложно. Вероятность взаимодействия γ -квантов с атомными ядрами, приводящего к так называемым **фотоядерным реакциям**, существенно меньше вероятности трех вышеупомянутых процессов и должна приниматься во внимание лишь при рассмотрении некоторых специальных вопросов

Фотоэффект представляет собой процесс взаимодействия γ -кванта со связанным электроном атома, при котором электрону передается практически вся энергия γ -кванта – $E_e = E_\gamma - E_{св}$, где $E_{св}$ – энергия связи электрона. Фотоэффект возможен только на связанном электроне, поскольку часть импульса γ -кванта передается атому в целом. Фотоэффект на свободном электроном несовместим с законами сохранения энергии и импульса (см., например, [1]). В области энергий γ -квантов: $E_{св}^K < E_\gamma \leq m_e c^2$ сечение фотоэффекта характеризуется **сильной зависимостью от энергии γ -кванта и от атомного номера – Z вещества**: $\sigma_{фэ}^K \sim Z^5 \backslash E_\gamma^{3,5}$ при $E_\gamma \leq m_e c^2$. При больших энергиях зависимость от энергии γ -кванта слабее: $\sigma_{фэ}^K \sim Z^5 \backslash E_\gamma$.

При фотоэффекте происходит полное поглощение γ -кванта, так что моноэнергетическим γ -квантам соответствуют моноэнергетические фотоэлектроны. Фотоэффект в конечном счете дает в амплитудном распределении пик, положение максимума которого соответствует энергии γ -квантов. Ширина пика (*ПШПВ*) определяется шумами аппаратуры и флуктуациями числа пар образующихся носителей заряда. (В связи с этим, обращаем внимание на то, что *энергетическое разрешение* зависит от энергии излучения $\sim \sqrt{E_\gamma}$.)

Комптон-эффектом называется рассеяния γ -кванта на свободном электроне. Поскольку электроны рабочего вещества детектора входят в состав соответствующих атомов, то необходимым условием реализации комптоновского рассеяния является существенное превышение энергии γ -кванта над энергией связи электрона в атоме - $E_\gamma \gg E_{св}$. Рассеяние γ -кванта на электроне приводит к изменению энергии и импульса первичного кванта и передаче части его энергии электрону. При $E_\gamma \gg m_e c^2$ сечение комптоновского рассеяния на одном свободном электроне *медленно уменьшается с увеличением энергии γ -кванта*: $\sim 1/E_\gamma$. Сечение же Комптон-эффекта, рассчитанное на весь атом, должно быть в Z раз больше сечения, рассчитанного на один электрон: $\sigma_{компт.}^{атом} \sim Z/E_\gamma$.

На основании законов сохранения энергии и импульса можно получить зависимость энергии рассеянного электрона от энергии первичного γ -кванта - E_γ и угла рассеяния - θ (см., например, [1]): $E_e = E_\gamma / (1 + m_e c^2 / E_\gamma (1 - \cos \theta))$. Из данного соотношения вытекает важное следствие: моноэнергетическим γ -квантам, испытывающим в рабочем веществе детектора комптоновское рассеяние, соответствует непрерывный спектр энергий электронов отдачи (от 0 до E_{max} , где $E_{max} = E_\gamma / (1 + m_e c^2 / 2E_\gamma)$). Величина E_{max} в зависимости от E_γ принимает значение на $150 \div 250$ кэВ меньше E_γ .

Таким образом, функция отклика для энергий регистрируемых γ -квантов - E_γ , меньших порога образования пар, состоит из плавного распределения (*комптоновская подложка*) и пика, часто называемого **фотопиком**. Соотношение интенсивностей между пиком и непрерывной частью определяется отношением эффективных сечений фотоэффекта к комптон-эффекту и зависит от энергии γ -кванта и чувствительного объема детектора.

Если энергия γ -кванта достаточно велика, становится возможным **процесс образования электрон-позитронных пар**. Исходя из законов сохранения энергии и импульса можно показать, что образование пары γ -квантом в вакууме невозможно: энергия и импульс обязательно должны распределяться между тремя частицами - электроном, позитроном и какой-либо третьей частицей. Рождение пар может происходить либо в поле ядра, либо в поле электрона. Если пара образуется в поле ядра, то энергия отдачи ядра оказывается весьма малой из-за того, что масса ядра много

больше массы электрона. Поэтому пороговая энергия γ -кванта, необходимая для образования пары, практически совпадает с удвоенной ($m_e = m_{e^+}$) энергией покоя электрона: $E_{\gamma}^{порог.} \approx 2m_e c^2 = 1,02$ МэВ. Если же образование пар происходит в поле электрона, то энергия отдачи электрона оказывается довольно существенной, и пороговое значение энергии γ -кванта в этом случае практически удваивается (см., например, [1]): $E_{\gamma}^{порог.} \approx 4m_e c^2 = 2,04$ МэВ. При малых энергиях γ -квантов, не намного превышающих порог рождения пары, сечение образования пар в кулоновском поле электрона почти в 10^3 раз меньше сечения их образования в поле ядра. Однако, при энергиях γ -квантов более 10 МэВ образование пар в поле электронов может составить вплоть до 10% от общего сечения образования пар, причем вклад этого процесса в случае легких элементов больше, а в случае тяжелых меньше, так как сечение образования электрон-позитронных пар в поле ядра пропорционально Z^2 . **Энергетическая зависимость сечения образования пар** характеризуется быстрым ростом, начиная с порогового значения - $E_{\gamma}^{порог.}$, который при больших энергиях γ -квантов замедляется, и сечение стремится к некоторому постоянному значению, различному для веществ с различным Z .

Каждая компонента пары – электрон и позитрон – почти равновероятно может иметь энергию от 0 до $E^{max}_e = E_{\gamma} - 2mc^2$. При этом другая компонента имеет, соответственно, такую энергию, которая обеспечивает значение суммарной энергии $E_{\gamma} - 2mc^2$. Образующийся позитрон в процессе замедления в веществе аннигилирует, причем процесс аннигиляции наиболее вероятен при малых энергиях позитрона. В результате аннигиляции замедлившегося позитрона рождаются два аннигиляционных γ -кванта, каждый с энергией: $mc^2 = 0,511$ МэВ, угол разлета которых близок к 180° .

Суммарное сечение взаимодействия γ -квантов с веществом равно сумме сечений всех трех процессов – фотоэффекта, Комптон-эффекта и процесса образования электрон-позитронных пар: $\sigma_{tot} = \sigma_{фэ} + \sigma_{компт} + \sigma_{пар}$. Причем все сечения должны быть рассчитаны на один атом рабочего вещества детектора. Поскольку каждое из слагаемых зависит и от энергии γ -кванта и от Z вещества, суммарное сечение также зависит от этих двух величин. В зависимости от энергии γ -квантов и рода рабочего вещества детектора относительные вклады всех трех процессов могут сильно меняться (см, подробнее [1]).

Исходя из всего вышесказанного, при энергиях γ -квантов, больших энергии порога образования электрон-позитронных пар (1022 кэВ), картина сильно усложняется, и, в общем случае, функция отклика дополнительно будет иметь **еще два пика**, наличие которых связано с **вылетом** из детектора одного или двух аннигиляционных γ -квантов (**пики однократного и двукратного вылета**). Эти кванты возникают в результате аннигиляции позитронов, образовавшихся при поглощении γ -излучения в детекторе. В амплитудном распределении им соответствуют два дополнительных пика.

Они находятся при меньших, чем **фотопик**, амплитудах на расстояниях, соответствующих энергиям $m_e c^2$ (E_γ -511 кэВ) и $2m_e c^2$ (E_γ -1022 кэВ) до фотопика. Если же оба аннигиляционных γ -кванта не вылетают (поглощаются в детекторе) их энергия добавляется в фотопик. Относительная интенсивность всех трех пиков зависит от энергии γ -квантов и от размеров детектора.

Таким образом, наблюдаемое амплитудное распределение для реального γ -спектра имеет достаточно сложный характер и состоит из плавной части с отдельными пиками. В большинстве методов обработки амплитудных распределений информацию о γ -спектре извлекают лишь из параметров пиков, а непрерывную составляющую считают «фоном» независимо от ее происхождения. (По этой причине часто, говоря о функции отклика, имеют в виду только пик без этого «фона», который, будучи определен в ближайших окрестностях пика, называют пьедесталом.)

В γ -спектроскопии пик, имеющий симметричную форму, чаще всего аппроксимируется функцией Гаусса:

$$\psi = Se^{-\frac{(u-u_0)^2}{2\sigma^2}},$$

где S – величина, пропорциональная интенсивности пика; u – амплитуда электрического сигнала; u_0 – значение амплитуды, при котором наблюдается максимум пика; σ – величина, характеризующая ширину пика (она связана с разрешающей способностью, см. ниже).

С увеличением рабочего объема детектора становится заметным **эффект многократного комптоновского рассеяния**, и возрастает вероятность полного поглощения энергии, принесенной γ -квантом, т.е. с увеличением размеров уменьшается относительная интенсивность плавной части распределения. В пределе, для очень большого детектора в амплитудном распределении будет лишь один пик – «пик полного поглощения» (напоминаем, что речь здесь идет о монохроматическом излучении).

Как уже было сказано, обработка спектров чаще всего ведется с использованием только фотопиков. Поэтому для характеристики γ -спектрометра важна зависимость «пиковой» эффективности от энергии. «Пиковая» означает, что нас интересуют лишь те случаи регистрации γ -квантов, которые дают вклад в фотопики. Пиковая эффективность сильно зависит от энергии γ -квантов и определяется как зависимостью сечений взаимодействия γ -излучения с веществом (фотоэффект, комптон-эффект, эффект образования пар), так и вкладом многократных процессов взаимодействия излучений с веществом кристалла. Зависимость эффективности может быть рассчитана методом Монте-Карло или, что делается чаще, измерена экспериментально по источникам γ -излучений с известными значениями общей активности и интенсивностей соответствующих линий γ -излучения.

3.3. Энергетическое разрешение γ -спектрометра с HPGe-детектором

Схема включения HPGe-детектора в спектрометрический тракт показана на Рис. 6. Во избежание потери величины электрического сигнала и для уменьшения влияния шумов и наводок предусилитель размещается в непосредственной близости к детектору. Более того, головной каскад предусилителя (полевой транзистор) размещен непосредственно на детекторе и вместе с ним охлаждается до температуры жидкого азота.

Эквивалентная схема системы детектор-предусилитель показана на Рис. 7. На ней учтены емкость $C_{вх}$ и входное сопротивление $R_{вх}$ предусилителя, которые, естественно, участвуют в формировании сигнала, так как включены параллельно $C_{дет}$ и $R_{см}$ ($C_{дет} + C_{вх} \sim 30 \div 50$ пФ).

Энергетическое разрешение (ПШПВ) зависит от процессов, происходящих как в самом детекторе, так и в электронном тракте и определяется тремя главными факторами:

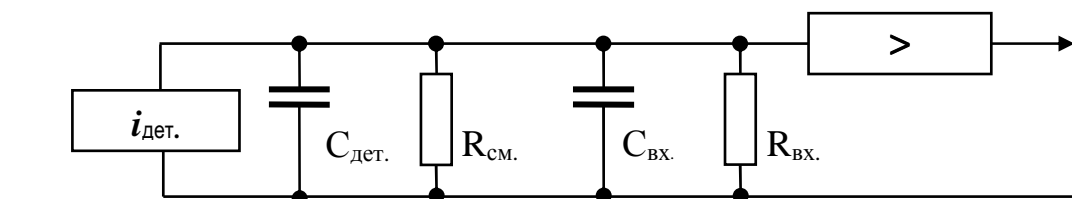


Рис. 7. Эквивалентная схема HPGe-детектора с предусилителем.

- 1) статистическими флуктуациями числа электронно-дырочных пар, образующихся регистрируемым ионизирующим излучением;
- 2) флуктуацией тока утечки детектора,
- 3) шумами предусилителя.

Обозначим:

Γ_{Σ} – ПШПВ (полная ширина пика на половине высоты);

Γ_n – составляющая ПШПВ, обусловленная статистическими флуктуациями числа пар носителей в детекторе;

Γ_i – составляющая ПШПВ, обусловленная шумами токов утечки детектора;

Γ_{ny} – составляющая ПШПВ, связанная с шумами предусилителя.

Тогда: $\Gamma_{\Sigma}^2 = \Gamma_n^2 + \Gamma_i^2 + \Gamma_{ny}^2$.

Современные HPGe-детекторы при температуре жидкого азота (77 К) имеют токи утечки менее 10^{-10} А. Это сравнимо с токами утечки входной

цепи предусилителя. Спектральный состав шумов, создающих Γ_i , близок к некоторым составляющим шумов предусилителя, поэтому обозначим:

$$\Gamma_{\Sigma}^2 = \Gamma_n^2 + \Gamma_{ш}^2, \quad \text{где} \quad \Gamma_{ш}^2 = \Gamma_i^2 + \Gamma_{ny}^2.$$

Как было показано Фано, для флуктуации числа пар свободных носителей заряда, образующихся под действием ионизирующего излучения, закон распределения не является пуассоновским. Для учета отклонения от закона Пуассона вводится величина F (**фактор Фано**), которая равна отношению реальной дисперсии числа пар носителей к дисперсии по Пуассону: $\sigma^2 = F \langle N \rangle$, где σ^2 – реальная дисперсия, а $\langle N \rangle$ – дисперсия по Пуассону (среднее число пар носителей, образуемых быстрой частицей в чувствительном объеме детектора).

Так как $\langle N \rangle = E/\omega$ где E – энергия, потерянная частицей в детекторе, а ω – энергия, расходуемая на образование одной пары свободных носителей заряда (в германии – 2,8 эВ), то, считая форму пика гауссовой, для $\Gamma_{дет}$ можно записать [1]: $\Gamma_{дет} = (8 \ln 2 \cdot \omega F E)^{1/2} \approx 2.36 \sqrt{\omega F E}$. Эта формула дает возможность оценить **предельное энергетическое разрешение** детектора (фактор Фано для германия равен примерно 0,1).

На диаграмме Рис. 8 показана типичная зависимость разрешения HPGe-детектора от рабочего напряжения, подаваемого на детектор, для γ -излучения различной энергии. Подъем кривых в области малых напряжений объясняется увеличением емкости детектора, а в области больших напряжений – ростом токов утечки.

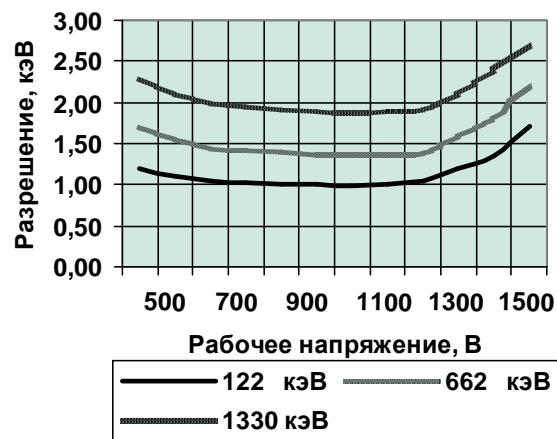


Рис.8. Зависимость разрешения HPGe-детектора от рабочего напряжения

4. Основные характеристики γ -спектрометра с HPGe-детектором

4.1. Усилительный тракт

Наиболее доступной для непосредственного измерения величиной является амплитуда электрического импульса на выходе предусилителя.

Для повышения разрешающей способности спектрометра важно, чтобы эта амплитуда была как можно больше. Это зависит от полноты и скорости собирания заряда, а также от суммарной емкости и скорости рассасывания заряда ($i = dQ/dt$; $U = (1/c) \int idt$).

О влиянии качества детектора на эти процессы было сказано выше. Здесь мы рассмотрим природу составляющей ширины пика Γ_{III} . Обратим внимание на два следующих обстоятельства. Во-первых, амплитуда электрического сигнала обратно пропорциональна суммарной емкости, вследствие чего важно, чтобы паразитные емкости входных цепей были минимальны. Во-вторых, сопротивление смещения и входное сопротивление предусилителя должны быть по возможности большими.

Для коротких времен собирания заряда форму импульса тока можно приблизительно описать дельта-функцией. Постоянная времени входной цепи предусилителя определяется как $(C_{дет} + C_{вх})R_{см}R_{вх}/(R_{см} + R_{вх})$ и сигнал на его выходе будет иметь экспоненциальную форму. Типичное значение постоянной времени спада напряжения составляет единицы миллисекунд. При достаточно больших загрузках (*загрузка* – это средняя частота следования γ -квантов, попадающих на детектор) возникнут наложения сигналов, и на выходе усилительного тракта будут не отдельные импульсы, а непрерывный статистический сигнал сложной формы. Кроме того, вместе с полезными сигналами через усилительный тракт проходят шумовые колебания заряда на входе.

Таким образом, существуют три главные задачи, решаемые усилительным трактом:

- 1) усиление сигналов;
- 2) формирование сигналов по длительности;
- 3) фильтрация шумов.

Как уже было сказано, по соображениям минимизации шумов предусилитель находится непосредственно на детекторе. Шумовые характеристики усилительного тракта, и, следовательно, разрешающая способность спектрометра определяются в основном головным (первым) каскадом предусилителя. При построении таких каскадов для HPGe-детекторов применяются полевые транзисторы.

Шумы предусилителя вызываются различными причинами:

- 1) тепловое хаотическое движение зарядов в проводниках (резисторах) – тепловой шум;
- 2) флуктуации входного тока усилительного элемента (ток затвора полевого транзистора) – входной шум;
- 3) флуктуации выходного тока головного каскада – дробовый шум.

Выше мы уже говорили о том, что некоторые составляющие шумов детектора можно рассматривать как шумы входной цепи предусилителя, поскольку их природа похожа. Есть также и другие, менее существенные компоненты шума.

Величину шума оценивают по величине эквивалентного шумового заряда. Это такой заряд, который образуется эквивалентным генератором тока (детектором) и создает входной сигнал, равный среднеквадратичному уровню шума. Величина шумового заряда первых двух составляющих не зависит от величины входной емкости, а шумовой заряд третьей составляющей пропорционален этой емкости.

Схема *зарядочувствительного предусилителя* показана на Рисунке 9. Усилитель с коэффициентом усиления $-k$ охвачен отрицательной обрат-

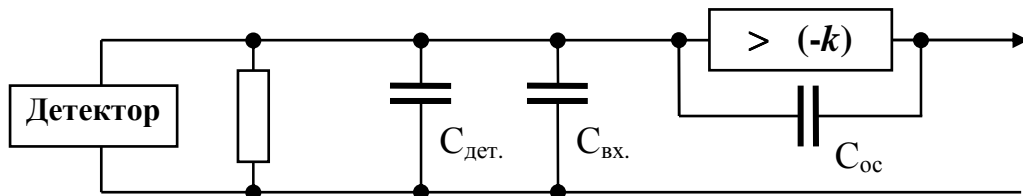


Рис.9. Зарядочувствительный предусилитель.

ной связью через конденсатор $C_{ос}$. Эквивалентная динамическая входная емкость такого каскада велика, но физическая входная емкость увеличивается незначительно, так как конденсатор обратной связи имеет небольшую емкость ($1 \div 2$ Пф). Такая схема имеет целью стабилизировать зарядовую чувствительность предусилителя и в частности, сгладить влияние флуктуаций емкости детектора и входной емкости предусилителя. Амплитуда сигнала на выходе зарядочувствительного предусилителя Рис. 9 определяется так:

$$U_{вых} = \frac{Q_{вх}}{C_{д} + C_{вх} + C_{ос}} \cdot \frac{k}{1 + k\beta},$$

где $Q_{вх}$ – заряд на входе, k – коэффициент усиления с разомкнутой обратной связью, β – коэффициент обратной связи. При большом значении k чувствительность предусилителя G определяется величиной и стабильностью конденсатора обратной связи $C_{ос}$:

$$G = \frac{U_{вых}}{Q_{вх}} \approx \frac{1}{C_{ос}}.$$

Функции формирования импульсов по длительности и фильтрации шумов возлагаются, как правило, на **основной усилитель**, который, кроме того, содержит органы регулировки его параметров. Функции формирования и фильтрации обычно не разделимы. В простейших случаях формирование выполняется с помощью дифференцирующих и интегрирующих RC-цепей. Одновременно эти цепи выполняют фильтрацию шумов, ограничивая полосу пропускания усилителя со стороны нижних и верхних частот. Спектральный состав составляющих шума, о которых говорилось выше,

различается. Вследствие этого существуют оптимальные значения постоянных времени интегрирования и дифференцирования, которые на практике следует искать экспериментально при настройке аппаратуры на конкретные условия. Чаще всего наилучшие результаты получаются при $\tau = \tau_d = \tau_u$, где τ_d – постоянная дифференцирования, а τ_u – постоянная интегрирования.

4.2. Амплитудные характеристики спектрометра

В нашем случае спектрометрический тракт имеет *линейную спектральную характеристику*, т.е. номер канала пропорционален амплитуде сигнала на его входе и соответственно величине заряда на выходе детектора. Таким образом, связь номера канала с энергией можно считать, линейной. При этом можно применять такую характеристику, как *цена канала*, выраженная в энергетических единицах, например, кэВ/канал. В данном случае цена канала, a , следовательно, и диапазон энергий регистрируемого излучения, определяются характеристиками детектора и коэффициентом усиления основного усилителя.

На Рисунке 10 показаны амплитудные распределения двух энергетических линий, причем, нижнее распределение зарегистрировано при коэффициенте усиления в 3 раза большем, чем верхнее. Из этого рисунка видно, что положения максимумов пиков сдвигаются пропорционально увеличению коэффициента усиления, что соответствует уменьшению цены канала в три раза; ширина пиков, выраженная числом каналов, также пропорционально увеличивается. Особо обращаем внимание на то, что ПШПВ может характеризовать *энергетическое разрешение* спектрометра только в том случае, если она выражена энергетическими единицами, но не числом каналов. Именно это демонстрирует Рисунок 10: ширина пиков на гистограммах зависит от коэффициента усиления, но *относительное энергетическое разрешение* спектрометра ($fwhm/E$) от него не зависит, а определяется техническими данными детектора и спектрометрического тракта.

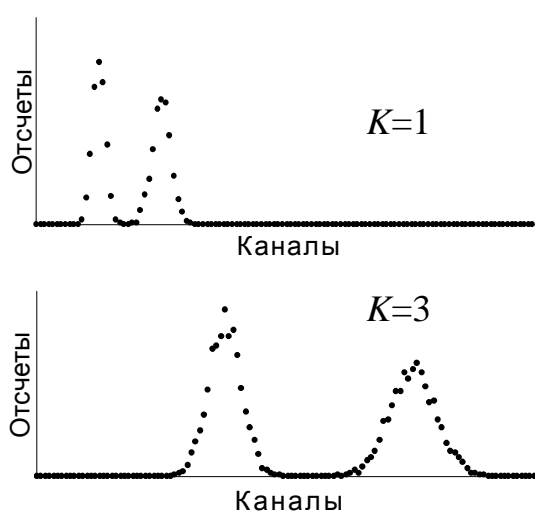


Рис. 10. Амплитудное распределение двух линий при разных коэффициентах усиления - K .

Выше мы предполагали, что между энергией, поглощенной детектором, и положением максимума пика в каналах существует линейная зависимость. В действительности так бывает далеко не всегда.

Во-первых, амплитудно-цифровой преобразователь (АЦП) может обрабатывать аналоговые сигналы только в ограниченном диапа-

зоне. В частности, имеется порог, ниже которого амплитуды входных импульсов в номер канала не преобразуются. Это приводит к тому, что градуировочная линия должна быть представлена, по крайней мере, функцией $E=G_0+G_1p$, где G_0 и G_1 – константы. Следовательно, градуировка может быть выполнена, если известны энергии не менее чем двух линий.

Во-вторых, амплитуды сигналов на выходе усилителя пропорциональны энергии лишь приблизительно и практически амплитудная характеристика отличается от прямой линии (см. Рис. 11, утрированно). Вклад в нелинейность, вносимый HPGe-детектором, мал и отклонение амплитудной характеристики от прямой определяется главным образом аналоговыми цепями электронной аппаратуры (предусилитель, основной усилитель, АЦП).

Качество спектрометра оценивается двумя величинами:

1) **интегральная нелинейность** – $l = \Delta n_{max}/n_{max}$, где Δn_{max} – максимальное отклонение реальной кривой от идеальной, n_{max} – максимальный номер канала;

2) **дифференциальная нелинейность** – $\delta = (\Delta U_{Ki} - \Delta U_{Kcp.})/\Delta U_{Kcp.}$, где ΔU_{Ki} – ширина канала с номером i , $\Delta U_{Kcp.}$ – средняя ширина канала; **ширина канала** – это диапазон амплитуд, соответствующий одному каналу.

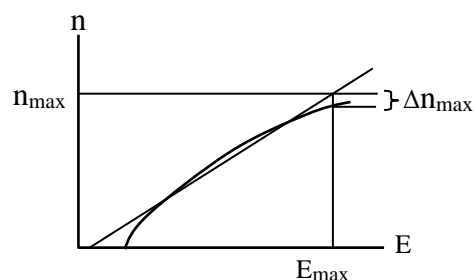


Рис. 11. Амплитудная характеристика спектрометра.

4.3. Временные характеристики спектрометра

Процессы измерения и регистрации импульсов требуют некоторого времени. Во-первых, длительность процесса преобразования амплитуды в цифровой код составляет $10 \div 100$ мкс и может зависеть от номера канала. Во-вторых, компьютер затрачивает какое-то время на прием и обработку сигналов от АЦП, причем это время переменное и четко не определено.

Так как анализируемые импульсы распределены во времени статистически, то при любом быстродействии устройств возможен приход очередного импульса в тот момент, когда происходит анализ предыдущего. В этом случае может произойти искажение результата. Чтобы избежать этого, после поступления импульса вход АЦП закрывается на время, необходимое для обработки сигнала (до прихода сообщения от компьютера о том, что номер канала прочитан). Это время называется **мертвым**. Оно может иметь значение от микросекунд до десятков миллисекунд. В течение мертвого времени приход других импульсов на вход АЦП не приводит к их регистрации. Время, в течение которого АЦП в полной готовности ждет прихода очередного импульса, называется **живым** временем.

Из-за мертвого времени возникает потеря информации – **просчеты**. Однако в данном случае мертвое время приводит лишь к уменьшению числа зарегистрированных в каждом канале импульсов и не отражается на

форме полученного распределения. В самом деле, заблокированное состояние АЦП и появление в течение времени блокировки очередного импульса – события независимые. Поэтому число потерянных в каком-то канале импульсов пропорционально общему числу импульсов в этом канале. Это справедливо для всех каналов. Таким образом, **наличие мертвого времени не искажает амплитудного распределения**. Оно должно учитываться при абсолютных измерениях интенсивностей и при сравнении разных спектров. На практике потеря информации от просчетов учитывается путем измерения живого времени в процессе накопления данных [1,5].

Средняя частота поступления статистически распределенных во времени импульсов на вход спектрометрического тракта называется **загрузкой**. При больших загрузках интервалы между импульсами могут оказаться сравнимыми с длительностью импульсов. Возникнут наложения сигналов в спектрометрическом тракте, что приведет к искажению амплитудного распределения, в частности, к ухудшению разрешения. Для предотвращения этого эффекта при конструировании усилителей и преобразователей принимаются соответствующие меры. Тем не менее, актуальность этой проблемы во многих случаях сохраняется.

Время набора данных зависит от многих конкретных условий. Часто одним из таких условий является **допустимая статистическая погрешность**. Для ускорения набора до заданной «статистики» можно увеличить загрузку, например, за счет большей активности источника или приближения его к детектору. Однако при этом следует проявлять осторожность в связи со сказанным выше.

5. Математическая обработка данных

Как уже было сказано, мы рассматриваем линейчатые энергетические спектры. Их амплитудное распределение чаще всего состоит из плавной части с отдельными пиками. В большинстве методов обработки информацию о спектре излучения извлекают из параметров пиков. К ним относятся: **положение максимума** (или центра тяжести) пика, **площадь пика** (сумма числа отсчетов в пике) и **ширина пика**. Поскольку в многоканальном амплитудном анализаторе распределение представлено гистограммой, положение максимума пика не может быть определено по номеру канала с максимальным числом отсчетов, а должно вычисляться методами математической статистики. При этом положение максимума и другие параметры определяются с точностью до долей канала. В таком случае вместо номера канала будем использовать величину p – положение максимума пика на непрерывной оси каналов, а под градуировочной функцией мы будем подразумевать зависимость $E = F(p)$.

Очевидно, что для правильного описания формы пика и его положения необходимо, чтобы он был определен, по крайней мере, несколькими каналами. Обычно достаточно $5 \div 10$ каналов на ПШПВ. Увеличение числа

каналов на пике незначительно повышает точность определения параметров распределения. Однако их существенное уменьшение может привести даже к потере пика. На практике число точек на пике часто определяется условиями проведения измерений, в частности диапазоном энергий, и техническими данными аппаратуры.

Задача обработки состоит в том, чтобы по амплитудному распределению вычислить *энергии* и *интенсивности* линий γ -спектра. Как указывалось выше, каждая γ -линия представлена в амплитудном распределении пиком. При этом положения максимумов пиков в амплитудном распределении и энергии γ -линий связаны зависимостью, близкой к линейной. Полное число событий в пике («площадь пика») пропорционально интенсивности линий, причем коэффициент пропорциональности сильно зависит от энергии.

Рассмотрим основные этапы обработки амплитудных распределений.

Первый этап – поиск пиков. Он может выполняться экспериментатором или соответствующей программой, реализующей тот или иной критерий «пика». Наиболее сложным является определение пиков в мультиплетах.

Второй этап – определение параметров пиков в амплитудном распределении. Применяются различные варианты обработки участков распределения, содержащих пики. Наиболее последовательный метод состоит в том, что для обрабатываемого участка выбирают математическую модель, описывающую распределение. Тем или иным методом ищутся такие значения параметров, чтобы модель наилучшим образом описывала экспериментальные данные. В простейших случаях модель, соответствующая одиночному пику, имеет вид:

$$Y(p) = A_1 + A_2 p + A_3 e^{-\frac{(p-p_1)^2}{2\sigma^2}}, \text{ где } A_i - \text{константы.}$$

То есть предполагается, что амплитудное распределение представлено пиком гауссовой формы на наклонном «**пьедестале**», линейном в окрестностях пика. Наиболее существенные параметры пика: положение максимума (центр тяжести), площадь и *ПШПВ* определяются после вычитания «**пьедестала**». На практике «**пьедестал**» имеет более сложную форму, в частности из-за влияния комптоновского рассеяния.

В нашем случае для аппроксимации используется более сложная модель. В частности, эта модель использует пик-образ, определенный экспериментально по наиболее типичной линии и заданный в табличной форме, а «**пьедестал**» представляется полиномом (3-й степени) и учитывает ступенчатый характер «**пьедестала**» под пиком.

При решении задачи о наличии мультиплета необходимо знание зависимости *ПШПВ* от энергии в условиях заданной энергетической градуировки. Поэтому **после** выполнения градуировки по энергии, проводится

калибровка по ширине пиков: строится соответствующая кривая, которая затем учитывается при расчетах.

Третий этап – градуировка по энергии и определение эффективности регистрации спектрометра. Для нахождения спектра γ -излучения необходимо знать соотношения: «энергия – положение максимума пика» $E=F(p)$ и «интенсивность – площадь пика» $I=S(E)$.

В нашем случае градуировка по энергии $E = F(p)$ аппроксимируется полиномом 1-й, 2-й или бóльших степеней. При этом используется столько известных линий, сколько возможно, а градуировочная кривая проводится методом наименьших квадратов, что дает возможность учесть нелинейность спектрометрического тракта.

На практике значительно увеличивать число точек для градуировки или степень полинома не целесообразно, так как амплитудная характеристика спектрометра обычно имеет вид плавной кривой с небольшим числом перегибов (или без них). Важно, чтобы реперные линии охватывали весь исследуемый диапазон и размещались внутри него по возможности равномерно. Кроме того, следует иметь в виду, что использование градуировочных полиномов высокой степени не гарантирует более высокого качества градуировки. Это связано с тем, что, во-первых, используемая в данной работе аппаратура имеет хорошую линейность. А во-вторых, в случае неудачного выбора градуировочной линии при высокой степени полинома ошибка в определении энергии может оказаться очень большой. Например, если все градуировочные линии расположены в первой трети диапазона, то в конце его ошибка при определении энергии будет во много раз больше, чем при использовании линейной градуировки.

Обращаем внимание на важность процедуры градуировки, так как зачастую именно она определяет точность полученного результата.

Зависимость эффективности регистрации от энергии очень сильна (из-за сильной зависимости сечения фотоэффекта от энергии) и должна учитываться при расчёте интенсивности гамма-линий. Поэтому, при под-



Рис.12. Эффективность регистрации HPGe-детектора.

готовке к измерениям, наряду с градуировкой по энергии, по экспериментальным данным строится **кривая эффективности спектрометра**, которая учитывается при расчётах. В нашем случае эта кривая аппроксимируется полиномом, степень которого подбирается путем оценки результатов обработки экспериментальных данных. Эффективность регистрации является одной из технических характеристик детектора, поэтому может быть построена **однажды**, и использоваться в дальнейших измерениях. Типичная характеристика эффективности детекторов, используемых в данной работе, приведена на Рисунке 12.

6. Технические средства рабочей установки

В данной лабораторной работе используется спектрометрический комплекс, предназначенный для профессионального применения в научной и производственной сферах, связанных с прецизионной регистрацией γ -спектров. Комплекс позволяет регистрировать амплитудные распределения сигналов от HPGe-детекторов, градуировать спектрометр, определять энергии γ -линий, идентифицировать излучающие изотопы, определять активность источников и др. Состав, технические характеристики комплекса и его отдельных частей приведены ниже.

6.1. Блок детектирования

(детектор из сверхчистого германия и предусилитель)

- Детектор находится в вакуумной полости криостата; непосредственно около него помещен головной каскад зарядочувствительного предусилителя, основная секция которого установлена на корпусе криостата.
- Энергетическое разрешение блока детектирования для энергии 122 кэВ составляет 1,0 кэВ, для энергии 1,33 МэВ – 1,85 кэВ (это энергии гамма-линий радионуклидов ^{57}Co и ^{60}Co – они часто используются для оценки энергетического разрешения германиевых детекторов).
- Относительная эффективность регистрации детектора (по 3x3" NaI) для энергии 1,33 МэВ – 22,4%.
- Отношение пик/комpton для энергии 1,33 МэВ – 49.
- Оптимальное рабочее напряжение смещения детектора – +1200В.
- Оптимальная постоянная времени формирования – 6 мкс (для повышенных загрузок – 2 мкс).
- Диапазон измерения энергий γ -излучения – 40÷10000 кэВ.
- Коэффициент преобразования – не менее 100мВ/МэВ.
- Интегральная нелинейность функции преобразования – не более 0,03%.

6.2. Спектрометрическое устройство и компьютер **(основной усилитель, АЦП, высоковольтный блок питания детектора и низковольтный источник питания)**

- Интегральная нелинейность – не более 0,05%.
- Максимальная загрузка – 10^5 имп/с.
- Тип АЦП – Вилкинсон, частота кодовой серии – 100 МГц, память – автономная, число каналов – 8192, емкость канала – 16777215, связь с компьютером – по последовательному каналу USB.
- Регулировка коэффициента усиления – ручная.
- Время установления рабочего режима – 30 мин.

Обращаем внимание на то, что АЦП имеет собственное запоминающее устройство и выполняет функции компьютера по регистрации и временному хранению данных. В основной компьютер данные передаются по мере необходимости. Такая схема имеет определенные преимущества, так как не загружает компьютер в процессе накопления данных, в частности, накопление может происходить даже тогда, когда компьютер занят другой работой (или даже выключен).

7. Программное обеспечение

Программное обеспечение SpectraLineGP (создано компанией LSRM, профессиональное) позволяет управлять спектрометром, хранить и представлять экспериментальные данные в графической и числовой форме, выполнять математическую обработку данных, включая градуировку по энергии и калибровку по эффективности, идентифицировать изотопы и рассчитывать их активности. Имеются также встроенные библиотеки, содержащие сведения о линиях γ -излучениях большого числа изотопов, и паспорта стандартных радиоактивных источников (ОСГИ). Эти библиотеки используются в процедурах идентификации радионуклидов и расчетов их активности.

Совокупность типа и технических характеристик используемого спектрометра, а также алгоритмов обработки исходных данных называется **конфигурацией**. Программа SpectraLineGP может работать с разными конфигурациями; в данной задаче установлена одна конфигурация, которая имеет имя SNP и предназначена для работы с гамма-спектрометром с HPGe -детектором. Настройка конфигурации сложна и требует много времени, поэтому во время выполнения задачи изменять её параметры **не следует!**

В главном окне экрана монитора отображается гистограмма амплитудного распределения. Здесь же имеется маркер в виде вертикальной линии, указывающий на выбранный канал. Под гистограммным окном показаны текущие значения времени набора данных и загрузки, а также значение параметров канала с маркером: номер канала, энергия, соответствующая

шая этому каналу и число отсчетов в канале. На экране может быть отображено несколько гистограмм: одна из них отображает текущее содержимое автономной памяти АЦП (**окно анализатора**), а другие отображают амплитудные распределения, ранее сохранённые в файлах (гистограммы из памяти АЦП и считанные из файлов различаются цветом).

Управление спектрометром осуществляется программным путем с помощью мыши и **пиктограмм** на экране монитора. Над главным окном расположены системное меню и ряд пиктограмм, предназначенных для управления спектрометром и обработкой экспериментальных данных – «**Пульт управления**» (Рис. 13).

7.1. Управление накоплением данных

Сразу после запуска программы (или после закрытия окна анализатора) кнопки управления анализатором «**Пуск**», «**Стоп**» и «**Очистка**» не активны. Для их активизации нужно щёлкнуть значок «**Включение конфигурации**».

Обратите внимание!: имя файла, в котором будет сохранён набранный спектр, задаётся **до начала** набора данных; **в дальнейшем его изменять не следует!**

Пиктограмма «**Пуск**» запускает набор данных. При щелчке на ней появляется таблица с характеристиками исследуемого образца. В окошке в левом верхнем углу таблицы нужно ввести имя распределения (без расширения), которое будет набираться (другие окошки можно не заполнять) и щёлкнуть «**Ок**». После этого появится контекстное меню, с помощью которого необходимо указать временной режим накопления. Если выбраны режимы «**По реальному времени**» или «**По живому времени**», то можно задать время набора (реальное время – это мертвое время + живое время).

Пиктограмма «**Стоп**» останавливает набор данных.

Пиктограмма «**Очистка**» стирает данные в автономной памяти АЦП. **Будьте внимательны!**, при щелчке на этом значке данные в памяти АЦП сбрасываются немедленно (программа не переспрашивает).

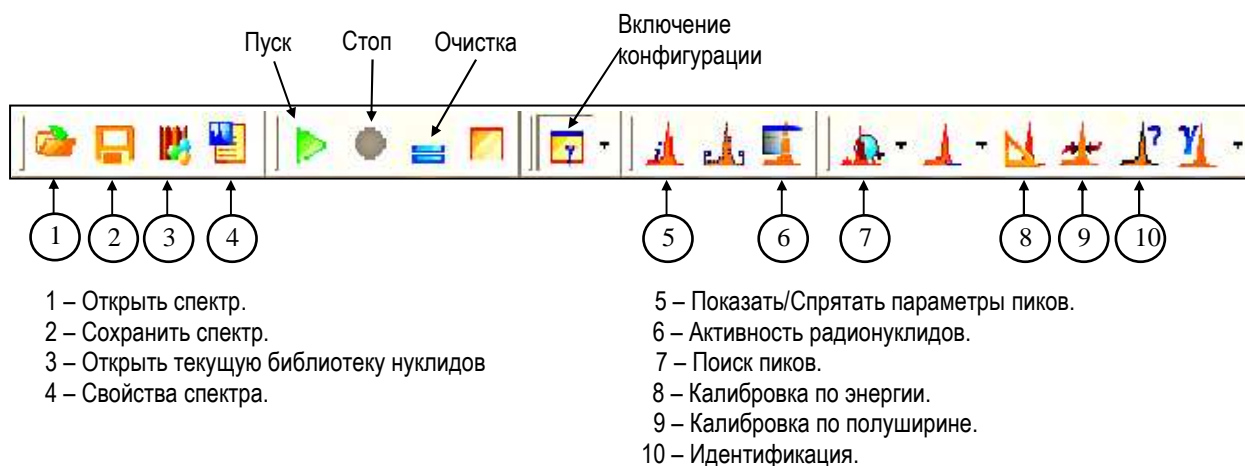


Рис.13. Пульт управления

7.2. Управление гистограммой

Для установки маркера на нужном канале следует навести курсор мыши на этот канал и щелкнуть левой кнопкой.

Увеличивать масштаб гистограммы по оси каналов (энергий) можно нажав левую кнопку мыши и протянув на необходимое расстояние – на экран будет выведен требуемый участок гистограммы в растянутом виде. Для возврата гистограммы к масштабу 8192 канала нужно в главном окне щелкнуть мышью 2 раза. Изменять масштаб по вертикали можно колёсиком мыши.

7.3. Сохранение экспериментальных данных – «Сохранить спектр»

Как уже было сказано, **имя файла задаётся перед запуском набора данных**. После завершения набора это имя нужно подтвердить, щёлкнув значок **«Сохранить спектр»**. В открывшемся окне в строке **«Имя файла»** следует убрать появившееся не предусмотренное добавление (это может быть указание на тип геометрии источника). **Обращаем внимание**, что если файл записывается заново (после набора данных, а не считанный с диска), то он записывается вместе с текущей градуировкой. **Все данные записывать в директорию «по умолчанию», иначе данные могут быть потеряны и даже нарушена настройка конфигурации!**

7.4. Считывание экспериментальных данных – «Открыть спектр»

В открывшемся окне **«Открыть спектр»** выбрать файл и открыть его. Считанное амплитудное распределение будет выведено в «свое» окно. Таких окон может быть много. Для удобства дальнейших действий нужное

окно можно развернуть. **Обращаем внимание**, что файл будет считан вместе с ранее записанной в нем градуировкой.

7.5. «Поиск пиков».

Обнаружение имеющихся в распределении пиков выполняется программой по команде **«Поиск пиков»**. При этом вычисляются все необходимые параметры: энергия, площадь, разрешение и др. Положение максимума найденного пика отмечается вертикальной линией, а окрестности пика, которые участвовали в обработке, – цветом.

При автоматическом поиске могут быть обнаружены пики, которые экспериментатора заведомо не интересуют. Чтобы *исключить* эти пики из процесса обработки нужно установить маркер (вертикальная линия) вблизи максимума предполагаемого пика, щёлкнуть правой кнопкой мыши и в открывшемся контекстном меню щёлкнуть надписи **«Пик\Удалить»**, а для отмены выделения всех пиков – **«Пик\Удалить все»** (разумеется, исходные данные останутся неизменными). Более детальную информацию о пиках можно получить, щёлкнув значок **«Показать/Спрятать параметры пиков»**.

7.6. Градуировка спектрометра по энергии – «Калибровка по энергии»

Какая-то градуировка спектрометра в системе всегда имеется – она остается от предыдущих пользователей. Поэтому, **до выполнения своей градуировки, показания спектрометра следует считать неверными.**

Рекомендуется следующий *порядок градуировки*.

1) Зарегистрировать калибровочное распределение под именем **«calibr»** (**только так – это важно!**). До завершения процедур калибровок (по энергии и по ПШПВ) распределение в файле **не сохранять**.

2) Выполнить поиск пиков.

3) Щёлкнуть по значку **«Открыть текущую библиотеку нуклидов»**. В открывшейся таблице изотопов выбрать нужный и развернуть его (+).

4) Щёлкнуть значок **«Калибровка по энергии»**. По этой команде открывается таблица, в первых двух колонках которой приведены параметры пиков, вычисленные по предыдущей градуировке (**«Канал»**, **«Е(спектр), кэВ»**). В колонку **«Е(библ.), кэВ»** следует ввести адекватные значения энергий из библиотеки радионуклидов. Это можно сделать путём перетаскивания мышью значений из открывшейся таблицы **«Библиотека»**. Указывать пики, предназначенные для градуировки, удобно по гистограмме.

5) После ввода двух значений откроется график, на котором, по мере ввода следующих данных, будут появляться соответствующие точки. Чтобы окна градуировки и библиотеки не закрывали друг друга их можно передвинуть.

6) После ввода всех точек закрыть библиотеку, если она была открыта, и щёлкнуть кнопку «**Калибровать**». В крайней правой колонке таблицы появятся значения энергий, вычисленных по новой градуировке. Под графиком появятся две альтернативные кнопки: «**Показать данные**» и «**Показать нелинейность**». Активизировав вторую кнопку, можно оценить характер погрешностей калибровки.

7) Руководствуясь значением «**Хи-квадрат**» и графиком нелинейности (а также здравым смыслом) выбрать степень полинома.

8) Щёлкнуть «**Сохранить в файл\Сохранить**».

9) Щёлкнуть «**Применить\Ok**».

10) «**Закреть**».

После этого можно переходить к калибровке по полуширине.

7.7. Калибровка по полуширине

Сразу после калибровки по энергии выполнить следующее.

1) Щёлкнуть значок «**Калибровка по полуширине**». Исходя из данных открывшейся таблицы, в левом нижнем углу ввести значение максимальной погрешности для значимых пиков (тех, которые участвовали в градуировке по энергии) и активизировать его, поставив «галочку» в окошке слева от надписи «**Погрешность**».

2) Убрать точки, не имеющие отношения к данной операции, например, самые левые точки, выпадающие из диапазона калибровки. Для этого щёлкнуть на точке правой кнопкой мыши и исполнить «**Удалить точку**».

3) Щёлкнуть «**Рассчитать**» и подобрать степень полинома.

4) Щёлкнуть «**Сохранить в файл \ Сохранить**».

5) Щёлкнуть «**Применить к спектрам \ Ok**».

6) Закреть окно калибровки.

7) Сохранить калибровочный спектр (имя файла должно быть «**calibr**», на предупреждение о существовании такого файла *ответить согласием на замену*).

7.8. Регистрация фона

При расчете эффективности регистрации и активности изотопа автоматически учитывается *радиационный фон помещения*, в котором находится спектрометр. Поэтому, перед выполнением этих операций необходимо под именем «**фон**» (только так – это важно!) зарегистрировать фоновое распределение в течение ~ 10 минут, выполнить поиск пиков и сохранить его (на предупреждение о существовании такого файла *ответить согласием на замену*).

7.9. Идентификация изотопов и расчет активности – «Идентификация»

Идентификация изотопов и расчет их активности выполняются щелчком на пиктограмме «Идентификация» после процедуры «Поиск пиков».

Параметром, влияющим на качество идентификации, является «окно (интервал) идентификации», которое определяет минимальную разницу между расчетными (измеренными) и табличными значениями энергий. Этот параметр зависит от разрешения спектрометра и качества градуировки. Его можно варьировать, но в нашем случае он **установлен оптимальным** (1.2 кэВ).

По команде «Идентификация» над пиками появляются названия изотопов, которым эти пики соответствуют. Более детальную информацию можно получить, щёлкнув на значке «Активность радионуклидов» (в открывшемся окне можно развернуть строчку «Общий отчёт», выбрать «...отчёт общий.fr3» и щёлкнуть «Отчёт»).

8. Упражнения

Внимание! Все зарегистрированные распределения необходимо сохранять на диске (калибровочный спектр сохранять после процедур калибровки).

1. Выполнить энергетическую градуировку спектрометра, используя заданный изотоп из комплекта ОСГИ. Градуировку выполнить разными способами (варьируя степень полинома и используемые линии); протестировать и выбрать оптимальный способ (*расхождение между измеренными и табличными данными до 0,5 кэВ можно считать удовлетворительным*).
2. Выполнить калибровку спектрометра по ширине пиков.
3. Зарегистрировать фон.
4. Выполнить калибровку спектрометра по эффективности регистрации.
5. Зарегистрировать амплитудные распределения неизвестных источников. Определить энергии, интенсивности и разрешение.
6. Произвести идентификацию излучающих изотопов и определить их относительную и абсолютную активность.

Справочные данные по γ -линиям

^{152}Eu Период полураспада 13,54 лет

Энергия, кэВ	Интенсивность	Энергия, кэВ	Интенсивность
121,782	28,88	964,053	14,64
244,699	7,52	1005,600	0,66
344,281	26,67	1085,836	10,12
411,118	2,24	1089,840	1,73
443,985	3,12	1112,070	13,51
564,030	0,50	1212,923	1,41
688,680	0,86	1299,120	1,63
778,906	12,96	1408,012	20,85
867,379	4,24	1457,619	0,50

^{226}Ra Период полураспада $1,6 \cdot 10^3$ лет

Энергия, кэВ	Интенсивность	Энергия, кэВ	Интенсивность
185,970	3,7	1408,006	2,59
241,970	7,50	1509,260	2,26
295,221	18,90	1729,648	3,14
351,922	36,30	1764,551	16,60
609,320	45,50	1847,490	2,19
768,377	5,10	2118,558	1,25
1120,310	15,80	2204,174	5,25
1238,130	6,14	2447,840	1,65
1377,709	4,23		

ЛИТЕРАТУРА

1. Меликов Ю.В. Экспериментальная техника в ядерной физике: Курс лекций. М. Изд. МГУ, 1973.
2. Меликов Ю.В. Экспериментальные методы ядерной физики: Курс лекций. М. Изд. МГУ, 1996.
3. Джелепов Б.С., Кокшарова С.Ф. Таблицы энергий гамма-лучей, возникающих при распаде радиоактивных ядер. Л. Наука, 1970.
4. Джелепов Б.С., Шестопалова С.А. Ядерно-спектроскопические нормы. М.: Атомиздат, 1980.
5. Григорьев В.А., Колюбин А.А., Логинов В.А. Электронные методы ядерно-физического эксперимента. М. Энергоатомиздат, 1988.
6. Живописцев Ф.А., Иванов В.А., Сомиков А.В. Статистическая обработка экспериментальных данных в общем ядерном практикуме. М. Изд. МГУ, 1987.

Учебное пособие
Лабораторная работа № 31.

Спектрометр гамма-излучения с детектором из сверхчистого германия

Еременко Дмитрий Олегович, Кузаков Константин Алексеевич,

Платонов Сергей Юрьевич, Сомиков Анатолий Васильевич

Подписано в печать 6.06.2018

Формат А5, объем 4 уч. изд. листа. Тираж 50 экз.

Физический Факультет МГУ им. М.В. Ломоносова
119991, Москва, ГСП-1, Ленинские горы, д.1, стр. 2.

Отпечатано в отделе оперативной печати Физического Факультета
МГУ им. М.В. Ломоносова