

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ  
МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

---

Ю.А. Задорожный

МЕТОДЫ  
ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА  
ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ»

Лабораторный практикум

*Рекомендовано УМО «Ядерные физика и технологии»  
в качестве учебного пособия  
для студентов высших учебных заведений*

Москва 2008

УДК 539.1.074(076.5)  
504.5:628.4.047(076.5)  
ББК 20.18я7  
3-15

*Задорожный Ю.А. Методы ядерно-физического мониторинга земной поверхности: Лабораторный практикум. Учебное пособие* – М.: МИФИ, 2008. – 144 с.

Методы прикладной гамма-спектрометрии с полупроводниковыми детекторами из сверхчистого германия (HPGe детекторы) и сцинтилляционными детекторами на базе различных неорганических кристаллов (Na, CsI и т.д.) давно и эффективно применяются в исследованиях по ядерной и радиационной безопасности, радиационной экологии, ядерной энергетике, медицине, биологии, геофизике, геологии.

Ниже представлены описания восьми лабораторных работ по прикладной гамма-спектрометрии, предназначенных для студентов старших курсов, специализирующихся в указанных направлениях исследований.

Пособие подготовлено в рамках Инновационной образовательной программы.

Рецензент *В.А. Логинов*

ISBN 978–5–7262–1102–2

© *Московский инженерно-физический институт (государственный университет), 2008*

## СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие.....	3
<u>Лабораторная работа 1.</u> Аппаратурная форма линии спектрометра полного поглощения энергии гамма-излучения с HPGe детектором .....	5
<u>Лабораторная работа 2.</u> Калибровка гамма-спектрометра с HPGe детектором по энергии и эффективности .....	15
<u>Лабораторная работа 3.</u> Современный полупроводниковый HPGe гамма-спектрометр для прикладных исследований в рамках ядерно-физического мониторинга земной поверхности .....	20
<u>Лабораторная работа 4.</u> Современные методы обработки гамма-спектрометрической информации при проведении гамма-спектрометрического радионуклидного анализа с HPGe детекторами в задачах ядерно-физического мониторинга земной поверхности .....	44
<u>Лабораторная работа 5.</u> Современный сцинтилляционный гамма-спектрометр для прикладных исследований в рамках ядерно- физического мониторинга земной поверхности.....	62
<u>Лабораторная работа 6.</u> Методы обработки информации, получаемой со Сцинтилляционного гамма-спектрометра .....	99
<u>Лабораторная работа 7.</u> Многодетекторные сцинтилляционные гамма-спектрометры для ядерно-физического мониторинга земной поверхности .....	114
<u>Лабораторная работа 8.</u> Использование сцинтилляционного гамма-спектрометра для поиска и идентификации источников гамма-излучения .....	127

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Методы прикладной гамма-спектрометрии с полупроводниковыми детекторами из сверхчистого германия (HPGe детекторы) и сцинтилляционными детекторами на базе различных неорганических кристаллов (NaI, CsI и т.д.) давно и эффективно применяются в исследованиях по ядерной и радиационной безопасности, радиационной экологии, ядерной энергетике, медицине, биологии, геофизике, геологии.

Ниже представлены описания восьми лабораторных работ по прикладной гамма-спектрометрии, предназначенных для студентов старших курсов, специализирующихся в указанных выше направлениях исследований.

Автором сознательно изменен уже ставший традиционным порядок ознакомления с этими спектрометрами: сначала изучение сцинтилляционного спектрометра как существенно более простого конструктивно и дешевого, а потом – полупроводникового. За счет высокого энергетического разрешения HPGe спектрометров такой подход, на наш взгляд, обеспечивает возможность существенно глубже разобраться в фундаментальных понятиях гамма-спектрометрии, таких как аппаратурная форма линии и аппаратурный спектр, а также в процессах формирования аппаратурных спектров для различных условий измерений. Это, в свою очередь, позволяет лучше понять многочисленные проблемы, возникающие при использовании сцинтилляционных детекторов в прикладных исследованиях, так как именно сцинтилляционные детекторы в настоящее время наиболее широко используются для решения прикладных задач вследствие относительно низкой стоимости, простоты и высокой надежности конструкции, возможности формировать детектирующие поверхности большой площади, удобства и простоты в эксплуатации.

# Лабораторная работа 1

## Аппаратурная форма линии спектрометра полного поглощения энергии гамма-излучения с HPGe детектором

---

*Цель работы: изучение аппаратурной формы линии спектрометра полного поглощения энергии гамма-излучения с HPGe детектором.*

В данной работе будет идти речь о спектрометре полного поглощения энергии гамма-излучения с HPGe детектором. Это полное название обсуждаемого спектрометра, обусловленное тем, что обычно анализируемым информативным участком в получаемых спектрах является так называемый пик полного поглощения энергии или пик полного поглощения. Обычно для обозначения этого типа спектрометра используют более краткие названия, а именно HPGe гамма-спектрометр полного поглощения или – HPGe гамма-спектрометр.

### ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

#### 1. Аппаратурная форма линии HPGe спектрометра полного поглощения

Рассмотрим некоторые понятия, характеризующие спектр падающего на детектор гамма-излучения, а также спектр амплитуд импульсов, получаемых на выходе спектрометра. Гамма-излучение, относящееся к одному энергетическому переходу, принято называть спектральной линией. Это излучение не является строго моноэнергетическим из-за неопределенности положения энергетических уровней и характеризуется некоторым спектром гамма-квантов  $\Phi(E_\gamma)$ , который называется также формой линии.

Спектр частиц изолированных, покоящихся ядер (атомов) называют естественным спектром или естественной формой линии. Спектр частиц с учетом дополнительного уширения по различным причинам – реальным или истинным спектром.

В спектрометре энергий происходит преобразование энергии квантов  $E_\gamma$  в амплитуду импульса  $V$ . Таким образом, спектру энергий частиц  $\Phi(E_\gamma)$ , падающих на детектор, на выходе спектрометра соответствует некоторое распределение амплитуд импульсов  $N(V)$ , называемое аппаратурным спектром. Если на детектор падают моноэнергетические кванты, то  $N(V)$  называют аппаратурной формой линии спектрометра. Часто пользуются понятием функции отклика спектрометра  $G(E, V)$ , которую определяют как вероятность частице с энергией  $E$  при попадании в детектор создать на выходе спектрометра сигнал с амплитудой  $V$ . Одной из важнейших характеристик спектра является ширина линии, т.е. ширина распределения частиц по энергиям или импульсов по амплитудам, измеряемая на половине высоты этого распределения.

Рассмотрим подробнее форму аппаратурной линии HPGe спектрометра полного поглощения и основные факторы эту форму определяющие.

На рис. 1 представлено распределение амплитуд импульсов, образовавшееся при регистрации HPGe гамма-спектрометром моноэнергетического гамма-излучения с энергией менее 1022 кэВ. Видно, что спектр имеет достаточно сложную форму. Как правило, при обработке таких спектров используют лишь определенные характерные участки спектра, наименее подвергнутые искажению и наиболее информативные в смысле передачи информации об исходном спектре энергий. Таким участком в этих спектрах является пик в конце амплитудного распределения,

который соответствует полному поглощению энергии падающего на детектор гамма-излучения и называемый пиком полного погло-

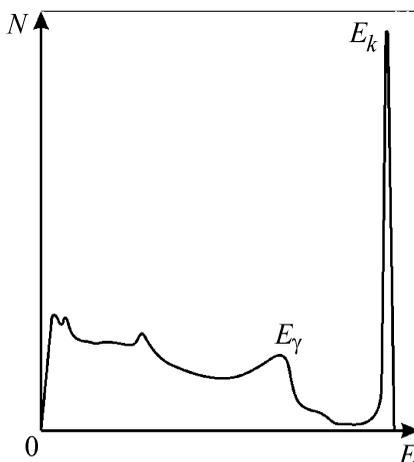


Рис. 1.1. Распределение амплитуд импульсов, образовавшееся при регистрации HPGe гамма-спектрометром моноэнергетического гамма-излучения с энергией менее 1022 кэВ

нения (ППП). Образование пика полного поглощения связано с полным поглощением энергии гамма-кванта в результате фотоэлектрического эффекта и эффекта комптоновской перекачки (одно или несколько комптоновских взаимодействий с последующим фотоэлектрическим эффектом). Форма пика полного поглощения достаточно хорошо описывается гауссовским распределением:

$$N(n) = \frac{S}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(n-n_0)^2}{2\sigma^2}}, \quad (1.1)$$

где  $S$  – площадь пика полного поглощения,  $\sigma$  – среднеквадратичное отклонение номера канала анализатора  $n$  от его среднего значения  $n_0$ .

Непрерывное распределение амплитуд импульсов правее пика полного поглощения связано с поглощением энергии электронов отдачи при комптоновском рассеянии гамма-квантов в HPGe детекторе с последующим вылетом рассеявшегося гамма-кванта из детектора. Слева от пика полного поглощения эти электроны образуют несимметричный широкий максимум, называемый краем комптоновского распределения, соответствующий рассеянию квантов на углы близкие к  $180^\circ$ . Энергия  $E_{\text{рас}}$  рассеянных таким образом квантов слабо зависит от угла рассеяния, а ее нижний предел определяется следующим выражением:

$$E_{\text{рас}} = \frac{mc^2}{2} \left( 1 + \frac{mc^2}{2E} \right). \quad (1.2)$$

Видно, что при достаточно высоких энергиях падающих квантов  $E_{\text{рас}} \approx \frac{mc^2}{2} = 255$  кэВ. Следовательно, энергия электронов отдачи, поглощенных в детекторе  $E_k = E_\gamma - E_{\text{рас}}$  для широкого диапазона энергий первичных гамма-квантов находится в интервале  $E_\gamma - 255$  кэВ. Это и приводит к образованию широкого несимметричного пика в амплитудном распределении, соответствующего энергии  $E_k$  и сдвинутого влево относительно пика полного поглощения на 250–255 кэВ.

В левой части спектра также имеется несимметричный широкий максимум, соответствующий энергии  $E_{\text{pac}} \approx 200\text{--}255$  кэВ. Он обусловлен полным поглощением гамма-квантов, рассеянных от внешних конструктивных элементов детектора обратно на  $180^\circ$ . Этот максимум принято называть пиком обратного рассеяния.

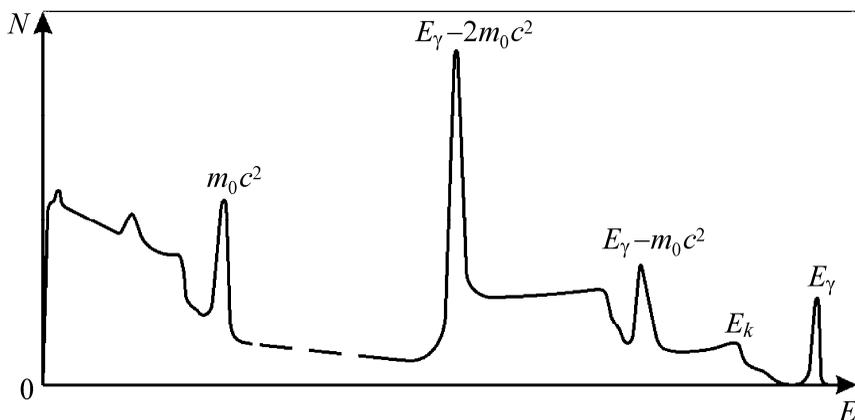


Рис. 1.2. Распределение амплитуд импульсов, образовавшееся при регистрации HPGe гамма-спектрометром моноэнергетического гамма-излучения с энергией более 1022 кэВ

В случае, если энергии падающих на детектор гамма-квантов превышают порог образования пар 1022 кэВ, то аппаратная форма линии становится еще сложнее. На рис. 2 представлено распределение амплитуд импульсов для такого случая.

Так как сечение образования пар уже имеет заметную величину, в процессе образования пар вся энергия первичного гамма-кванта сверх порога образования пары ( $\sim 1022$  кэВ) переходит в кинетическую энергию пары электрон-позитрон. Через короткий промежуток времени позитрон аннигилирует, образуя чаще всего два кванта с энергией 511 кэВ каждый (аннигиляционные кванты). В дальнейшем эти кванты могут полностью поглотиться в детекторе или вылететь из детектора без потери энергии. В масштабе быстродействия детектора, все эти взаимодействия во времени не различаются, т.е. оставленная несколькими квантами в детекторе энергия

проявляется в виде одного электрического импульса на выходе спектрометра.

Если оба аннигиляционных кванта вылетят из детектора, то первичный квант потеряет в детекторе энергию, равную кинетической энергии пары, т.е. энергию на 1022 кэВ меньше своей первоначальной энергии. Соответственно, в амплитудном распределении импульсов появится максимум (пик), соответствующий этой энергии и отстоящий от пика полного поглощения влево на расстоянии 1022 кэВ. Этот пик называют пиком двойного вылета или пиком двойной утечки.

Если из детектора вылетает только один аннигиляционный квант, а второй полностью поглощается в детекторе, то первичный квант потеряет в детекторе энергию на 511 кэВ меньше своей первоначальной энергии. Соответственно, в амплитудном распределении импульсов появится максимум (пик), соответствующий этой энергии и отстоящий от пика полного поглощения влево на расстоянии 511 кэВ. Этот пик называют пиком одиночного (однократного) вылета или пиком одиночной (однократной) утечки. Соотношения между вероятностями вылета одного или двух аннигиляционных квантов и соответственно площадями пиков одиночного и двойного вылета зависят, главным образом, от объема детектора и геометрии «источник-детектор».

Если оба аннигиляционных кванта полностью поглощаются в детекторе, то первичный квант теряет в детекторе всю свою энергию, что приводит к появлению в амплитудном распределении импульсов пика полного поглощения.

В общем случае после образования пары и последующей аннигиляции позитрона один или оба кванта могут регистрироваться не только посредством процессов фотопоглощения и комптоновской перекачки, но и просто путем комптоновского рассеяния. Тогда в спектре гамма-квантов, помимо трех упомянутых пиков, дополнительно появляется непрерывное распределение импульсов в интервале энергий от  $E_\gamma - 1022$  кэВ до полной энергии первичного гамма-кванта. Это непрерывное распределение накладывается на комптоновское распределение, обусловленное регистрацией первичного излучения посредством чисто комптоновского взаимодействия. Отметим, что в масштабе быстродействия детектора все эти взаи-

модействия также во времени не различаются, т.е. оставленная несколькими квантами в детекторе энергия проявляется в виде одного электрического импульса на выходе спектрометра.

По мере увеличения размеров детектора вероятность многократных комптоновских рассеяний в детекторе увеличивается. Это приводит к тому, что при относительно большом числе событий вся энергия первичного гамма-кванта остается в детекторе, и соответствующий импульс попадает в пик полного поглощения. Такой процесс, как было уже отмечено выше, носит название «комptonовская перекачка» и приводит к перекачке импульсов из области непрерывного распределения и пиков утечек в область пика полного поглощения.

В случае, если источник испускает каскадные гамма-кванты, а измерения проводятся в так называемой «близкой геометрии», т.е. источник находится в непосредственной близости от поверхности детектора, существует значительная вероятность того, что эти кванты одновременно попадут в детектор и полностью зарегистрируются в нем. Так как в масштабе бысродействия детектора отличить регистрацию этих квантов по отдельности не представляется возможным, то вся оставленная этими квантами в детекторе энергия проявляется в виде одного электрического импульса на выходе спектрометра. Это, в свою очередь, приведет к образованию в амплитудном распределении импульсов пика, соответствующего этой суммарной энергии. Описанный процесс носит название каскадного или истинного суммирования, а пик называют суммарным пиком.

## 2. Основные параметры аппаратурной формы линии HPGe спектрометра

Одной из наиболее важных характеристик аппаратурной формы линии является ее ширина. В гамма-спектрометрии под этим обычно понимают ширину пика полного поглощения и пиков вылета, измеренную на половине высоты пика.

Ширина пика  $\Delta n$  легко выражается через среднеквадратичное отклонение  $\sigma$ , характеризующее распределение амплитуд в области пика полного поглощения. Для гауссовского распределения амплитуд импульсов  $\Delta n = 2,36\sigma$ .

Ширина аппаратурной линии определяет энергетическое разрешение спектрометра, т.е. его способность различать кванты с более или менее близкими энергиями или, иными словами, возможность более или менее детально исследовать спектр.

Выраженная в энергетических единицах ширина аппаратурной линии, т.е. ширина распределения амплитуд импульсов, называется абсолютным энергетическим разрешением HPGe гамма-спектрометра и обозначается  $\Delta E$ .

Основные факторы, влияющие на величину  $\Delta E$ , можно разделить на три основные группы.

1. Флуктуации, обусловленные характером взаимодействия гамма-квантов с материалом детектора. В результате этого взаимодействия образуются первичные носители заряда – электронно-дырочные пары, число которых испытывает статистические флуктуации, для которых приближенно полагают пуассоновский закон распределения и вносят коррекцию с помощью коэффициента  $F$ , называемого фактором Фано. Эти флуктуации являются фундаментальными и определяют предельное возможное разрешение спектрометра. Другие причины зависят от уровня реализуемых технологий, качества используемого и т.д. и, в принципе, могут быть сведены к минимуму.

2. Флуктуации, связанные с переносом и преобразованием первичного заряда в объеме детектора.

3. Флуктуации, связанные с процессами усиления, преобразования и анализа сигнала детектора последующей электронной аппаратурой.

Таким образом, абсолютное энергетическое разрешение можно представить в виде:

$$\Delta E_{\Sigma}^2 = \Delta E_n^2 + \Delta E_i^2 + \Delta E_{ny}^2,$$

где  $\Delta E_{\Sigma}$  – ШПВ (ширина пика на половине высоты);  $\Delta E_n$  – составляющая ШПВ, обусловленная статистическими флуктуациями числа пар носителей в детекторе;  $\Delta E_i$  – составляющая ШПВ, обусловленная шумами токов утечки детектора;  $\Delta E_{ny}$  – составляющая ШПВ, связанная с шумами предусилителя.

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  $\Delta E_i$ , близок к спектру шумов предусилителя, поэтому эти составляющие можно объединить в одну  $\Delta E_i^2 + \Delta E_{ny}^2 = \Delta E_{ш}^2$ , следовательно

$$\Delta E_{\Sigma}^2 = \Delta E_n^2 + \Delta E_{ш}^2. \quad (1.3)$$

Как было показано Фано, для флуктуации числа пар ионов 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:

$$\sigma^2 = F \cdot N, \quad (1.4)$$

где  $\sigma^2$  – реальная дисперсия, а  $N$  – дисперсия по Пуассону (среднее число пар носителей, образуемых частицей в чувствительном объеме детектора).

Учитывая, что  $N = E/\omega$ , где  $E$  – энергия, потерянная частицей в детекторе,  $\omega$  – энергия, расходуемая на образование одной пары носителей (2,8 эВ для германия), фактор Фано для германия равен примерно 0,1, и считая форму пика полного поглощения гауссовой, можно показать, что:

$$\Delta E_{\text{ППД}} = (8 \ln 2 \cdot \omega F E)^{1/2} = 2,35 \sqrt{\omega F E}. \quad (1.5)$$

Учитывая, что для германия  $\omega = 2,8$  эВ и  $F \approx 0,1$ , по формуле (1.5) можно рассчитать теоретический нижний предел энергетического разрешения HPGe детектора.

Принято выражать энергетическое разрешение HPGe детекторов для линии гамма-излучения 1333 кэВ радионуклида кобальта-60. У качественных HPGe детекторов эта величина составляет  $< 2,2$  кэВ.

Аппаратурный спектр характеризуется также параметром «отношение пик/комптон», представляющим собой отношение высоты пика полного поглощения к высоте комптоновского максимума.

Также используется величина, называемая фотовкладом, или фоточастью, и представляющая собой отношение площади пика полного поглощения к площади под всем спектром. Из сказанного выше очевидно, что отношение «пик/комптон» и фотовклад увеличиваются при увеличении размера детектора.

## ОПИСАНИЕ И СОСТАВ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ

1. Спектрометр ORTEC DSPEC Pro с HPGe детектором под управлением программы ORTEC Maestro.
2. Набор образцовых спектрометрических источников гамма-излучения ОСГИ с паспортом.
3. Персональный компьютер.
4. Программно-методический комплекс GeSAS.

## ПОДГОТОВКА ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ К РАБОТЕ

1. Запустить программу ORTEC Maestro, подать на детектор высокое напряжение 3000 В.
2. Измерить спектры гамма-излучения радионуклидов америций-241 и кобальт-60.
3. Произвести экспресс-калибровку по энергии средствами программы ORTEC Maestro, используя спектры, полученные согласно п. 2.

## РАБОЧЕЕ ЗАДАНИЕ

1. Измерить спектр гамма-излучения радионуклида цезий-137.
2. Измерить спектр гамма-излучения радионуклида кобальт-60.
3. Измерить спектр гамма-излучения радионуклида америций-241.
4. Измерить спектр радионуклида натрий-22.
5. Объяснить происхождение всех имеющихся в спектрах пиков.
6. С помощью программно-методического комплекса GeSAS определить параметры всех пиков в спектрах, полученных в пп. 1–3.
7. Сравнить полученные значения абсолютного энергетического разрешения для всех энергий. Объяснить соотношения полученных значений.
8. Из спектров радионуклидов цезий-137 и кобальт-60 определить значения параметра «пик/комpton». Объяснить соотношение полученных значений.

9. Из спектров радионуклидов цезий-137 и натрий-22 определить значения параметра «фотовклад». Объяснить соотношение полученных значений.

10. Измеряя спектры радионуклидов натрий-22 и кобальт-60, оценить, на каких расстояниях «источник-детектор» начинает проявляться эффект каскадного суммирования гамма-квантов.

11. Подготовить письменный отчет по выполненной работе.

### Контрольные вопросы

1. Дать определение аппаратурной формы линии спектрометра.

2. Охарактеризовать кратко процессы, приводящие к образованию в спектре пиков и непрерывного распределения.

3. Дать определения следующих понятий: абсолютное энергетическое разрешение, отношение «пик/комpton», фотовклад (или фоточасть).

4. Как зависят эти параметры от объема и геометрии «детектор-источник»?

5. Что такое комптоновская перекачка?

6. Что такое каскадное суммирование гамма-квантов? К каким эффектам в спектре оно приводит? Как соотносятся вероятности получить в спектре пиков двойного и тройного суммирования?

### Список рекомендуемой литературы

1. IEEE Standard Test Procedures for Germanium Gamma-Ray Detectors. ANSI/IEEE Std 325-1986.

2. Балдин С.А. и др. Прикладная спектрометрия с полупроводниковыми детекторами. – М.: Атомиздат, 1974.

3. Ушакова Н.П., Христофоров В.А. Полупроводниковые и сцинтилляционные гамма-спектрометры. Лабораторный практикум. – М.: МИФИ, 1980.

4. Описание спектрометра ORTEC DSPEC Pro.

5. Описание программного обеспечения Maestro ORTEC.

6. Описание программно-методического комплекса GeSAS.

## Лабораторная работа 2

### Калибровка гамма-спектрометра с HPGe детектором по энергии и эффективности

---

*Цель работы: изучение аппаратурной формы линии спектрометра полного поглощения энергии гамма-излучения с HPGe детектором.*

В данной работе будет идти речь о спектрометре полного поглощения энергии гамма-излучения с HPGe детектором. Это полное название обсуждаемого спектрометра, обусловленное тем, что обычно анализируемым информативным участком в получаемых спектрах является так называемый пик полного поглощения энергии, или пик полного поглощения. Обычно для обозначения этого типа спектрометра используют более краткие названия, а именно – HPGe гамма-спектрометр полного поглощения или HPGe гамма-спектрометр.

#### ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

##### 1. Калибровка HPGe спектрометра по энергии

Анализ аппаратурной формы линии HPGe спектрометра показывает, что, вообще говоря, нет однозначной связи между энергией падающего на детектор гамма-кванта и амплитудой сигнала на выходе спектрометра. Это связано, в основном, с возможностью неполного поглощения энергии в чувствительном объеме детектора. Однако в аппаратурном спектре имеются участки, на которых амплитуда сигнала довольно точно связана с энергией квантов, и которые соответствуют поглощению в детекторе определенной доли энергии первичного кванта. Такими участками являются пики полного поглощения, пики однократного и двухкратного вылета аннигиляционных квантов, пики сумм. Использование этих участков позволяет провести калибровку спектрометра по энергии, т.е. установить однозначную функциональную зависимость между амплитудой сигнала на выходе спектрометра и энергией гамма-излучения, падающего на детектор.

Таким образом, калибровка спектрометра по энергии заключается в определении средней амплитуды импульса  $V_0$  в пике (или среднего номера канала  $n_0$  в аппаратурном спектре в области пика) для различных энергий гамма-квантов  $E_\gamma$ .

Для калибровки используются источники гамма-излучения с хорошо известными значениями энергий спектральных линий – реперы или нормали энергий.

За положение пика  $n_0$  может быть принят номер канала (номер канала может иметь не целочисленное значение), который определяется при той или иной процедуре обработки пика. В первом приближении можно считать, что зависимость «энергия-номер канала» линейна. В действительности существуют различного рода нелинейности, и для получения точной калибровки по энергии набор экспериментальных значений  $(E_{\gamma i} \pm \Delta E_{\gamma i}, n_{0i} \pm \Delta n_{0i})$  следует аппроксимировать функцией, позволяющей учесть эти нелинейности.

## 2. Калибровка HPGe спектрометра по эффективности в пике полного поглощения

Информация о величине потока падающих на детектор гамма-квантов или активности источника этот поток формирующего может быть получена исходя из числа импульсов в полном аппаратурном спектре или какой-либо его части.

Наиболее удобной в плане практического использования представляется калибровка по эффективности в пике полного поглощения.

Будем называть эффективностью регистрации в пике полного поглощения  $\varepsilon_{\text{ппп}}(E_\gamma)$  следующую величину:

$$\varepsilon_{\text{ппп}}(E_\gamma) = \frac{S_{\text{ппп}}(E_\gamma)}{Qn_{0\gamma}}, \quad (2.1)$$

где  $\varepsilon_{\text{ппп}}(E_\gamma)$  – скорость счета в пике полного поглощения, соответствующего регистрации гамма-квантов с энергией  $E_\gamma$ ;  $Q$  – актив-

ность используемого для калибровки источника гамма-квантов;  
 $n_{0\gamma}$  – квантовый выход гамма-квантов с энергией  $E_\gamma$ .

Таким образом, калибровка спектрометра по эффективности заключается в определении зависимости эффективности от энергии гамма-квантов для определенной геометрии «источник-детектор». На рис. 2.1 представлены результаты практической калибровки HPGe гамма-спектрометра по эффективности.

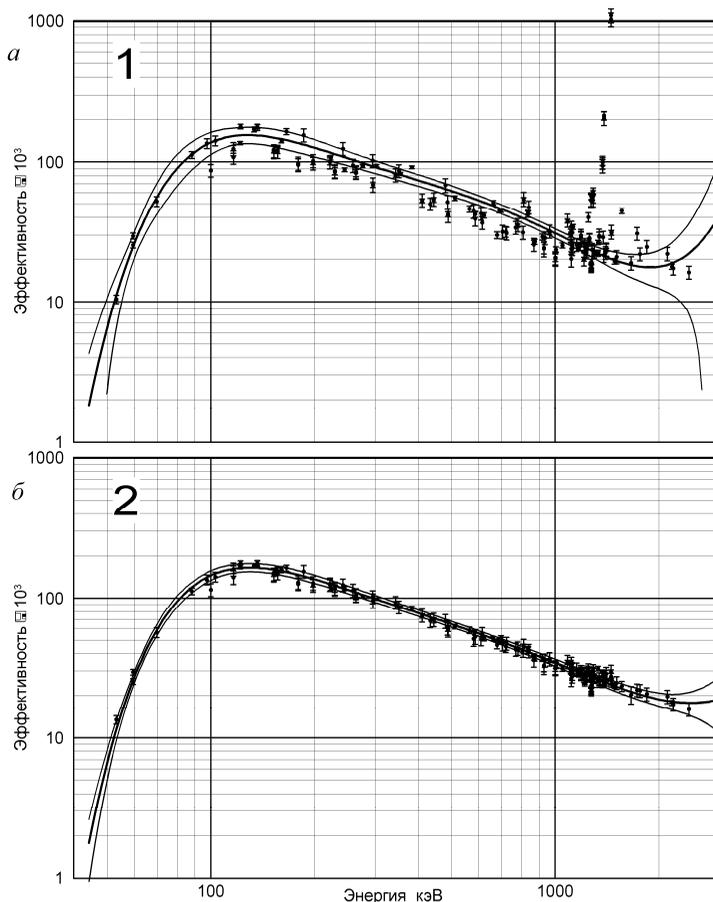


Рис. 2.1. Эффективность регистрации детектора ORTEC GEM-30185 для точечного источника на поверхности детектора на его оси: *a* – без коррекции на каскадные совпадения гамма-квантов; *b* – с коррекцией на каскадные совпадения гамма-квантов

При калибровке спектрометра по эффективности в близкой геометрии следует учитывать эффекты каскадного суммирования. Некорректный или неполный учет этих эффектов приводит к получению неправильных результатов (см. рис. 2.1, сравнить *a* и *б*).

## ОПИСАНИЕ И СОСТАВ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ

1. Спектрометр ORTEC DSPECPro с HPGe детектором под управлением программы ORTEC Maestro.
2. Набор образцовых спектрометрических источников гамма-излучения ОСГИ с паспортом.
3. Персональный компьютер.
4. Программно-методический комплекс GeSAS.

## ПОДГОТОВКА ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ К РАБОТЕ

1. Запустить программу ORTEC Maestro, подать на детектор высокое напряжение 3000 В.
2. Измерить спектры гамма-излучения радионуклидов америций-241 и кобальт-60.
3. Произвести экспресс-калибровку по энергии средствами программы ORTEC Maestro, используя спектры, полученные согласно п. 2.

## РАБОЧЕЕ ЗАДАНИЕ

1. Последовательно измерить спектры гамма-излучения входящих в состав набора ОСГИ источников гамма-излучения, располагая источники на оси детектора на расстоянии 10 см от его поверхности.
2. Используя программно-методический комплекс GeSAS, определить положения пиков полного поглощения в номерах каналов и скорости счета в пиках полного поглощения для всех линий каждого из измеренных источников.
3. Провести аппроксимацию зависимости «номер канала – энергия гамма-квантов», используя полиномы 2, 3 и более высоких степеней. Оценить качество аппроксимации по критерию  $\chi$ -квадрат.
4. Рассчитать значения эффективности в пиках полного поглощения для всех линий каждого из измеренных источников.

5. Провести аппроксимацию зависимости «логарифм эффективности регистрации в пике полного поглощения – логарифм энергии гамма-квантов» полиномами 2, 3 и более высоких степеней. Оценить качество аппроксимации по критерию  $\chi$ -квадрат.

6. Провести измерения спектра гамма-излучения радионуклида кобальт-60, разместив источник непосредственно на крышке детектора в ее центре. Рассчитать значения эффективности для пиков с энергиями 1172 и 1333 кэВ. Сравнить полученные в этом эксперименте значения эффективности со значениями эффективности из зависимости, полученной в п. 4. Объяснить соотношения полученных значений.

7. Подготовить письменный отчет по выполненной работе.

### Контрольные вопросы

1. В чем состоит калибровка спектрометра по энергии?

2. Охарактеризуйте кратко зависимость «номер канала – энергия гамма-квантов».

3. Как будет меняться зависимость «номер канала – энергия гамма-квантов» при увеличении эффективности HPGe детектора?

4. В чем состоит калибровка спектрометра по эффективности в пике полного поглощения?

5. Укажите самые важные, на Ваш взгляд, моменты при проведении калибровки по эффективности.

6. Объясните причины очень сильного разброса точек на рис. 2.1,а.

### Список рекомендуемой литературы

1. IEEE Standard Test Procedures for Germanium Gamma-Ray Detectors. ANSI/IEEE Std 325-1986.

2. Балдин С.А. и др. Прикладная спектрометрия с полупроводниковыми детекторами. – М.: Атомиздат, 1974.

3. Н.П. Ушакова, В.А. Христофоров. Полупроводниковые и сцинтилляционные гамма-спектрометры. Лабораторный практикум. – М.: МИФИ, 1980.

4. Описание спектрометра ORTEC DSPEC Pro.

5. Описание программного обеспечения Maestro ORTEC.

6. Описание программно-методического комплекса GeSAS.

## Лабораторная работа 3

### Современный полупроводниковый HPGe гамма-спектрометр для прикладных исследований в рамках ядерно-физического мониторинга земной поверхности

---

*Цель работы: изучение устройства современных HPGe гамма-спектрометров и их основных характеристик, ознакомление с настройкой спектрометров и проведение измерений.*

#### ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

##### 1. Устройство современного HPGe гамма-спектрометра. Назначение основных узлов

На рис. 3.1 представлена блок-схема современного HPGe гамма-спектрометра на основе полупроводникового HPGe детектора.

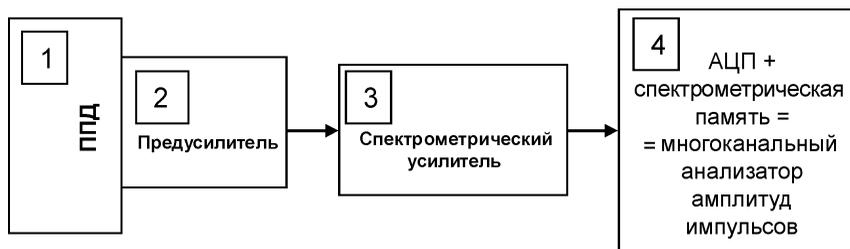


Рис. 3.1. Схема полупроводникового гамма-спектрометра

Рассмотрим подробнее составные части полупроводникового HPGe гамма-спектрометра.

##### 2. Полупроводниковый HPGe детектор. Принцип действия и конструкция

Детектор  $\gamma$ -излучения из сверхчистого германия (HPGe детектор) представляет собой полупроводниковый диод с  $pn$ -переходом. Область  $pn$ -перехода и является чувствительной областью детектора. HPGe детектор может изготавливаться в планарной (плоскост-

20

ной) или коаксиальной (цилиндрической) геометриях. Коаксиальная геометрия детектора позволяет значительно повысить чувствительный объем детектора и соответственно существенно увеличить эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов по сравнению с детектором в планарной геометрии.

Кроме величины объема рабочей области детектора эффективность регистрации  $\gamma$ -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  $\gamma$ -квантов обычно используются детекторы из германия.

Выбор германия в качестве исходного материала для изготовления детектора, несмотря на большие трудности в изготовлении, связан с тем, что сечение взаимодействия  $\gamma$ -квантов сильно зависит от атомного номера вещества  $Z$ . Особенно сильно зависит от  $Z$  сечение фотоэффекта ( $\sigma_{\text{ф}} < Z^5$ ), 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  $\gamma$ -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  $< 10^{10} \text{ см}^{-3}$  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  $< 10 \text{ кэВ}$ , в результате чего в приповерхностной области образуется слой  $p^+$ -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  $< 300 \text{ }^\circ\text{C}$  в течение  $< 10$  мин. В результате диффузии лития на глубину  $\leq 1 \text{ мкм}$  образуется  $pn$ -переход. Затем на эту сторону заготовки напыляют слой

золота и припаивают тонкий электрод. Схематическая структура подобного детектора показана на рис. 3.2. Подавая на  $pn$ -переход обратное смещение, добиваются расширения области, обедненной свободными равновесными носителями заряда (рабочего объема детектора), практически на всю толщину заготовки [3].

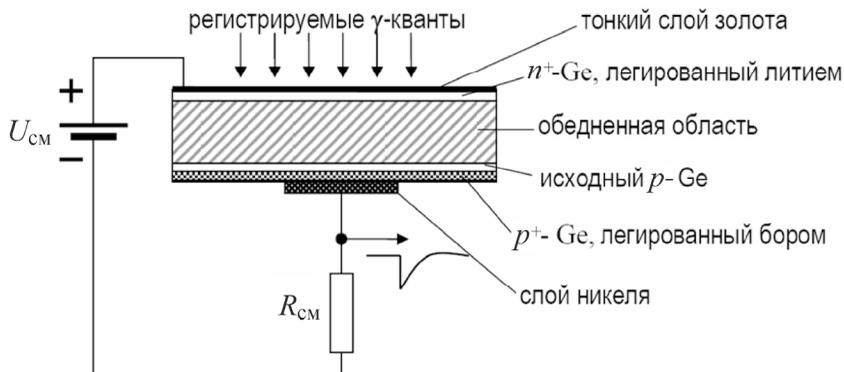


Рис. 3.2. Структура планарного HPGe детектора

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 возникновение так называемых неравновесных носителей заряда, образующихся в обедненной области при прохождении через нее ионизирующего излучения. Если в этой области поглощается энергия  $E$ , то образуется  $E/\omega$  пар носителей, где  $\omega$  – энергия, требуемая для образования одной пары (электрон-дырка) свободных носителей заряда (для германия эта величина равна 2,8 эВ). Для того чтобы весь заряд можно было зарегистрировать (т.е. собрать на электродах), необходимо, чтобы время собирания образованных носителей в приложенном к  $pn$ -переходу электрическом поле было значительно меньше, чем время жизни неравновесных носителей за-

ряда. В связи с этим напряжение смещения выбирается довольно высоким ( $> 1000$  В).

Электронно-дырочные пары движутся под действием электрического поля, обусловленного напряжением смещения, так что собирание заряда эквивалентно импульсу тока, протекающему через емкость  $pn$ -перехода. В результате на этой емкости образуется заряд, величина которого пропорциональна энергии, поглощенной детектором. Затем заряд рассасывается током через сопротивление  $R_{см}$ .

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

По сравнению со сцинтилляционными детекторами полупроводниковый детектор имеет существенно более высокую способность разделять частицы с близкими энергиями. Это объясняется тем, что в сцинтилляторе на образование одного фотоэлектрона в системе, состоящей из сцинтиллятора и фотоумножителя, расходуется энергия  $\sim 300$  эВ, т.е. в  $\sim 100$  раз больше, чем в полупроводниковом детекторе. Таким образом, при одинаковой поглощенной энергии в сцинтилляторе образуется приблизительно в 100 раз меньше первичных носителей заряда, чем в ППД. Другая причина уменьшения флуктуаций исходного сигнала в полупроводниковом спектрометрии по сравнению со сцинтилляционным состоит в отсутствии фотоэлектронного умножителя.

Германиевые детекторы необходимо эксплуатировать при низкой температуре. Это связано с тем, что ширина запрещенной зоны  $E_g$  германия составляет 0,66 эВ, поэтому вероятность тепловой генерации неосновных носителей заряда ( $\propto e^{-E_g/(kT)}$ ) у германия значительна, и при комнатной температуре токи утечки 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. 3.3 показано устройство HPGe детектора. Непосредственно сам детектор крепится на медном стержне, другой конец которого помещен в дьюар с жидким азотом. Вакуум в системе обеспечивается сорбционным насосом. Сорбент (цеолит), охлаждаемый жидким азотом, позволяет поддерживать вакуум в криостате в течение длительного времени.

Схема включения HPGe детектора показана на рис. 3.4.

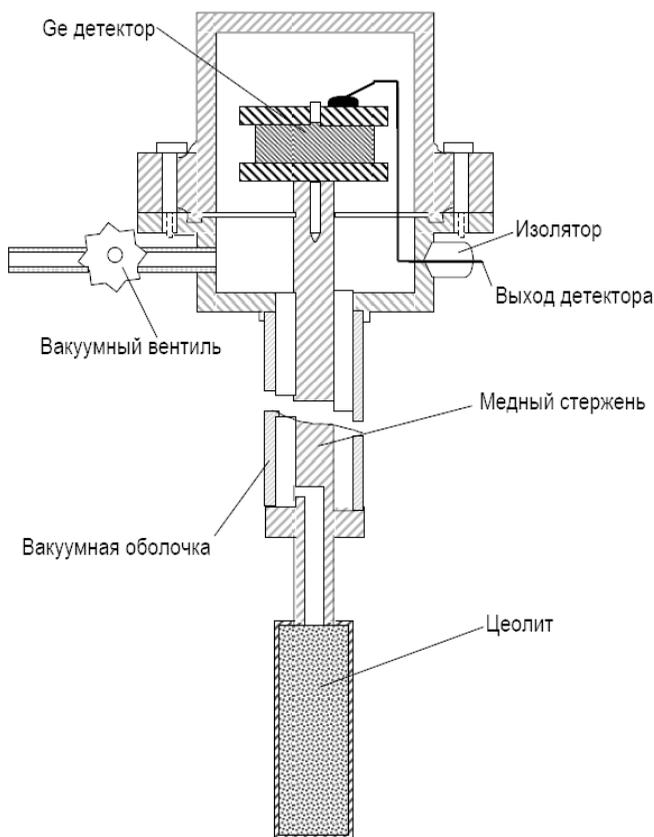


Рис. 3.3. Планарный HPGe детектор в криостате

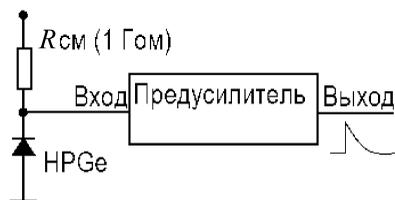


Рис. 3.4. Схема включения HPGe-детектора

### 3. Энергетическое разрешение HPGe спектрометра

Как было сказано выше, выраженная в энергетических единицах ширина аппаратной линии, т.е. ширина распределения амплитуд импульсов, называется абсолютным энергетическим разрешением HPGe гамма-спектрометра и обозначается  $\Delta E$ .

Энергетическое разрешение  $\Delta E$  (ширина пика полного поглощения на половине высоты – ШПВ) зависит от процессов, происходящих как в самом детекторе, так и в электронном тракте, и определяется тремя главными факторами:

- 1) статистическими флуктуациями числа электронно-дырочных пар;
- 2) флуктуацией тока утечки детектора;
- 3) шумами предусилителя.

Обозначим:

$\Delta E_{\Sigma}$  – ШПВ (ширина пика на половине высоты);

$\Delta E_n$  – составляющая ШПВ, обусловленная статистическими флуктуациями числа пар носителей в детекторе;

$\Delta E_i$  – составляющая ШПВ, обусловленная шумами токов утечки детектора;

$\Delta E_{ny}$  – составляющая ШПВ, связанная с шумами предусилителя.

$$\text{Тогда } \Delta E_{\Sigma}^2 = \Delta E_n^2 + \Delta E_i^2 + \Delta E_{ny}^2.$$

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  $\Delta E_i$ , близок к спектру шумов предусилителя, поэтому эти составляющие можно объединить в одну  $\Delta E_i^2 + \Delta E_{ny}^2 = \Delta E_{ш}^2$ ,

следовательно

$$\Delta E_{\Sigma}^2 = \Delta E_n^2 + \Delta E_{ш}^2. \quad (3.1)$$

Как было показано Фано, для флуктуации числа пар ионов 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:

$$\sigma^2 = F \cdot N, \quad (3.2)$$

где  $\sigma^2$  – реальная дисперсия, а  $N$  – дисперсия по Пуассону (среднее число пар носителей, образуемых частицей в чувствительном объеме детектора).

Учитывая, что  $N = E/\omega$ , где  $E$  – энергия, потерянная частицей в детекторе,  $\omega$  – энергия, расходуемая на образование одной пары носителей (2,8 эВ для германия), фактор Фано для германия равен примерно 0,1, и считая форму пика полного поглощения гауссовой, можно показать, что:

$$\Delta E_{\text{ППД}} = (8 \ln 2 \cdot \omega FE)^{1/2} = 2,35\sqrt{\omega FE}. \quad (3.3)$$

Учитывая, что для германия  $\omega = 2,8$  эВ и  $F \approx 0,1$ , по формуле (3.3) можно рассчитать теоретический нижний предел энергетического разрешения HPGe детектора

Принято выражать энергетическое разрешение HPGe детекторов для линии гамма-излучения 1333 кэВ радионуклида кобальта-60. У качественных HPGe детекторов эта величина составляет  $< 2,2$  кэВ.

#### 4. Спектрометрический тракт HPGe гамма-спектрометра

Спектрометрический тракт HPGe гамма-спектрометра состоит из предусилителя и спектрометрического усилителя (аналогового процессора), аналого-цифрового преобразователя и спектрометрической памяти.

Во избежание потери величины 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.

Шумовые характеристики усилительного тракта и, следовательно, разрешающая способность спектрометра определяются в основном головным (первым) каскадом предусилителя. При построе-

нии таких каскадов для HPGe детекторов применяются полевые транзисторы. Функционально предусилитель полупроводникового детектора обеспечивает преобразование собранного детектором заряда и преобразования величины заряда в амплитуду электрического импульса на выходе, поэтому он называется также зарядочувствительным предусилителем.

Таким образом, в усилительном тракте полупроводникового спектрометра исходным сигналом 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 ( $i = dQ/dt$ ;  $U = (1/c) \int idt$ ).

Обратим внимание на два следующих обстоятельства. Во-первых, амплитуда 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  $(C_{\text{дет}} + C_{\text{вх}})R_{\text{см}}R_{\text{вх}} / (R_{\text{см}} + R_{\text{вх}})$ , и сигнал на его выходе будет иметь экспоненциальную форму. Типичное значение постоянной времени спада напряжения составляет единицы миллисекунд. При достаточно больших нагрузках (нагрузка – это средняя частота следования  $\gamma$ -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.

Шумы предусилителя вызываются различными причинами:

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

Выше уже говорилось 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.

Эквивалентная схема зарядочувствительного предусилителя показана на рис. 3.5.

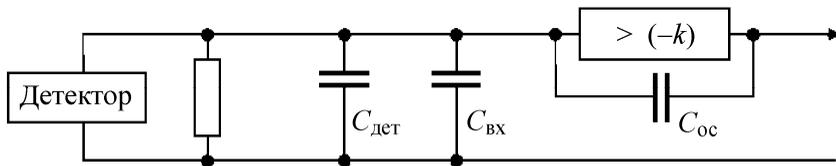


Рис. 3.5. Эквивалентная схема зарядочувствительного предусилителя

Усилитель с коэффициентом усиления  $k$  охвачен отрицательной обратной 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. 3.6 определяет так:

$$U_{\text{ВЫХ}} = \frac{Q_{\text{ВХ}}}{C_{\text{д}} + C_{\text{ВХ}} + C_{\text{ос}}} \cdot \frac{k}{1 + k\beta}, \quad (3.4)$$

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

$$G = \frac{U_{\text{ВЫХ}}}{Q_{\text{ВХ}}} \approx \frac{1}{C_{\text{ос}}}. \quad (3.5)$$

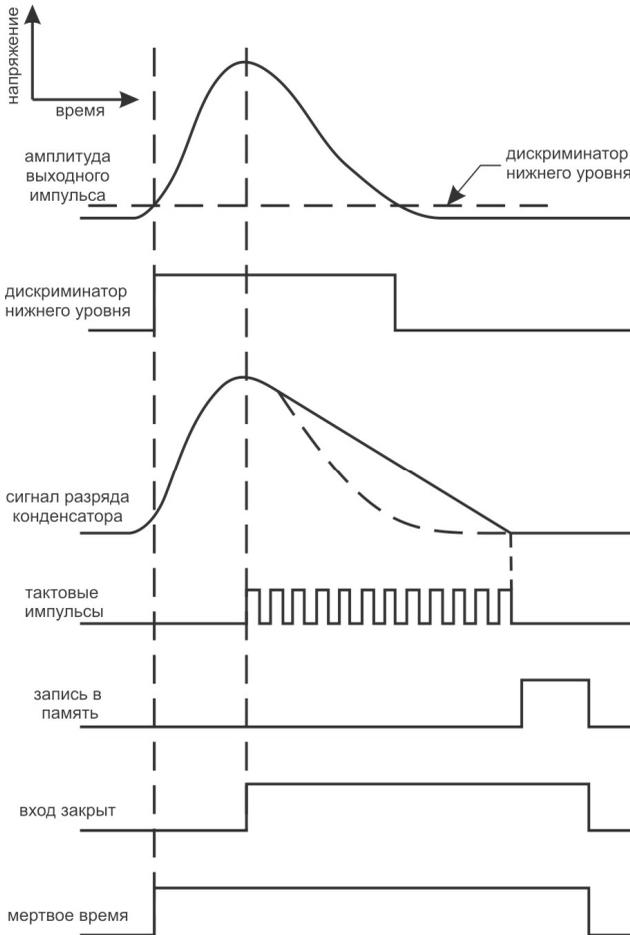


Рис. 3.6. Временной цикл работы АЦП Уилкинсона

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. 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  $\tau = \tau_d = \tau_i$ , где  $\tau_d$  – постоянная дифференцирования, а  $\tau_i$  – постоянная интегрирования.

Так же, как и спектрометрический усилитель сцинтилляционного спектрометра, спектрометрический усилитель HPGe спектрометра характеризуется следующими основными параметрами (см. лабораторную работу 1): интегральная нелинейность, дифференциальная нелинейность, уровень шумов, коэффициенты температурной нестабильности усиления и смещения нуля, максимальная нагрузка, коэффициент усиления, форма импульсов на выходе, регулировка установки нулевого уровня сигнала, наличие регулировки восстановления нулевого уровня.

### *Спектрометрический усилитель (аналоговый процессор)*

Основное назначение спектрометрического усилителя – формирование спектрометрического сигнала оптимальной амплитуды и формы для последующей обработки его аналогово-цифровым преобразователем – АЦП. Поэтому название «линейный формирующий» включает в себе как характеристику усилителя (он должен быть линейным, для того чтобы сохранилась пропорциональность между энергией, поглощенной в детекторе, и амплитудой сигнала), так и функциональное назначение – формирование импульса с формой, наиболее подходящей для подачи на АЦП. При этом, очевидно, данный усилитель должен вносить в усиливаемый импульс минимум неконтролируемых погрешностей, т.е. обладать очень низким уровнем собственных шумов. Кроме того, в усилителе решается еще целый ряд задач: режекция наложенных сигналов, восстановление постоянных составляющих, компенсация «полос-

нуль» и т.д. Поэтому спектрометрические усилители иногда называют аналоговыми процессорами.

Спектрометрический усилитель обладает следующими характеристиками, которые определяются его конструкцией:

интегральная нелинейность – отражает степень отклонения реальной характеристики преобразования от идеальной характеристики (в данном случае от прямой линии):

$$\frac{\max_{U_{\text{ВХ}}} U_{\text{В}} U_{\text{ВЫХ}} (U_{\text{В}} - (AU_{\text{ВЫХ}} + B))}{U_{\text{ВХ, max}}} \cdot 100 \%, \quad (3.6)$$

где  $U_{\text{ВХ}}$ ,  $U_{\text{ВЫХ}}$  – амплитуды входного и выходного сигнала соответственно,

$k = \frac{dU_{\text{ВЫХ}}}{dU_{\text{ВХ}}}$  – коэффициент усиления,  $b = \overline{U_{\text{ВЫХ}}(0)}$  – смещение нуля;

интегральная нелинейность отражает степень гладкости реальной характеристики:

$$\max_{U_{\text{ВХ}}} \left( \frac{dU_{\text{ВЫХ}}}{dU_{\text{ВХ}}} - \overline{\frac{dU_{\text{ВЫХ}}}{dU_{\text{ВХ}}} } \right) \cdot 100 \% = \max_{U_{\text{ВХ}}} \left( \frac{dU_{\text{ВЫХ}}}{dU_{\text{ВХ}}} - A \right) \cdot 100 \%; \quad (3.7)$$

уровень шумов определяется как эквивалентный уровень шумов при заданном коэффициенте усиления;

коэффициенты температурной нестабильности усиления  $r$  ( $1/^\circ\text{C}$ ) и смещения нуля  $b$  ( $\text{B}/^\circ\text{C}$ );

максимальная загрузка – максимальное количество импульсов в единицу времени, которое обрабатывается усилителем без ухудшения характеристик; с этой величиной связаны типичные для данного усилителя сдвиг и уширение спектральных линий при больших нагрузках.

К рабочим характеристикам спектрометрического усилителя, которыми пользователь может управлять, относятся:

коэффициент усиления – обычно устанавливается в диапазоне  $1 - 5 \times 10^3$ ;

форма однополярных импульсов на выходе – возможна гауссовская, треугольная и др.;

форма биполярных импульсов на выходе;

регулировка установки нулевого уровня сигнала;

регулировка восстановления нулевого уровня.

Спектрометрические усилители, используемые в ядерно-физическом эксперименте, представляют собой образцы сложных прецизионных электронных устройств, которые изготавливаются из высококачественных компонентов.

Ниже в качестве примера приведены характеристики спектрометрического усилителя Model672 фирмы ORTEC. Этот усилитель обеспечивает возможность работы с импульсами положительной или отрицательной полярности; обеспечивает поддержание нулевого уровня при различных частотах следования импульсов, автоматическое шумоподавление и формирование выходных импульсов. Усилитель позволяет формировать выходные импульсы 12 типов: шесть длительностей импульсов и выбор формы импульса – треугольная или гауссовская, при этом формирование гауссовских импульсов выполняется с помощью фильтра восьмого порядка, имеющих 2 действительных полюса и три пары мнимых. Усилитель модели 672 включает в себя следующие функциональные блоки:

- переключатель полярности входных импульсов и режимов;
- дифференциальный входной каскад усилителей;
- дифференциатор и каскад плавной регулировки усиления;
- каскад грубой регулировки усиления;
- стабилизатор постоянного уровня;
- каскад интегратора;
- каскад формирования импульсов однополярного выхода;
- каскад формирования импульсов биполярного выхода;
- стробируемый восстановитель уровня;
- каскад медленных дискриминаторов;
- быстрый дифференцирующий усилитель;
- каскад быстрого дискриминатора;
- каскад проверки ограничения импульсов;
- каскад автоматической установки нулевого уровня.

Характеристики усилителя модели 672 следующие:

- диапазон коэффициента усиления – 2,5 – 1500;
- интегральная нелинейность – не более  $\pm 0,025$  % в диапазоне 0–10 В;

- дифференциальная нелинейность  $< \pm 0,012 \%$  в диапазоне  $\pm 9$  В и максимальной амплитуде сигнала  $\pm 10$  В по дифференциальному входу;
- эквивалентный уровень шумов  $< 5,0$  мкВ для усиления  $> 100$  и  $< 4,5$  мкВ для усиления  $< 1000$ ;
- температурные коэффициенты – для усиления  $\pm 0,005 \%$  ( $1/^\circ\text{C}$ ), для дрейфа нуля  $\pm 7,5$  (мкВ/ $^\circ\text{C}$ );
- типичное расширение спектральных линий  $8 \%$  при частоте следования импульсов  $10^5$  имп/с и  $< 15 \%$  при  $20 \cdot 10^5$  имп/с для линии 1,33 МэВ;
- типичный сдвиг спектральных линий  $< \pm 0,018 \%$  при частоте следования импульсов  $10^5$  имп/с и  $\ll \pm 0,05 \%$  при  $20 \cdot 10^5$  имп/с для линии 1,33 МэВ;
- временное разрешение пары импульсов 500 нс.

### *Спектрометрический аналогово-цифровой преобразователь АЦП*

Спектрометрические измерения подразумевают получение энергетического спектра исследуемого излучения. Выше было показано, что амплитуда импульса на выходе ФЭУ линейно связана с энергией, потерянной заряженной частицей или гамма-квантом в материале сцинтиллятора. Поскольку предусилитель и спектрометрический усилитель также являются устройствами, линейно преобразующими амплитуды импульсов, то энергетический спектр  $N(E)$  потерь энергии частиц в сцинтилляторе будет совпадать со спектром амплитуд импульсов  $N(A)$  (количество импульсов с соответствующей амплитудой) на выходе спектрометрического усилителя. Практически, поскольку в эксперименте измерения непрерывных величин всегда заменяются измерениями дискретными, проводятся следующие измерения. Предположим, что мы проводим измерения в энергетическом диапазоне  $E_{\min} - E_{\max}$ . Разобьем этот диапазон на  $K$  равных частей, каждая величиной  $\Delta E = (E_{\min} - E_{\max})/K$ , получив ряд равноотстоящих точек  $E_i = E_{\min} + \Delta E (i - 1)$ . При условии линейности преобразования «энергия-амплитуда» мы получим соответствующий ряд равноотстоящих амплитуд  $A_i = A_{\min} + \Delta A (i - 1)$ , где  $A_{\min} = k \cdot E_{\min} + b$ ,  $A_{\max} = k \cdot E_{\max} + b$ ,  $\Delta A = k \cdot \Delta E$ . Если при обработке импульсов в спектрометрическом тракте не происходит

потерь импульсов, то число частиц  $N_i$ , потерявших энергии в диапазоне  $[E_i, E_{i+1})$ , есть число импульсов с амплитудами в соответствующем интервале амплитуд  $[A_i, A_{i+1})$ . Но  $N_i$  есть произведение плотности распределения количества частиц по энергии (энергетического спектра)  $p(E_i)$  на величину интервала по энергии  $\Delta E$ , и, с другой стороны, есть произведение плотности распределения по амплитуде (амплитудного спектра)  $p(A_i)$  на величину интервала по амплитуде  $\Delta A$ . То есть

$$N_i = p(E_i) \cdot \Delta E = p(A_i) \cdot \Delta A. \quad (3.8)$$

Учитывая, что  $\Delta E$  и  $\Delta A$  являются при проведении измерений константами, число частиц  $N_i$ , зарегистрированных за время измерений в диапазоне амплитуд от  $A_i$  до  $A_i + \Delta A$ , пропорционально энергетическому спектру  $p(E_i)$ .

Таким образом, в течение спектрометрических измерений требуется измерить дискретное распределение  $\{N_i, i = 1, K\}$ . При этом интервал амплитуд  $[A_i, A_{i+1})$  (и соответствующий ему интервал энергий  $[E_i, E_{i+1})$ ) называются *спектрометрическим каналом*, номер  $i$  – *номером канала*, а число  $N_i$  – *отсчетом в канале  $i$* . Эта задача и решается при помощи амплитудно-цифрового преобразователя.

АЦП измеряет амплитуду приходящего на его вход импульса и при условии, что амплитуда находится в интервале  $[A_i, A_{i+1})$ , выдает номер канала  $i$ . Схемотехнике, обрабатывающей выходные сигналы АЦП, необходимо только инкрементировать соответствующий отсчет канала  $i$ .

### *Основные типы АЦП, используемые в спектрометрии*

В настоящее время в спектрометрии нашли широкое применение три типа АЦП.

#### *АЦП Уилкинсона*

При превышении некоторого уровня сигнала, задаваемого схемой *дискриминатора нижнего уровня* (это необходимо, чтобы АЦП не тратил время на обработку слабых импульсов, обычно обусловленных шумами), открывается вход АЦП и начинает заря-

жаться входная емкость. Заряд продолжается до тех пор, пока уровень сигнала в импульсе не достигнет максимальной амплитуды, как только уровень сигнала начинает снижаться, вход закрывается. Таким образом, в момент закрытия входа напряжение на конденсаторе равно амплитуде анализируемого импульса. По закрытию входа конденсатор начинает разряжаться постоянным током и одновременно включается счетчик высокочастотных тактовых импульсов, который останавливается, когда конденсатор будет разряжен. Поскольку при разряде постоянным током время разряда пропорционально начальному напряжению (т.е. амплитуде импульса), число отсчетов, накопленное счетчиком, также пропорциональное амплитуде исследуемого импульса, будет искомым номером канала.

АЦП Уилкинсона характеризуется временем преобразования, зависящим от амплитуды импульса, что, в принципе, следует отнести к недостаткам (20–165 мс при преобразовании в 8192 канала), и отличается хорошей дифференциальной нелинейностью, т.е. однородностью ширины канала ( $< 1\%$ ), что является несомненным достоинством. Временной цикл работы этого АЦП приведен на рис. 3.6.

#### Флэш-АЦП (параллельный АЦП)

Флэш-АЦП основан на линейке компараторов, соединенных таким образом, что опорный уровень каждого компаратора на постоянную величину  $\Delta V$  превышает опорный уровень предыдущего. Исследуемый сигнал подается на входы всех компараторов одновременно. Схема синхронизации стробирует все компараторы в момент, когда амплитуда входного сигнала достигнет максимума. Выходы компараторов соединены со схемой дешифровки, которая выдает на выходе номер канала. Принципиальная схема флэш-АЦП приведена на рис. 3.7.

Флэш-АЦП отличается высоким быстродействием, однако обладает большой дифференциальной нелинейностью.

#### АЦП с поразрядным взвешиванием

Так же, как в АЦП Уилкинсона, в АЦП с поразрядным взвешиванием присутствует входной «запоминающий» конденсатор, напряжение на котором повторяет амплитуду исследуемого

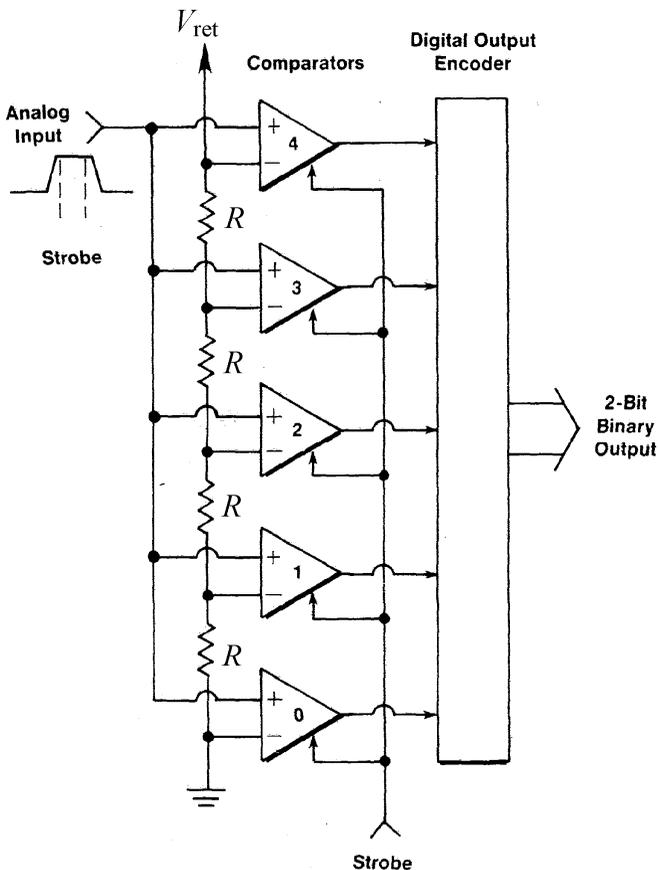


Рис. 3.7. Принципиальная схема флэш-АЦП

импульса. Цикл измерения начинается по факту детектирования вершины импульса. На первом шаге устанавливается старший бит цифро-аналогового преобразователя (ЦАП), входящего в конструкцию АЦП. Если при этом выходное напряжение на ЦАП больше напряжения на «запоминающем» конденсаторе, старший бит ЦАП сбрасывается, если меньше – остается установленным. Процесс повторяется для следующих по старшинству битов ЦАП. После повторения таких циклов, по количеству совпадающих с разрядностью ЦАП, код на ЦАП будет соответствовать искомому но-

меру канала. Принципиальная схема АЦП с поразрядным взвешиванием приведена на рис. 3.8.

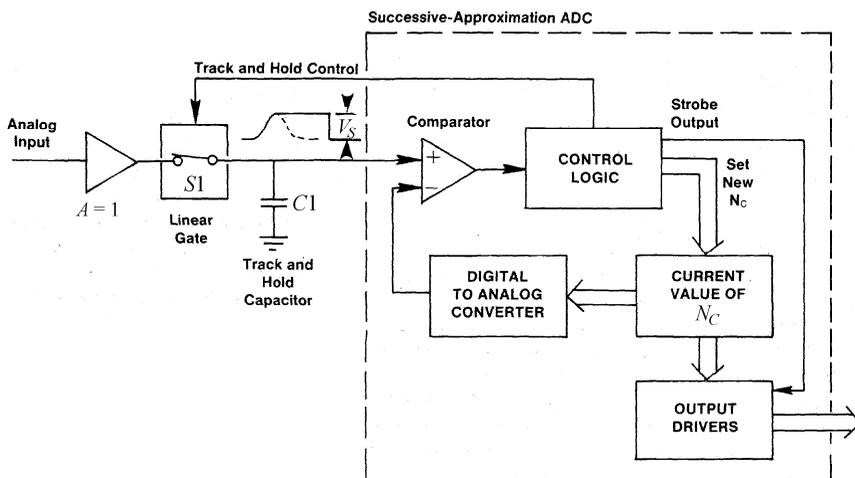


Рис. 3.8. Принципиальная схема АЦП с поразрядным взвешиванием

Очевидно, что описанная схема АЦП будет обладать фиксированным временем преобразования, не зависящим от амплитуды исследуемого импульса. Однако, также очевидно, что дифференциальная нелинейность для этой схемы будет равна половине младшего значащего бита, т.е. 50 %. Данная проблема решается с помощью введения в состав АЦП специального схемотехнического решения, называемого схемой разравнивания. Описание работы схемы разравнивания выходит за рамки настоящей лабораторной работы, достаточно только упомянуть, что включение ее в состав АЦП позволяет достичь значений дифференциальной нелинейности менее 1 %.

### Основные характеристики АЦП

К основным характеристикам АЦП относятся:

- *разрядность АЦП* – количество разрядов преобразования; очевидно, что при разрядности  $K$  максимальное количество спектротметрических каналов будет равно  $2^K$ ;
- *время преобразования* – время затрачиваемой АЦП на получение кода, соответствующего амплитуде исследуемого импульса;

- *нелинейность – интегральная и дифференциальная*; на рис. 3.9 продемонстрирована наглядно суть интегральной нелинейности АЦП: сплошной линией представлена измеренная зависимость номера канала от амплитуды входного импульса, а пунктиром – линейный аппроксиматор измеренной зависимости; интегральная нелинейности определяется как максимальное отклонение  $\Delta C_{max}$  измеренной кривой от прямой линии, нормированное на максимальный номер канала и выраженное в процентах (сравните с рис. 3.6); дифференциальная нелинейность характеризует отклонение ширины канала от постоянной величины.

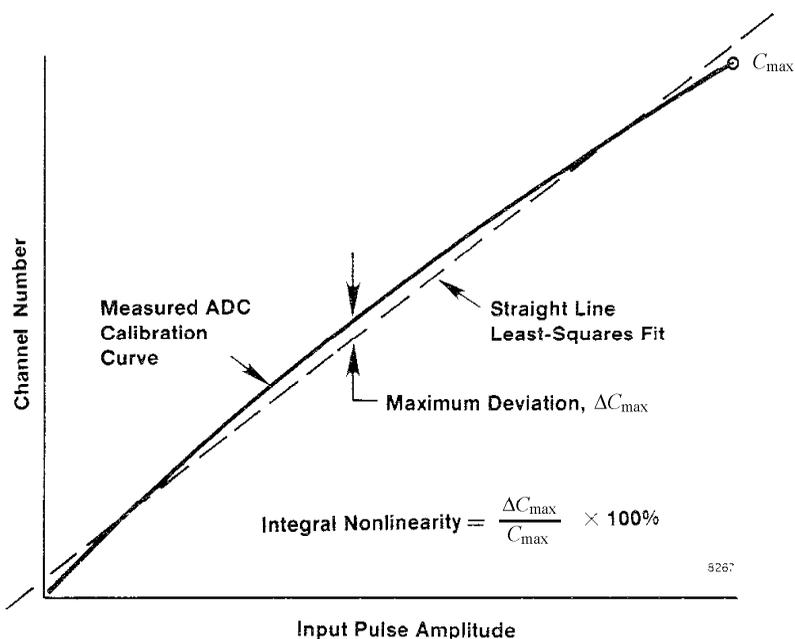


Рис. 3.9. Нелинейность – интегральная и дифференциальная

### *Мертвое время*

В каждый момент времени АЦП может обрабатывать только один импульс. Это значит, что если в течение интервала времени, когда АЦП занят обработкой импульса, на его вход придет другой импульс, он обработан не будет и информация о нем для экспери-

ментатора будет потеряна. Интервал времени, в течение которого АЦП не принимает приходящие на его вход импульсы, называется *мертвым временем*. Время измерения за вычетом мертвого времени называется *живым временем* измерений. Очевидно, что мертвое время будет зависеть как от временных характеристик АЦП, так и от параметров формирования импульсов, определяемых спектрометрическим усилителем. Справедлива формула:

$$r_0 = \frac{r_1}{\exp[r_1(T_w + T_p)] + r_1[T_M - (T_w - T_p)]U[T_M - (T_w - T_p)]}, \quad (3.9)$$

где  $r_1$  и  $r_0$  – интенсивности событий на детекторе и на выходе АЦП соответственно;  $T_w$  – ширина импульса усилителя на уровне порога дискриминации;  $T_p$  – время от начала импульса до момента, в который АЦП определил его вершину;  $T_M$  – собственно мертвое время АЦП;  $U(x) = 1$  при  $x > 0$ ,  $U(x) = 0$  при  $x < 0$ .

Для того чтобы в ходе эксперимента возможно было учесть мертвое время, в состав АЦП вводятся специальные схемы, называемые *счетчиками живого времени*.

### **Спектрометрическая память**

В результате спектрометрических измерений получается спектр в виде  $K$  значений чисел  $\{N_i, i = 1, K\}$ , представляющих собой отсчеты в каналах. Память, выделенная для хранения этих чисел, называется *спектрометрической памятью*. Схемотехнически она может находиться как в составе АЦП, так и во внешнем устройстве, например персональном компьютере. Очевидно, что разрядность ячейки памяти, выделенной под канал, будет определять максимально возможный отсчет в канале. Это необходимо иметь в виду при измерении потока событий высокой интенсивности, для того чтобы избежать сброса содержимого канала в нуль в результате перехода через максимальное значение.

### **Цифровой HPGe гамма-спектрометра**

В последнее десятилетие в связи с успехами микроэлектроники появилась возможность цифровой обработки сигналов, которая по-

зволяет более полно, по сравнению с аналоговой обработкой, использовать потенциал систем детектирования излучений.

Сутью цифровой обработки сигнала в гамма-спектрометрии является как можно более ранняя, в идеале сразу после предусилителя, выражение формы импульса в цифровом виде, т.е. оцифровка формы импульса без потери данных. Цифровые данные далее могут запоминаться в буфере и извлекаться оттуда для обработки в цифровом сигнальном процессоре (или в программируемой логической матрице). При этом практически все параметры сигнала, которые традиционно извлекаются с помощью аналоговой электроники, могут быть получены при использовании различных алгоритмов цифровой обработки. Цифровая обработка сигналов позволяет использовать оптимальные фильтры и сложные алгоритмы, учитывающие специфические свойства детекторных систем, извлекать информацию, которую сложно или вообще невозможно получить с помощью аналоговых систем. Так как данные оцифровываются на раннем этапе, информация меньше искажается за счет шумов, наводок и температурных нестабильностей. Представление формы импульса в цифровом виде позволяет реализовывать практически идеальные в плане отношения «сигнал-шум» формирования импульсов, что чрезвычайно важно при работе с детекторами большого объема, вследствие существенного проявления в них так называемого баллистического эффекта. Кроме того, цифровая обработка допускает работу при более высоких нагрузках и позволяет заметно уменьшить или даже практически устранить мертвое время. Наконец, использование цифровой обработки позволяет отказаться от использования дорогостоящих прецизионных аналоговых компонентов и делает аппаратуру гораздо более компактной от относительно дешевой, что немаловажно для решения задач ядерно-физического мониторинга окружающей среды.

Огибающая аналогового сигнала предусилителя (форма импульса) оцифровывается быстрым флэш-АЦП так, что их существенные параметры преобразуются в поток чисел. Далее аппаратным образом производятся цифровые преобразования, аналогичные тем, что производятся в аналоговых усилителях (компенсация полюса нулем, высоко- и низкочастотная фильтрация и т.д.). При этом цифровая фильтрация позволяет получить результаты, недостижимые при аналоговой фильтрации.

На рис. 3.10 сравниваются характеристики двух спектрометров. В одном из них используется аналоговая обработка сигналов, а в другом – цифровая. В том и другом случае оптимизировались характеристики для достижения максимальной скорости регистрации. В аналоговом спектрометре был использован АЦП с поразрядным взвешиванием и мертвым временем 0,9 мкс. В цифровом процессоре использовался трапецеидальный фильтр со временем нарастания переднего фронта 0,72 мкс и плоской вершиной с длительностью 0,68 мкс. Видно, что цифровой процессор позволяет достичь заметно большую максимальную скорость регистрации, чем аналоговая система. При оптимизации по шумовым свойствам цифровые системы позволяют получить даже лучшее, чем у аналоговых спектрометров отношение сигнал/шум во всем диапазоне входных нагрузок, обеспечивая тем самым заметно большую скорость регистрации.

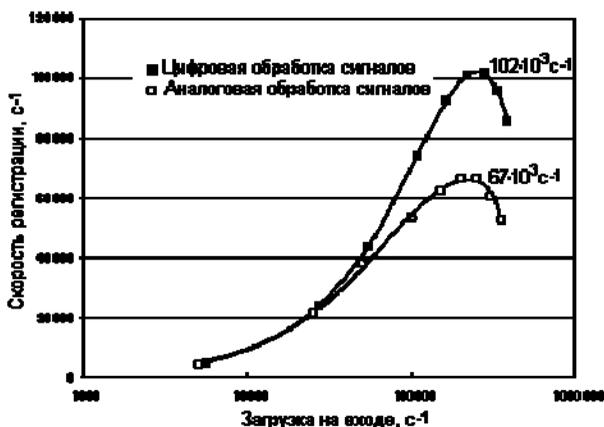


Рис. 3.10. Сравнение зависимости скорости регистрации от входной загрузки цифрового и аналогового спектрометров

Цифровые системы по сравнению с аналоговыми также имеют лучшую температурную стабильность, что может быть крайне важно при полевых исследованиях и длительных измерениях.

## ОПИСАНИЕ И СОСТАВ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ

1. Спектрометр ORTEC DSPEC Pro с HPGe детектором под управлением программы ORTEC Maestro.
2. Набор образцовых спектрометрических источников гамма-излучения ОСГИ с паспортом.
3. Персональный компьютер.
4. Программно-методический комплекс GeSAS.

## ПОДГОТОВКА ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ К РАБОТЕ

1. Запустить программу ORTEC Maestro, подать на детектор высокое напряжение 3000 В.
2. Измерить спектры гамма-излучения радионуклидов америций-241 и кобальт-60.
3. Произвести экспресс-калибровку по энергии средствами программы ORTEC Maestro, используя спектры, полученные согласно п. 2.

## РАБОЧЕЕ ЗАДАНИЕ

1. Измерить спектр источника кобальт-60, провести экспресс-обработку ППП 1333 кэВ, оценить время измерения, необходимое для оценки площади ППП 1333 кэВ с погрешностью не хуже 1 %.
2. Используя время измерения, полученное в п. 1, снять зависимость энергетического разрешения в ППП 1333 кэВ от постоянной времени нарастания трапецидального фильтра в диапазоне 0,8–23 мкс. Определить и установить оптимальное значение постоянной времени нарастания.
3. Для выбранного в п.2 времени нарастания снять зависимость энергетического разрешения в ППП 1333 кэВ от длительности вершины трапецидального фильтра в диапазоне 0,3–2,4 мкс. Определить и установить оптимальное значение длительности вершины. Рассчитать мертвое время на импульс при выбранных параметрах, оценить предельную загрузку.
4. Провести процесс автоматической оптимизации формы трапецидального фильтра. Рассчитать мертвое время на импульс при выбранных параметрах, оценить предельную загрузку. Сравнить полученные параметры фильтра с параметрами, определенными в пп. 2–3.

5. В режиме цифрового осциллографа наблюдать и зарисовать формы осциллограмм при отключенном и включенном режиме режески низких частот. В отчете по ЛР объяснить разницу полученных результатов.

6. Измерить спектры источников радий-226 и торий-232; найти центроиды пиков; рассчитать энергетическую калибровку по МНК (6-я степ.). Оценить качество калибровки. Сравнить полученную калибровку с экспресс-калибровкой Maestro. Выйти из программы Maestro.

7. Подготовить письменный отчет по выполненной работе.

### Контрольные вопросы

1. Как зависит энергетическое разрешение HPGe гамма-спектрометра от энергии регистрируемого гамма-излучения?

2. Перечислить особенности конструкции и эксплуатационных условий HPGe детектора.

3. Перечислить основные виды калибровок, проводимых для HPGe гамма-спектрометра. Кратко описать процедуры этих калибровок.

4. Какова нижняя граница энергии гамма-излучения, которое может быть зарегистрировано с помощью HPGe гамма спектрометра? Кратко перечислить причины такого ограничения. Что можно сделать для снижения этой границы?

5. Что такое относительная и абсолютная эффективность HPGe детектора?

### Список рекомендуемой литературы

1. Балдин С.А.и др. Прикладная спектрометрия с полупроводниковыми детекторами. – М.: Атомиздат, 1974.

2. IEEE Standart Test Proedures for Germanium Gamma-Ray Detectors. ANSI/IEEE Std 325-1986.

3. Христофоров В.А. , Ушакова Н.П. Полупроводниковые и сцинтилляционные гамма-спектрометры. Лабораторный практикум. – М.: МИФИ, 1980.

4. Информационные материалы «CANBERRA», [www.canberra.com](http://www.canberra.com).

5. Информационные материалы «ORTEC», [www.ortec.com](http://www.ortec.com).

## Лабораторная работа 4

### **Современные методы обработки гамма-спектрометрической информации при проведении гамма-спектрометрического радионуклидного анализа с HPGe детекторами в задачах ядерно-физического мониторинга земной поверхности**

---

*Цель работы: изучение современных подходов к обработке HPGe гамма-спектров; ознакомление с методами и программами обработки HPGe гамма-спектров на примере программно-методического комплекса GeSAS; ознакомление с примерами использования HPGe гамма-спектрометрического радионуклидного анализа в задачах ядерно-физического мониторинга земной поверхности.*

#### ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Представленные в [1] результаты исследования характеристик доступных в России коммерческих программных продуктов для HPGe гамма-спектрометрического радионуклидного анализа показывают, что эти программы по целому ряду причин не могут в полной мере обеспечить требуемое качество обработки результатов измерений. К схожим выводам пришли специалисты, проводившие по заказу МАГАТЭ тестирование и сравнение ряда программных продуктов для низкофонового HPGe радионуклидного анализа от авторитетных зарубежных разработчиков [2].

В связи с необходимостью выполнения в Лаборатории исследования радиоактивности окружающей среды регулярных прецизионных гамма-спектрометрических измерений точечных и объемных образцов, в том числе и малоактивных, специалисты Лаборатории решили разработать специализированный программно-методический комплекс с характеристиками, исходно обеспечивающими предельно корректное решение указанной задачи.

Разработанный программно-методический комплекс получил название «**Ge Spectra Analysis System**» ( **ПМК GeSAS** ). Практическое использование ПМК GeSAS подтвердило идеологическую правильность такого подхода: комплекс обеспечивает требуемое качество информации, удобен в работе и свободен от отмеченных в [1,2] недостатков. Аналогичный целевой подход был реализован при создании программно-методического обеспечения UniSampo – Advanced Gamma Spectrum Analysis Software [3], которое в составе экспертной системы радионуклидного анализа Shaman – Expert System for Radionuclide Identification [4] успешно используется в Финском национальном центре данных (Finnish National Data Centre – FiNDC), в частности, в работах по ДВЗЯИ-проблематике.

В ПМК GeSAS реализован принципиально новый подход к анализу гамма-спектрометрической информации, заключающийся в том, что в процессе обработки спектр рассматривается как единый объект, состоящий из набора гамма-линий конечного числа радионуклидов. Такой подход, в отличие от традиционных, позволяет корректно учитывать интерференцию пиков различных радионуклидов со сложными схемами распада, в том числе многочисленных пиков, не связанных напрямую с гамма-переходами: пиков сумм и пиков вылета.

ПМК GeSAS обеспечивает корректный учет каскадного суммирования гамма-квантов как при определении активностей радионуклидов в образцах, так и при калибровке спектрометра по эффективности. Это особенно важно для измерения проб в «близкой геометрии» на детекторах большого объема, так как позволяет, не ограничиваясь при калибровках «некаскадными» радионуклидами, использовать большее количество источников, т.е. большее количество экспериментальных данных, и обеспечить тем самым высокую точность калибровки, а также расширить энергетический диапазон калибровки.

В программе используются специальные алгоритмы, позволяющие корректно обрабатывать спектры с малой статистикой, поскольку традиционно применяемые алгоритмы обработки спектров дают в этом случае неверные результаты.

## 1. Основные характеристики программно-методического комплекса прецизионного гамма-спектрометрического радионуклидного анализа GeSAS

ПМК GeSAS реализован в виде программных модулей, позволяющих гибко перестраивать его для решения разнообразных задач радионуклидного гамма-спектрометрического анализа: определение радионуклидного состава и активности проб объектов окружающей среды, дистанционное исследование характеристик полей гамма-излучения, определение массового содержания элементов в образцах методом нейтронно-активационного анализа, определение сечений взаимодействий нейтронов или заряженных частиц с веществом, а также иных задач, требующих обработки гамма-спектрометрических данных ядерно-физических экспериментов.

В программах обработки гамма-спектров ПМК GeSAS используется принципиально новый подход к анализу спектрометрической информации, заключающийся в том, что в процессе обработки спектр рассматривается как единый объект, состоящий из набора гамма-линий конечного числа радионуклидов. Такой подход, в отличие от традиционных, позволяет корректно учитывать интерференцию спектральных пиков различных радионуклидов со сложными схемами распада, в том числе многочисленных пиков, не связанных напрямую с гамма-переходами: пики сумм при совпадениях и пики вылета одного и двух аннигиляционных квантов.

В ПМК GeSAS используются специальные алгоритмы, позволяющие корректно обрабатывать спектры с малой статистикой, поскольку традиционно применяемые алгоритмы обработки спектров дают в этом случае неверные результаты.

ПМК GeSAS позволяет корректно учитывать каскадное суммирование (КС) гамма-квантов как при определении активностей радионуклидов из измеренных спектров образцов, так и при калибровке спектрометра по эффективности. Это особенно важно при измерении проб на детекторах большого объема в «близкой геометрии». Поэтому в состав программного и методического обеспечения комплекса включены:

- метод учета эффектов КС и вычислительные алгоритмы для расчета величины эффектов КС;

- средства учета КС в программах анализа спектров и калибровки спектрометров;
- наборы ядерных данных для расчета КС;
- методы и программы создания наборов ядерных данных, используемых в дальнейшем для расчета КС и развития соответствующих библиотек;
- вспомогательные программы для расчета величины эффектов КС.

Интерфейс программы обработки спектров предоставляет ранжированный по степени возможного присутствия в конкретном спектре список радионуклидов, исходя из которого пользователь имеет возможность самостоятельно формировать итоговый список радионуклидов для текущего обрабатываемого спектра или серии однотипных спектров.

При отсутствии в спектре выраженных пиков данного радионуклида предусмотрена возможность корректно оценивать верхний предел его активности в образце с учетом вкладов других радионуклидов и условий измерения.

При анализе образцов с малой активностью комплекс позволяет корректно учитывать вклад внешнего и внутреннего фона в результаты измерений и оценивать влияние фона на погрешность. ПМК GeSAS располагает программными средствами для определения характеристик фона из экспериментальных данных.

В состав ПМК GeSAS включены средства коррекции поглощения гамма-квантов в объемных образцах различной плотности и учета различия этого поглощения в измеряемых и калибровочных образцах.

ПМК GeSAS располагает средствами планирования измерений, позволяющими по данному измеренному спектру оценивать экспозицию, требующуюся для достижения заданной точности результатов, и, наоборот, оценивать точность, которая будет достигнута при заданной экспозиции.

Результаты работы ПМК GeSAS могут быть оформлены как в виде готовых отчетов, так и в виде файлов данных, пригодных для их последующего компьютерного анализа, который может потребоваться при решении конкретных прикладных задач.

## 2. Состав и структура программно-методического комплекса GeSAS

ПМК GeSAS состоит из следующих компонент.

### 2.1. Набор файлов данных, включающих в себя:

- таблицы радионуклидов с их ядерно-физическими характеристиками;
- таблицы линий гамма-излучения радионуклидов, включающие, в отличие от существующих справочных наборов данных, информацию о пиках, присутствующих в спектрах, но не соответствующих никаким линиям гамма-излучателей – пики сумм при совпадениях, пики вылета одного и двух аннигиляционных квантов;
- таблицы с ядерными данными, описывающими распад, необходимые для учета эффектов суммирования гамма-квантов;
- таблицы с описаниями свойств спектрометрического тракта и геометрии измерения:
  - описания калибровок спектрометра по энергии, энергетическому разрешению и эффективности;
  - параметры для коррекции влияния плотности образца на эффективность регистрации гамма-квантов;
  - наборы значений чувствительности спектрометра к индивидуальным линиям гамма-излучения радионуклидов, включая указанные выше «псевдолинии». (Как правило, отдельный набор таких значений чувствительностей подготавливается экспериментальным или расчетным способом при калибровке для каждого набора «детектор + конфигурация источника + геометрия измерений».);
- средства для хранения описаний исследуемых образцов, описания условий измерений, измеренных спектров и результатов их обработки;
- программы, обеспечивающие управление набором данных, внесение и редактирование данных, интерфейс с программами подготовки данных и программами анализа спектров.

## 2.1. Вспомогательные методики и программы для подготовки данных, в том числе:

- метод и программа калибровки спектрометра по абсолютной эффективности в пике полного поглощения, позволяющие на основе экспериментальных данных:
  - автоматически выбирать вид функции, описывающей зависимость абсолютной эффективности регистрации в пике полного поглощения от энергии гамма-квантов, и вычислять по имеющимся экспериментальным данным ее параметры, оценки погрешностей параметров и корреляцию между ними;
  - использовать для калибровки по абсолютной эффективности в пике полного поглощения совместно с источниками с известной абсолютной активностью также и **источники с неизвестной абсолютной активностью**, что позволяет увеличить количество доступных экспериментальных данных и тем самым повысить точность и расширить диапазон калибровки;
  - учитывать искажение спектров калибровочных источников совпадениями, что позволяет использовать для калибровки источники со сложными схемами распада;
  - учитывать поглощение гамма-излучения в источнике и зависимость эффективности от плотности источника;
- метод и программа для расчета эффектов каскадного суммирования, позволяющие на основе схем распада радионуклидов и калибровок спектрометра по эффективности (эффективности в пике полного поглощения и полной эффективности) определять значения чувствительностей для всех гамма-линий обрабатываемого спектра, как «истинных», связанных с соответствующими гамма-переходами при распаде радионуклидов, так и «фиктивных», образующихся в детекторе в результате суммирования каскадных или вылета аннигиляционных гамма-квантов. В табл. 1 приведен пример коррекции чувствительностей спектрометра для радионуклида  $^{134}\text{Cs}$  с учетом эффекта истинных совпадений гамма-квантов в детекторе. Для сравнения представлены результаты непосредственного измерения чувствительностей;

- метод и программа калибровки спектрометра по полной эффективности, позволяющие по ограниченному числу моноэнергетических калибровочных источников получать значения полной эффективности спектрометра в точечной и объемной геометриях измерений;

- метод и программа для коррекции результатов на поглощение гамма-квантов в объемном образце, позволяющие по экспериментальным данным определять параметры зависимости эффективности регистрации гамма-квантов от плотности объемных образцов и использовать эти параметры для коррекции вычисляемых активностей.

Таблица 4.1

Коррекция чувствительностей для радионуклида  $^{134}\text{Cs}$   
с учетом эффекта истинных совпадений гамма-квантов в детекторе  
(погрешности на уровне 95 %)

Энергия, кэВ	Квантовый выход, %		Чувствительность, 1/ксек/Бк *1000		
	Табличное значение	Из схемы распада	Из кривой эффективности	С коррекцией на совпадения	Из эксперимента
475.36	1.49±0.02	1.48	1.35±0.05	0.83±0.04	0.86±0.10
563.25	8.39±0.08	8.38	6.89±0.22	4.00±0.16	3.99±0.24
569.33	15.38±0.12	15.32	12.53±0.40	7.26±0.29	7.44±0.38
604.72	97.62±0.06	97.61	77.2±2.5	55.0±2.1	54.6±2.8
795.86	85.53±0.08	85.46	58.2±2.0	42.8±1.7	41.2±2.1
801.95	8.69±0.08	8.72	5.91±0.20	3.65±0.15	3.64±0.20
1038.61	0.99±0.01	1.00	0.577±0.024	0.51±0.03	0.50±0.06
1167.97	1.79±0.02	1.81	0.960±0.040	1.14±0.05	1.14±0.09
1174.05	0	0	0	0.744 ± 0.036	0.770±0.055
1365.18	3.012±0.024	3.014	1.39±0.07	2.03±0.11	2.06±0.13
1400.59	0	0	0	4.38±0.21	4.26±0.25
1406.67	0	0	0	0.29±0.02	0.28±0.03
1643.33	0	0	0	0.065±0.004	0.046±0.013
1969.92	0	0	0	0.26±0.02	0.27±0.03

**2.3. Программные модули для количественного анализа спектров** (как спектров исследуемых образцов, так калибровочных и фоновых спектров), ориентированные в том числе и на анализ спектров с малой статистикой, отличаются следующими особенностями:

- определение активностей радионуклидов в образце производится одновременно по всем спектральным линиям гамма-излучения всех радионуклидов, в том числе и «фиктивным», что увеличивает возможности обнаружения радионуклидов и уменьшает погрешность определения их активностей;

- используются алгоритмы, позволяющие корректно обрабатывать спектры с малой статистикой, поскольку традиционно применяемые алгоритмы обработки спектров дают в этом случае ошибочные результаты;

- оценка верхнего предела для активностей радионуклидов, пики которых в спектре не обнаружены, производится с учетом фоновых характеристик спектрометра и условий измерения спектра. Список радионуклидов, которые определяются в образце, корректируется программой на основе результатов анализа спектра;

- определение всех промежуточных и окончательных результатов анализа сопровождается отдельной оценкой статистических и систематических погрешностей;

- программы допускают широкий диапазон степени интерактивности – от полностью автоматической обработки до полного управления оператором хода обработки.

### **3. Программа обработки спектров и определения радионуклидного состава образца**

Эта программа имеет широкий диапазон степени интерактивности – от полностью автоматической обработки рутинных измерений до полного управления оператором хода обработки. При обработке в интерактивном режиме программа предоставляет оператору возможность полного поэтапного контроля всего процесса обработки с выводом промежуточных вычислений в процессе обработки. Методически программа состоит из двух взаимосвязанных частей:

- определение параметров спектральных пиков;

- определение активностей радионуклидов в образце.

В интерактивном режиме процедура обработки спектра состоит из нескольких этапов.

На первом этапе целью обработки спектра является определение скоростей счета и других параметров пиков полного поглощения, суммарных пиков и пиков вылета, а также оценка их погрешностей. Исходными данными для обработки служат измеренный спектр и информация об образце и условиях его измерения, характеристики спектрометра и библиотека данных о радионуклидах и их гамма-излучении. Оператор, проводящий обработку, руководствуется представленными на экране изображением спектра, таблицей линий гамма-излучения с их характеристиками и подсказками программы и может управлять форматом изображения, выбирать пики или группы пиков для анализа, задавать или корректировать выбранные программой границы пиков и групп пиков, идентифицировать пики или корректировать идентификацию пиков программой. Используемые в программе алгоритмы позволяют определять положения, площади и ПППВ одиночных пиков, проводить разрешение мультиплетов с определением положений и площадей составляющих, оценивать верхний предел площади для внесенных в список, но не обнаруженных в спектре пиков. В ходе обработки выполняется автоматическая настройка энергетической шкалы спектрометра на данный спектр. Для всех определяемых величин раздельно проводится оценка их статистических и систематических погрешностей.

На следующем этапе по определенным при обработке спектра скоростям счета в пиках вычисляются содержания радионуклидов в образце из заданного списка радионуклидов. После учета фоновых скоростей счета и внесения коррекции на плотность спектрометрического образца с помощью хранящихся в библиотеке данных значений чувствительности спектрометра (отношение скорости счета в пике к активности источника) по всем линиям (в том числе и «фиктивным») вычисляются активности радионуклидов или оцениваются их верхние пределы.

На основании полученных результатов формируется протокол измерений, в котором перечислены характеристики пробы и приготовленного из нее спектрометрического образца, описаны условия измерений и приведены значения удельных активностей радионук-

лидов в пробе в единицах Бк/кг на дату отбора пробы. Если проба характеризуется определенной поверхностью, то приводятся также значения удельных активностей в единицах Бк/м<sup>2</sup>, а если объемом, то в единицах мБк/см<sup>3</sup>. Погрешности получаемых значений активностей радионуклидов определяются систематическими погрешностями используемых данных (характеристики применяемых при калибровке по эффективности и чувствительности образцовых источников, параметры для коррекции на самопоглощение в образце и др.) и статистикой спектра и составляют обычно от 5 до 15 %. При измерении образцов, содержащих короткоживущие нуклиды, все полученные активности приводятся на момент отбора проб, а также корректируются на распад за время измерения.

При работе программы в автоматическом режиме обработки спектра оператор указывает название спектра или спектров, подлежащих обработке, соответствующие набор «детектор + конфигурация источника + геометрия измерений параметров образца», энергетическую калибровку, библиотеку нуклидов, форму представления результатов и предлагает выполнить обработку.

В качестве примеров на рис. 4.1–4.3 представлены результаты проведенных с использованием ПМК GeSAS калибровок по эффективности HPGe детекторов с относительной эффективностью 33 и 130 %. Из рисунков видно, что эффекты каскадного суммирования гамма-квантов могут вносить существенные искажения в получаемые результаты. В отдельных случаях искажения могут оставлять более чем порядок величины (рис. 1.1). **Разработанная методика коррекции каскадного суммирования устраняет эти недостатки и позволяет не ограничиваться при калибровках «некаскадными» радионуклидами, т.е. использовать большое количество источников и тем самым повышать точность калибровки HPGe детекторов по эффективности и расширять ее энергетический диапазон.** На всех рисунках приведен коридор ошибок расчетной кривой эффективности на уровне доверительной вероятности 95 %

На рис. 4.4 представлен пример протокола, сформированного по результатам обработки спектра ПМК GeSAS, а на рис. 4.5 – пример достаточно сложного HPGe спектра, обработанного ПМК GeSAS в автоматическом режиме.

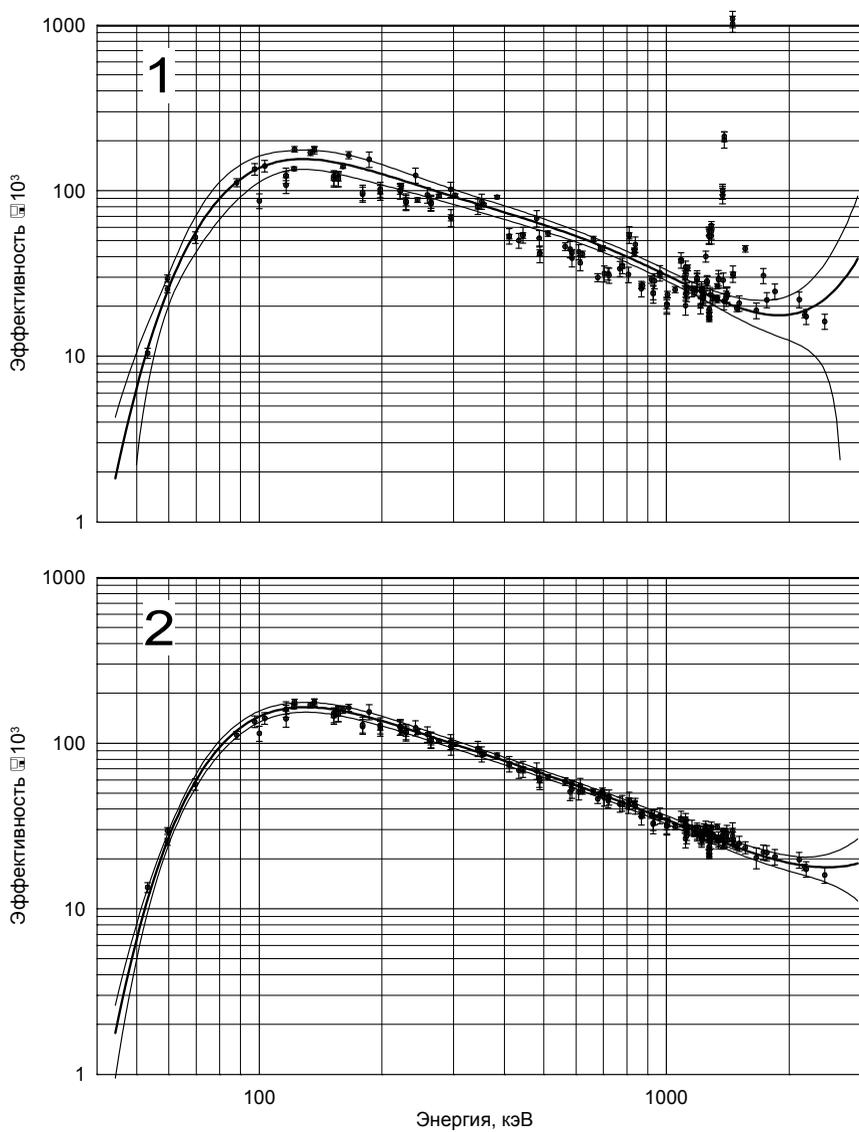


Рис. 4.1. Эффективность регистрации детектора ORTEC GEM-30185 для точечного источника на поверхности детектора на его оси: 1 – без коррекции на каскадные совпадения гамма-квантов; 2 – с коррекцией на каскадные совпадения гамма-квантов

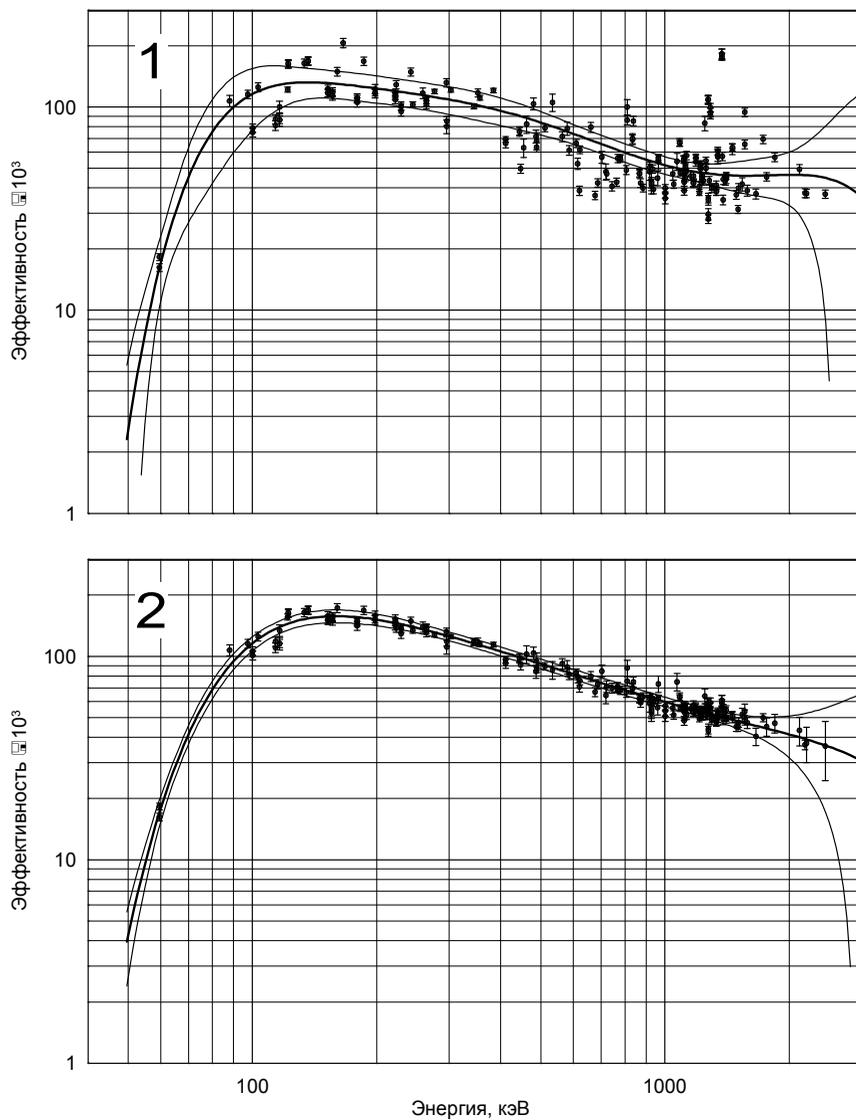


Рис. 4.2. Эффективность регистрации детектора CANBERRA GC 130210 для точечного источника на поверхности детектора на его оси: 1 – без коррекции на каскадные совпадения гамма-квантов; 2 – с коррекцией на каскадные совпадения гамма-квантов

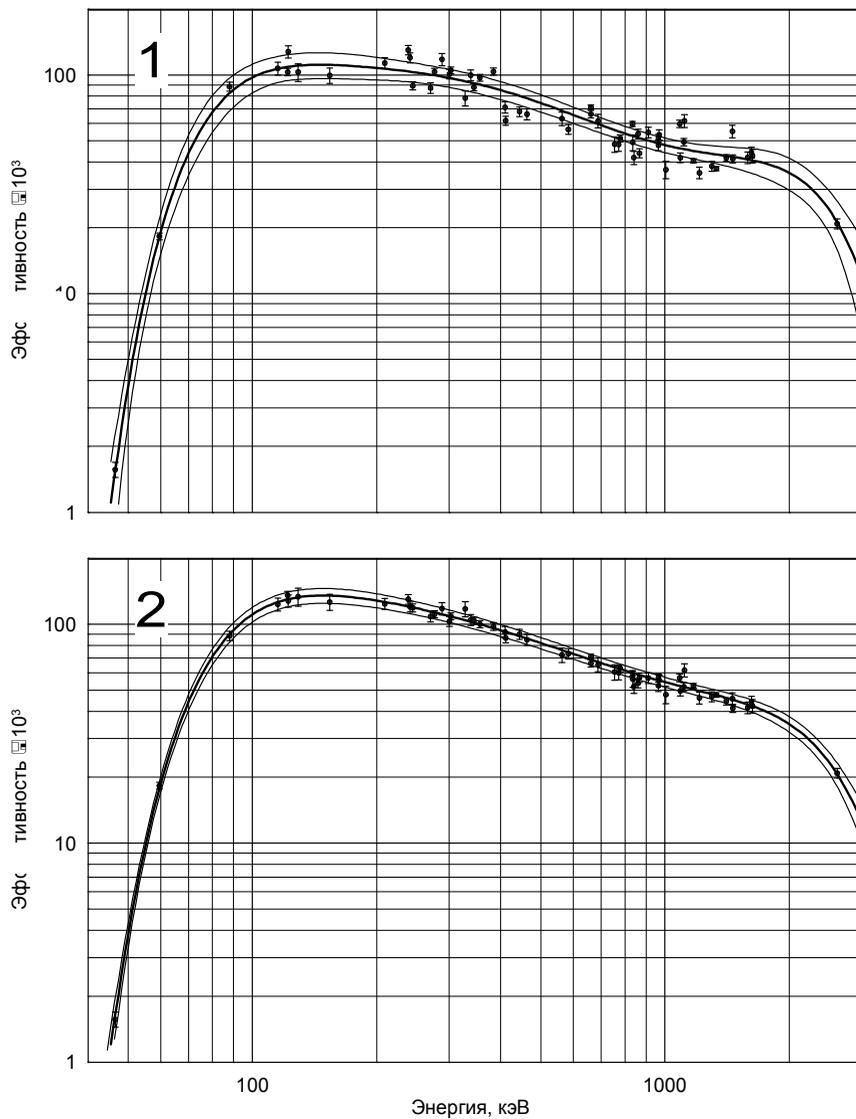


Рис. 4.3. Эффективность регистрации детектора CANBERRA GC 130210 для объемного источника  $\varnothing 70 \times 6$  мм на поверхности детектора на его оси: 1 – без коррекции на каскадные совпадения гамма-квантов; 2 – с коррекцией на каскадные совпадения гамма-квантов

**ЛАБОРАТОРИЯ РАДИАЦИОННОГО КОНТРОЛЯ (ЛРК-1 МИФИ)  
РЕЗУЛЬТАТЫ ГАММА-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОГО АНАЛИЗА  
РАДИОНУКЛИДНОГО СОСТАВА ОБРАЗЦА**

ОБРАЗЕЦ	#1555
ОБЪЕМ	0.0 куб.см
МАССА	1.0 г
ДАТА ОТБОРА	21.04.2005
СПЕКТР	#1555
ДЕТЕКТОР	D07A
ЗАЩИТА	S07A
СТАРТ	07.06.2005 11:47:20
СТОП	08.06.2005 10:30:42
ЭКСПОЗИЦИЯ	22.71 час.
ОБЛАСТЬ АНАЛИЗА	100 – 2700 кэВ
ДАТА ОБРАБОТКИ	20.06.2005 13:39:20

**СОДЕРЖАНИЕ РАДИОНУКЛИДОВ В ОБРАЗЦЕ (Бк)**

	<b>Стат.</b>	<b>Сист.</b>
Ra-226e	<0.031	
Th-232e	< 0.050	
K-40	< 0.19	
Be-7	< 0.22	
U-235	< 0.026	
U-235 <sup>e</sup>	< 0.022	
U-238e	0.73 ± 0.71 (97%)	± 0.07 (9%)
Eu-152	<0.040	
Eu-154	0.304 ± 0.086(28%)	± 0.044(15%)
Eu-155	0.116 ± 0.074(64%)	± 0.040(34%)
Ba-133	<0.020	
Sb-125	0.054 ± 0.036(67%)	± 0.004(7%)
Cs-137	20.3 ± 1.6 (8.1%)	± 1.6 (8.0%)
Cs-134	0.562 ± 0.063(11%)	± 0.033(6%)
Co-60	<0.014	
Ru-106e	< 0.12	
Sc-46	< 0.006	

Активности приведены на время начала измерения

Все погрешности приведены на доверительном уровне 95 %

Рис. 4.4. Результат обработки спектра комплексом программ GeSAS. Протокол измерения спектрометрического (измерительного) образца #1555

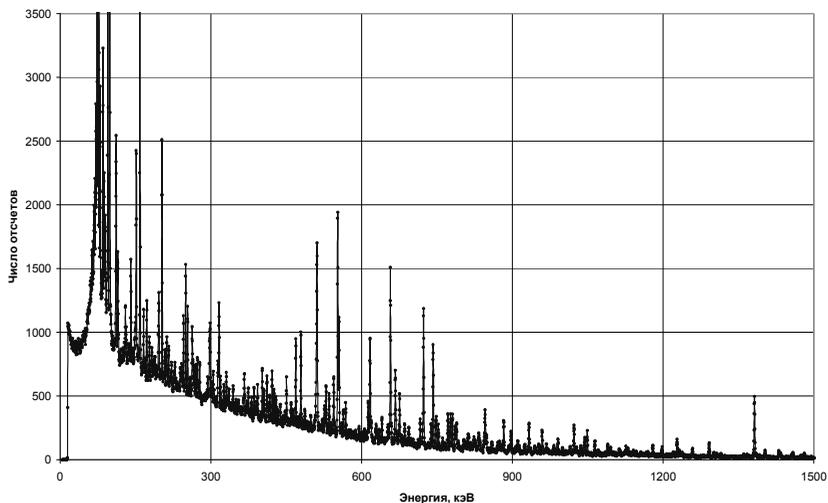


Рис. 4.5. Спектр гамма-излучения продуктов, образовавшихся при облучении образца урана пучком протонов

Работоспособности реализованных в ПМК GeSAS методов проверялась, в частности, в рамках программы “Метрологическая экспертиза гамма-спектрометров на предприятиях 16-го ГНТУ Министерства атомной энергии РФ”. Было проведено количественное определение содержания  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{232}\text{Th}$  и  $^{152}\text{Eu}$  в образцах, предоставленных НИКИЭТ [5]. Отношения полученных нами оценок удельных активностей к их паспортным значениям составили:

$$^{137}\text{Cs} \quad 1.01 \pm 0.05$$

$$^{232}\text{Th} \quad 0.95 \pm 0.09$$

$$^{152}\text{Eu} \quad 1.02 \pm 0.10$$

## ОПИСАНИЕ И СОСТАВ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ

1. Персональный компьютер с установленным программно-методическим комплексом GeSAS.

2. Базы данных по результатам калибровок спектрометров и результатов гамма-спектрометрического радионуклидного анализа.

3. Описание и руководство пользователя программно-методическим комплексом GeSAS.

4. Спектрометр ORTEC DSPEC Pro с HPGe детектором под управлением программы ORTEC Maestro.

5. Набор образцовых спектрометрических источников гамма-излучения ОСГИ с паспортом.

## ПОДГОТОВКА ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ К РАБОТЕ

1. Запустить программу ORTEC Maestro, подать на детектор высокое напряжение 3000 В.

2. Измерить спектры гамма-излучения радионуклидов америций-241 и кобальт-60.

3. Произвести экспресс-калибровку по энергии средствами программы ORTEC Maestro, используя спектры, полученные согласно п. 2.

4. Ознакомиться с описанием и руководством пользователя программно-методическим комплексом GeSAS.

5. Запустить программно-методический комплекс GeSAS.

## РАБОЧЕЕ ЗАДАНИЕ

1. На примере простых спектров, извлекаемых из базы данных, ознакомиться с порядком обработки гамма-спектрометрической информации на предмет получения качественной и количественной информации об исследуемых источниках: радионуклидный состав и активности с соответствующими погрешностями.

2. Провести обработку простых спектров в автоматическом и ручном режимах. Сравнить полученные результаты.

3. Провести обработку спектров гамма-излучения радионуклидов кобальт-60 и америций-241, измеренных на разных детекторах. Используя «желтое окно» программы, определить характеристики пиков полного поглощения. Сравнить полученные результаты.

4. Провести измерения спектра гамма-излучения радионуклида кобальт-60, разместив источник непосредственно на крышке детектора в ее центре. Рассчитать значения эффективности для пиков с энергиями 1172 и 1333 кэВ. Сравнить полученные в этом эксперименте значения эффективности со значениями эффективности, на-

ходящимися в базе данных программы GeSAS. Объяснить соотношения полученных значений.

5. Загрузить из базы данных спектр источника СТВТ. Провести энергетическую калибровку.

6. Провести идентификацию и определение активности входящих в состав источника СТВТ радионуклидов, используя только опцию «Ручная обработка спектра». Прокомментировать проблему интерференции линий гамма-излучения, входящих в один пик.

7. Провести определение активности входящих в состав источника СТВТ радионуклидов, используя автоматический режим обработки. Сравнить полученные результаты с результатами п. 6. Сравнить временные затраты.

8. Подготовить письменный отчет по выполненной работе.

### Контрольные вопросы

1. Какие характеристики источников гамма-излучения могут быть определены по результатам гамма-спектрометрического радионуклидного анализа?

2. Какие виды калибровок при этом используются?

3. Охарактеризуйте кратко основные этапы обработки спектров и определения активности входящих в состав источника радионуклидов.

4. В чем состоят, на Ваш взгляд, основные проблемы ручной и автоматической обработки сложных гамма-спектров.

5. Каковы, на Ваш взгляд, недостатки использованного программно-методического комплекса GeSAS.

### Список рекомендуемой литературы

1. Научно-технические отчеты по НИР «Спектр». – М.: МИФИ.

2. Dirk Arnold, Menno Blaauw, Stjepko Fazinic, Vladimir P. Kolotov. The 2002 IAEA intercomparison of software for low-level  $\gamma$ -ray spectrometry. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. Volume 536, Issues 1-2 , 1 January 2005, Pages 196-210.

3. UniSampo—Advanced Gamma Spectrum Analysis Software, Version 1.62. User's Guide. Doletum Oy, Espoo. November 28, 2000.
4. Shaman—Expert System for Radionuclide Identification, Version 1.07. User's Guide. Baryon Oy, Espoo. October 27, 2000.
5. Результаты метрологической экспертизы гамма-спектрометров на предприятиях 16 ГНТУ методом «темной» пробы. Отчет НИКИЭТ. 1-00.05-10-02. 94-1963Р 240-275. – М., 1995 г.
6. IEEE Standart Test Proedures for Germanium Gamma-Ray Detectors. ANSI/IEEE Std 325-1986.
7. Балдин С.А. и др. Прикладная спектрометрия с полупроводниковыми детекторами. – М.: Атомиздат, 1974.
8. Ушакова Н.П. , Христофоров В.А. Полупроводниковые и сцинтилляционные гамма-спектрометры. Лабораторный практикум. – М.: МИФИ, 1980.
9. Описание спектрометра ORTEC DSPEC Pro.5. Описание программного обеспечения Maestro.
10. Описание программно-методического комплекса GeSAS.

## Лабораторная работа 5

### Современный сцинтилляционный гамма-спектрометр для прикладных исследований в рамках ядерно-физического мониторинга земной поверхности

*Цель работы: исследование основных характеристик современных сцинтилляционных гамма-спектрометров, обучение настройке основных параметров спектрометра и проведению измерений.*

#### ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

##### 1. Устройство сцинтилляционного гамма-спектрометра

Спектрометром, в широком смысле, называется устройство для измерений функции распределения некоторой физической величины  $f$  по параметру  $x$ . Функция  $f(x)$  может определять, например, распределение электронов по скоростям (бета-спектрометр), атомов по массам (масс-спектрометр) или гамма-квантов по энергиям (гамма-спектрометр). Наиболее распространенным типом гамма-спектрометра является однокристалльный гамма-спектрометр полного поглощения энергии (или просто однокристалльный гамма-спектрометр полного поглощения), свойства которого рассматриваются ниже. Более сложные приборы по существу состоят из различных комбинаций однокристалльных спектрометров. Структурная схема однокристалльного сцинтилляционного гамма-спектрометра полного поглощения приведена на рис. 5.1; она отличается от блок-схемы сцинтилляционного гамма-спектрометра (лабораторная работа № 1) типом используемого детектора.



Рис. 5.1. Схема однокристалльного сцинтилляционного гамма-спектрометра (1 – сцинтилляционный детектор, 2 – предусилитель, 3 – спектрометрический усилитель, 4 – многоканальный анализатор амплитуд импульсов)

Рассмотрим подробнее составные части сцинтилляционного гамма-спектрометра.

### 1.1. Сцинтилляционные детекторы

Сцинтилляционный детектор – это прибор для регистрации ядерных излучений и элементарных частиц (протонов, нейтронов, электронов,  $\gamma$ -квантов, мезонов и т.д.), основными элементами которого являются вещество, люминесцирующее под действием заряженных частиц (сцинтиллятор), и фотоэлектронный умножитель (ФЭУ).

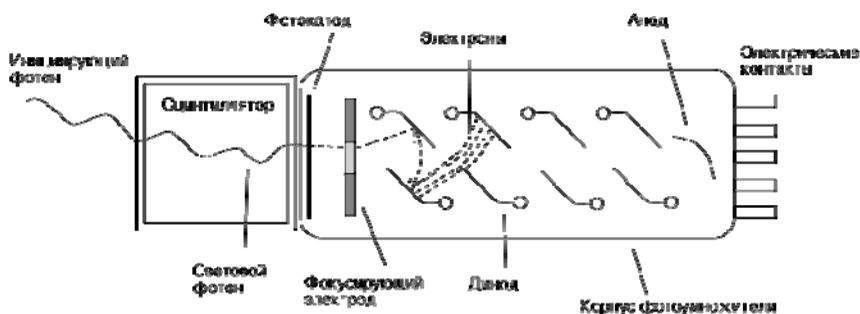


Рис. 5.2. Схема сцинтилляционного детектора

Визуальные наблюдения световых вспышек (сцинтилляций) под действием ионизирующих частиц ( $\alpha$ -частиц, осколков деления ядер) были основным методом ядерной физики в начале XX в. (так называемый *спинтарископ*). Позднее сцинтилляционный детектор был полностью вытеснен *ионизационными камерами* и *пропорциональными детекторами*. Его возвращение в ядерную физику произошло в конце 40-х гг., когда для регистрации сцинтилляций были использованы многокаскадные ФЭУ с большим коэффициентом усиления, способные зарегистрировать чрезвычайно слабые световые вспышки (первое упоминание об успешном применении метода – 1947 год).

Принцип действия сцинтилляционного детектора состоит в следующем: заряженная частица, проходя через сцинтиллятор, наряду с ионизацией атомов и молекул возбуждает их. Возвращаясь в невозбужденное (основное) состояние, атомы испускают фотоны (так называемая *люминесценция*). Фотоны, попадая на фотокаатод ФЭУ,

выбивают электроны посредством *фотоэлектронной эмиссии* (*фотоэлектроны*). Фотоэлектроны разгоняются электрическим полем внутри ФЭУ, приобретая дополнительную энергию, и попадают на диод, вызывая вторичную эмиссию электронов на диоде. Таким образом, в результате прохождения серии диодов число электронов увеличивается (по сравнению с числом электронов, образовавшихся на фотокатоде) в  $10^6$ – $10^9$  раз, в результате чего на аноде ФЭУ возникает электрический импульс, который далее усиливается и регистрируется. Детектирование нейтральных частиц (нейтронов, гамма-квантов) происходит по вторичным заряженным частицам, образующимся при взаимодействии нейтронов и гамма-квантов с атомами сцинтиллятора.

### *Сцинтилляторы*

В качестве сцинтилляторов используются различные вещества (твердые, жидкие, газообразные), поэтому при детектировании ионизирующих излучений с помощью сцинтилляционного детектора необходимо применять тот тип сцинтиллятора, параметры которого наилучшим образом подходят для выполнения поставленной задачи. К основным параметрам сцинтиллятора относят: конверсионную эффективность  $\eta_{кф}$ , среднюю энергию, расходуемую на образование одного фотона  $\omega_{ф}$ , время высвечивания  $\tau$ , эффективность регистрации ионизирующего излучения  $\eta$ .

Физической конверсионной эффективностью сцинтиллятора (или энергетическим выходом) называется отношение энергии световой вспышки  $\epsilon_{св}$  к поглощенной в объеме сцинтиллятора энергии заряженной частицы  $\epsilon_{п}$ :

$$\eta_{кф} = \frac{\epsilon_{св}}{\epsilon_{п}} = \frac{N_{ф} \overline{h\nu_{св}}}{\epsilon_{п}}, \quad (5.1)$$

где  $N_{ф}$  – полное число фотонов, образованных в объеме сцинтиллятора;  $\overline{h\nu_{св}}$  – средняя энергия одного фотона сцинтилляции.

Средняя энергия, расходуемая частицей на образование одного фотона, есть:

$$\omega_{ф} = \frac{\epsilon_{п}}{N_{ф}} = \frac{\overline{h\nu_{св}}}{\eta_{кф}}. \quad (5.2)$$

Наряду с понятием физической конверсионной эффективности вводится величина технической конверсионной эффективности:

$$\eta_{\text{КТ}} = f \cdot \eta_{\text{кф}}, \quad (5.3)$$

где  $f$  – коэффициент, учитывающий долю фотонов, которые попали на фотокатод ФЭУ, от полного числа фотонов  $N_{\text{ф}}$ .

С учетом записанных соотношений амплитуда импульса на выходе ФЭУ будет равна:

$$A = M \cdot f \cdot \gamma \cdot \frac{\eta_{\text{кф}}}{h\nu} \cdot \epsilon_{\text{п}}, \quad (5.4)$$

где  $M$  – коэффициент усиления ФЭУ;  $\gamma$  – квантовая эффективность фотокатода, равная вероятности образования фотоэлектрона при попадании фотона на фотокатод. Таким образом, *амплитуда импульса на выходе ФЭУ линейно зависит от энергии, потерянной частицей в сцинтилляторе*. Это означает, что для частиц одного типа сцинтилляционный детектор является *пропорциональным*. Однако физическая конверсионная эффективность зависит от удельных ионизационных потерь регистрируемых частиц и отличается для частиц разных типов.

Интенсивность свечения после прохождения частицы изменяется экспоненциально:

$$I(t) = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (5.5)$$

Временем высвечивания  $\tau$  сцинтиллятора называют время, в течение которого интенсивность свечения (т.е. число фотонов, образовавшихся в единицу времени) уменьшается в  $e$  раз. Очевидно, что чем меньше  $\tau$ , тем более быстродействующим может быть сделан сцинтилляционный детектор.

Эффективностью регистрации  $\eta$  излучения называется вероятность, с которой частица может быть зарегистрирована детектором, т.е. (для достаточно больших чисел) это есть отношение числа зарегистрированных частиц к числу частиц, попавших в детектор.

Основные характеристики некоторых сцинтилляторов приведены в табл. 5.1.

Таблица. 1.1

## Характеристики некоторых твердых и жидких сцинтилляторов

Вещество	Плотность, г/см <sup>3</sup>	Средний атомный номер $Z$	Время высвечивания, $t$ , 10 <sup>-9</sup> с	Длина волны в максимуме спектра, Å	Средняя энергия одного фотона $h\nu$ , эВ	Конверсионная эффективность $I_{\text{эф}}$ , % (для электронов)	Средняя энергия образования одного фотона $\omega_{\text{ф}}$ , эВ
<b>Кристаллы</b>							
NaI(Tl)	3,67	32	250	4100	3,0	15,3	19,6
CsI (Tl)	4,51	54	700	5600	2,2	6	36,6
ZnS(Ag)	4,09	23	1000	4500	2,7	10	27
Антрацен C <sub>14</sub> H <sub>10</sub>	1,25	6	25–30	4450	2,77	3,4	81,4
Стильбен C <sub>14</sub> H <sub>12</sub>	1,16	6	4–8	4100	3,5	3	116,6
Нафталин C <sub>10</sub> H <sub>8</sub>	1,45	6	70–80	4000	3,6	1,7	175,4
<b>Жидкости</b>							
Раствор <i>p</i> -терфенила в ксилоле (5 г/л) с добавлением РОРОР <sup>1</sup> (0,1 г/л)	0,86	5	2	3500	нет данных	2	нет данных
Раствор <i>p</i> -терфенила в толуоле (4 г/л) с добавлением РОРОР (0,1 г/л)	0,86		2,7	4300	нет данных	2,5	нет данных
<b>Пластики</b>							
Полистирол с добавлением <i>p</i> -терфенила (0,9 %) и а-NPO <sup>2</sup> (0,05 весовых %)	1,06	1,5	2,2	4000	3,1	1,5	210
Поливинилтолуол с добавлением 3,4 % <i>p</i> -терфенила и 0,1 весовых % РОРОР	1,1	1,5	3	4300	нет данных	2	нет данных
<b>Газы</b>							
Ксенон Xe		54	10	3250		14	
Криптон Kr		36	10	3180		8,7	
Аргон Ar		18	10	3500		3	
Азот N <sub>2</sub>		14	3	3900		2	

<sup>1</sup> РОРОР – 1,4-ди-[2-(5-фенилоксазолил)]-бензол, <sup>2</sup> NPO – 2-(1-нафтил)-5-фенилоксазол

Одним из преимуществ сцинтилляционных детекторов перед детекторами других типов является высокая эффективность регистрации ими нейтральных излучений – гамма-квантов и нейтронов. Величина эффективности регистрации зависит от среднего атомного номера  $\bar{Z}$ , поэтому для получения большой эффективности регистрации гамма-квантов используют сцинтилляторы типа NaI(Tl) и CsI(Tl).

По характеристикам сцинтилляторы можно подразделить на две группы: органические и неорганические.

Органические сцинтилляторы характеризуются сравнительно малыми атомными номерами ( $\bar{Z} \sim 6-7$ ) и малой плотностью ( $\rho \sim 1-2 \text{ г/см}^3$ ). Они обладают высоким временным разрешением ( $10^{-7}-10^{-9} \text{ с}$ ). Эффективность регистрации гамма-квантов такими сцинтилляторами относительно невысока, поэтому они чаще применяются для регистрации заряженных частиц. К органическим сцинтилляторам относятся органические кристаллы, жидкие и твердые растворы сцинтиллирующих веществ в мономерях и полимерах, а также органические газы.

Неорганические сцинтилляторы характеризуются большими атомными номерами ( $\bar{Z} \sim 25-60$ ) и высокой плотностью ( $\rho \sim 4 \text{ г/см}^3$ ). Эффективность регистрации гамма-квантов такими сцинтилляторами высока. Временное разрешение хуже по сравнению с органическими ( $10^{-6}-10^{-7} \text{ с}$ ). К неорганическим сцинтилляторам относятся щелочногалоидные и цинкосульфидные сцинтилляторы, а также сцинтилляторы на основе благородных газов (жидкие, твердые и газообразные). Газовые сцинтилляторы применяются главным образом для регистрации сильно ионизирующих короткопробежных частиц (осколков деления тяжелых ядер). Длины волн излучаемого света для газовых сцинтилляторов лежат в области далекого ультрафиолета, поэтому световые вспышки, возникающие в газе при прохождении заряженной частицы, не могут быть непосредственно зарегистрированы при помощи обычных ФЭУ.

Для того чтобы световая вспышка была зарегистрирована ФЭУ, необходимо, чтобы спектр излучения сцинтиллятора совпадал со спектральной областью чувствительности фотокатода ФЭУ, а материал сцинтиллятора был прозрачен для собственного излучения. Для регистрации *медленных нейтронов* в сцинтиллятор добавляют

Li или В. Для регистрации быстрых нейтронов используются водородсодержащие сцинтилляторы. Для спектрометрии  $\gamma$ -квантов и электронов высокой энергии используют NaI(Tl), обладающий большой плотностью и высоким эффективным атомным номером.

Сцинтилляционный детектор изготавливают со сцинтилляторами разных размеров объемом от 1–2 мм<sup>3</sup> до тысяч м<sup>3</sup>. Чтобы не «потерять» излученный свет, необходим хороший контакт ФЭУ со сцинтиллятором. В сцинтилляционном детекторе небольших размеров сцинтиллятор непосредственно приклеивается к фотокатоду ФЭУ. Все остальные его стороны покрываются слоем светоотражающего вещества (например, MgO, TiO<sub>2</sub>). В сцинтилляционных детекторах большого размера используют *световоды* (обычно из полированного органического стекла).

### *Фотоэлектронные умножители (ФЭУ)*

Фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) – это электровакуумный прибор, в котором поток электронов, эмитируемый фотокатодом под действием оптического излучения (фототок), усиливается в умножительной системе в результате вторичной электронной эмиссии; ток в цепи анода (коллектора вторичных электронов) значительно превышает первоначальный фототок. Впервые ФЭУ был предложен и разработан Л.А. Кубецким в 1930–1934 гг.

Наиболее распространены ФЭУ, в которых усиление электронного потока осуществляется при помощи системы дискретных *динодов* – электродов корытообразной, коробчатой или жалюзийной формы с линейным либо круговым расположением, обладающих коэффициентом вторичной эмиссии  $\sigma > 1$  (среднее число вторичных электронов, выбиваемых одним первичным электроном). Для ускорения и фокусировки электронов динодам и аноду сообщают определенные потенциалы относительно фотокатода при помощи высоковольтного источника напряжения. Кроме электростатической фокусировки, в ФЭУ иногда применяют магнитную фокусировку и фокусировку в скрещенных электрическом и магнитном полях.

Существуют также ФЭУ с умножительной системой, представляющей собой непрерывный (распределенный) динод – одноканальный, в виде трубки (канала) с активным ( $\sigma > 1$ ) слоем на ее внутренней поверхности, обладающим распределенным электриче-

ским сопротивлением, либо многоканальный, выполненный из так называемой микроканальной пластины. При подключении канала к источнику высокого напряжения в нем создается электрическое поле, ускоряющее вторичные электроны, которые многократно соударяются с внутренними стенками канала, вызывая при каждом столкновении вторичную электронную эмиссию с поверхности активного слоя.

Фотокатоды ФЭУ выполняют из полупроводников на основе соединений элементов I или III группы периодической системы Менделеева с элементами V группы (CsSb, GaAs и др.). Полупрозрачные фотокатоды обычно наносят на внутреннюю поверхность входного окна стеклянного баллона ФЭУ. Для изготовления дискретных динодов используют следующие материалы: Cs<sub>3</sub>Sb, наносимый в виде слоя на металлическую подложку; сплавы CuBe, CuAlMg; эпитаксиальные слои GaP на Mo, обработанные O<sub>2</sub>, и др. Каналы непрерывных динодов изготавливают из стекла с высоким содержанием свинца (такие каналы после термообработки в H<sub>2</sub> имеют удельное сопротивление поверхностного слоя 10<sup>7</sup>–10<sup>10</sup> Ом · м).

Основные параметры ФЭУ:

- световая анодная чувствительность отношение анодного фототока к вызывающему его световому потоку при номинальных потенциалах электродов, составляет 1–10<sup>4</sup> а/лм;

- спектральная чувствительность равна спектральной чувствительности фотокатода, умноженной на коэффициент усиления умножительной системы, лежащий обычно в пределах 10<sup>3</sup>–10<sup>8</sup>;

- темновой ток – ток в анодной цепи в отсутствие светового потока, как правило, не превышает 10<sup>-9</sup>–10<sup>-10</sup> А;

- (квантовая) эффективность фотокатода отношение числа фотоэлектронов к числу падающих на фотокатод фотонов монохроматического потока излучения;

- коэффициент усиления определяется как

$$k = q \cdot \sigma^n, \quad (5.6)$$

где  $q$  – множитель, меньший единицы, учитывающий неполное собирание электронов с фотокатода на первый динод;  $n$  число динодов. Обычно для ФЭУ в рабочем режиме  $q = 2 - 4$ . (В выражении (5.6) значение  $\sigma$  принято одинаковым для всех динодов, что выпол-

няется в случае равномерного распределения потенциалов между ними.)

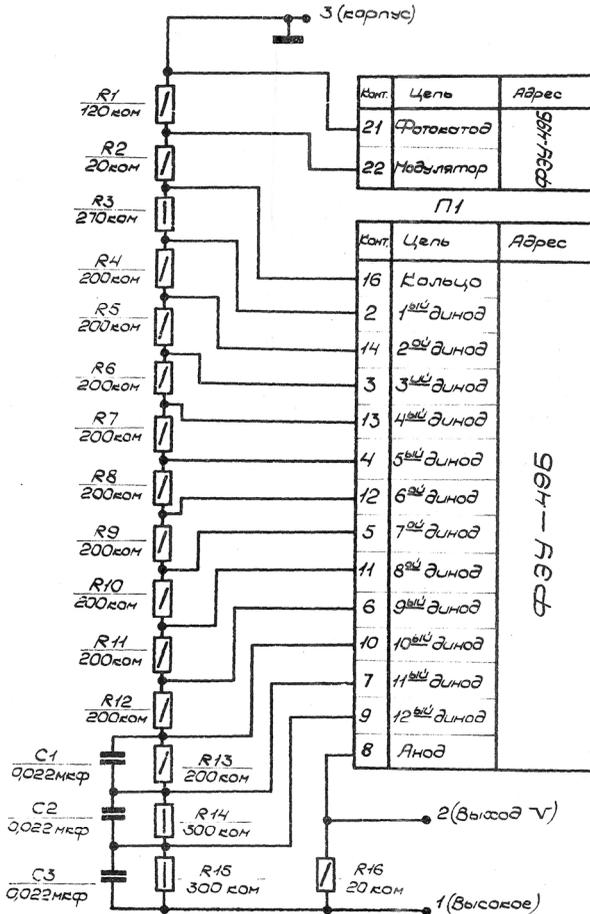


Рис. 5.3. Типовая схема включения ФЭУ

Величина коэффициента вторичной эмиссии  $\sigma$  зависит от напряжения питания ФЭУ: с увеличением напряжения на делителе коэффициент  $\sigma$  быстро возрастает. Эта зависимость в области больших ускоряющих напряжений может быть представлена выражением:

$$\sigma = A \cdot U \cdot e^{-U/U_0}, \quad (5.7)$$

где  $U$  – ускоряющее напряжение, приложенное между соседними диодами, а  $A$  и  $U_0$  – постоянные, определяемые свойствами материала поверхности диодов. Коэффициент усиления умножителя при этом приобретает вид:

$$k = q \cdot A^n \cdot U^n \cdot e^{-nU/U_0} \quad \text{или} \quad \ln k = \text{Const} + n \cdot (\ln U - U/U_0). \quad (5.8)$$

В этих формулах  $U$  – среднее межкаскадное напряжение, которое всегда пропорционально полному напряжению на делителе  $U_k$ .

При напряжениях питания до 1000 В  $U/U_0 \ll 1$ , т.е.

$$k \sim U^n. \quad (5.9)$$

Такая резкая зависимость коэффициента от напряжения на делителе обуславливает необходимость достаточно хорошей стабилизации этого напряжения.

Поскольку коэффициент вторичной эмиссии не зависит от числа падающих электронов, то ФЭУ представляет собой линейный прибор, т.е. заряд, приносимый лавиной на анод, пропорционален числу первичных фотоэлектронов, собираемых с фотокатода, и, следовательно, пропорционален интенсивности световой вспышки, попавшей на катод.

В случае, когда импульсы тока на выходе ФЭУ достаточно велики, линейность может нарушаться за счет искажения поля пространственным зарядом в области анода и последних диодов, а также за счет изменения потенциалов последних диодов и анода. Оба фактора вызывают дефокусировку и тем самым нарушают линейность.

Для того чтобы изменение потенциала анода не приводило к дефокусировке, необходимо, чтобы импульсы на выходе ФЭУ были значительно меньше по амплитуде, чем разность потенциалов между анодом и последним диодом. Это достигается соответствующим выбором коэффициента усиления ФЭУ и величины нагрузочного сопротивления в аноде.

Нарушение линейности из-за дефокусировки за счет пространственного заряда устранить полностью нельзя. Расширению области линейности в данном случае способствует только увеличение разности потенциалов между последними диодами и особенно между анодом и предыдущим диодом. Если к ФЭУ предъявляется требование линейности в широком диапазоне интенсивности све-

товых вспышек, то это накладывает ограничение на величину коэффициента усиления. Другой причиной ограничения коэффициента усиления может явиться резкое возрастание шумов ФЭУ. В хорошем ФЭУ шумы при полном затемнении и отсутствии сцинтиллятора имеют вид отдельных импульсов относительно малой величины, которые вызываются вылетом единичных электронов при термоэлектронной эмиссии с поверхности фотокатода и первых диодов. Число таких шумовых импульсов не зависит от напряжения питания, а определяется температурой фотослоя фотокатода и диодов. Однако наряду с указанными шумами в большинстве ФЭУ при высоком напряжении питания и большом коэффициенте усиления наблюдается появление дополнительных шумов, интенсивность которых резко возрастает при дальнейшем повышении напряжения.

ФЭУ, предназначенные для сцинтилляционного детектора, должны обладать высокой эффективностью фотокатода (до 2,5 %), высоким коэффициентом усиления ( $10^8$ – $10^9$ ), малым временем собирания электронов ( $\sim 10^{-8}$  с) при высокой стабильности этого времени. Последнее позволяет достичь разрешающей способности во времени порядка  $10^{-9}$  с. Высокий коэффициент усиления ФЭУ наряду с малым уровнем собственных шумов делает возможной регистрацию отдельных электронов, выбитых с фотокатода.

## *Основные характеристики сцинтилляционного детектора*

### *Временные характеристики*

Способность детектора ядерных излучений регистрировать акты взаимодействия частицы с веществом детектора, разделенные малым промежутком времени, характеризуется временным разрешением. Минимальный интервал времени между приходом частиц в детектор, при котором эти частицы регистрируются раздельно, называется *разрешающим временем* детектора.

Рассмотрим развитие импульсов в ФЭУ во времени. В момент прихода лавины на анод ФЭУ на нем возникает импульс отрицательной полярности. Пусть  $R_a$  – сопротивление анодной нагрузки,  $C_a$  – суммарная паразитная емкость цепи анода по отношению к «земле» (см. рис. 5.3). Если сцинтиллятор высвечивается по экспоненциальному закону со временем высвечивания  $\tau$  (5.5), а сопро-

тивление анодной нагрузки  $R_a$  достаточно велико и  $\tau \ll R_a C_a$ , то в предположении, что за время высвечивания анодная емкость  $C_a$  не успевает разрядиться, нарастание импульсов на аноде будет происходить по закону

$$A(t) = -\frac{Q}{C_a}(1 - e^{-t/\tau}), \quad (5.10)$$

где  $Q$  – весь заряд, приносимый на анод от одной вспышки люминесценции. После быстрого нарастания импульса до  $A_0 = Q/C_a$  начнется медленная разрядка емкости  $C_a$  через сопротивление  $R_a$ , т.е. спад импульса по закону

$$A(t) = A_0 \exp(-t/R_a C_a). \quad (5.11)$$

Для получения на аноде импульсов нужной длительности  $T$ , анодную нагрузку делают такой, чтобы выполнялось условие  $T \sim R_a C_a$ . Если сделать  $R_a C_a \sim \tau$  или меньше, то время нарастания импульса до максимума уменьшится, но и амплитуда импульса на аноде ФЭУ не будет достигать значения  $A_0$ .

Соотношение (5.10) справедливо только в том случае, если время высвечивания сцинтиллятора  $\tau$  больше разброса во времени пролета электронов через ФЭУ. Время пролета электронов испытывает значительные отклонения от среднего значения вследствие разброса начальных скоростей электронов по величине и по направлению, а также вследствие различия в параметрах их траекторий (из-за недостаточной фокусировки). Поэтому даже от мгновенной световой вспышки в сцинтилляторе на аноде ФЭУ будет возникать импульс, растянутый до  $10^{-9}$ – $10^{-8}$  с, иначе говоря, ФЭУ обладает конечным временным разрешением.

При использовании неорганических сцинтилляторов, время высвечивания которых сравнительно велико ( $> 10^{-7}$  с), флуктуации времени пролета электронов через ФЭУ практически не играют никакой роли. В этом случае разрешающее время сцинтилляционного детектора будет определяться только временем высвечивания сцинтиллятора. При работе с органическими сцинтилляторами разрешающее время фотоумножителя может оказаться сравнимым по величине со временем высвечивания сцинтиллятора, и его необходимо учитывать при определении временной разрешающей способности сцинтилляционного детектора. В экспериментах, тре-

бующих особо высокого разрешения по времени, применяют ФЭУ специальной конструкции, временное разрешение которых сведено к  $(1-2) \cdot 10^{-10}$  с.

### Энергетическое разрешение

Метод ядерной спектрометрии основан на измерении энергий отдельных частиц, попадающих в рабочее вещество детектора. Это возможно, поскольку интенсивность световой вспышки в сцинтилляторе пропорциональна энергии частицы и амплитуда импульса на выходе ФЭУ пропорциональна интенсивности световой вспышки.

Большинство сцинтилляторов создают световые вспышки, по величине пропорциональные количеству поглощенной энергии. Фотоумножитель также усиливает сигнал пропорционально. Поэтому получить импульс, пропорциональный энергии, поглощенной в сцинтилляторе, вообще говоря, нетрудно. Однако в результате статистических флуктуаций на всех стадиях преобразования энергии частицы в импульс напряжения одной и той же энергии частицы, поглощенной в сцинтилляторе, соответствует некий конечный диапазон амплитуд импульсов на выходе фотоумножителя. Амплитуда импульса на выходе ФЭУ может быть определена из следующего соотношения:

$$A = Q/C_a = n_0 ek/C_a = E \cdot (e/C_a) \cdot \alpha \cdot \beta \cdot \varepsilon \cdot k. \quad (5.12)$$

Здесь  $n_0 = E \cdot \alpha \cdot \beta \cdot \varepsilon$  – число электронов, вылетающих с фотокатода при вспышке,  $e$  – заряд электрона,  $k$  – коэффициент усиления ФЭУ,  $C_a$  – емкость анодной цепи ФЭУ,  $E$  – энергия, потерянная в сцинтилляторе заряженной частицей,  $\alpha$  – конверсионная эффективность сцинтиллятора,  $\beta$  – коэффициент, учитывающий неполное собирание света на фотокатод,  $\varepsilon$  – эффективность фотокатода, выраженная в числе фотоэлектронов на 1 эВ энергии света. Из всех этих коэффициентов только заряд электрона  $e$  и емкость  $C_a$  являются постоянными величинами, а все остальные имеют некоторый разброс от случая к случаю. Практически плотность распределения величин амплитуд  $N(A)$  при поглощении в теле детектора энергии  $E_0$  близко к распределению Гаусса:

$$N(A) = N(A; A_0, \sigma_A) \sim N_0 \times \exp[-(A - A_0)^2 / (2 \times \sigma_A^2)], \quad (5.13)$$

$$N(E) = N(E; E_0, \sigma_E) \sim N_0 \times \exp[-(E - E_0)^2 / (2 \times \sigma_E^2)], \quad (5.13a)$$

где амплитуда  $A_0$  связана с поглощенной энергией  $E_0$  соотношением (5.12) и  $\sigma_A$ ,  $\sigma_E$  – дисперсии распределений.

Энергетическим разрешением  $\Delta E$  спектрометра называется ширина распределения (1.13a), измеренная на половине его высоты (рис. 5.4), выраженная в единицах энергии (например, кэВ).

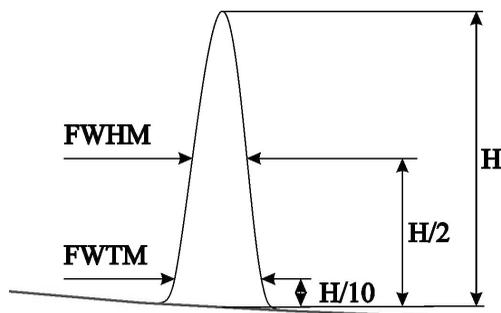


Рис. 5.4. Геометрические параметры пика: **H** – высота пика; **FWHM** – ширина пика на половине высоты; **FWTM** – ширина пика на 1/10 высоты

Очевидно, что  $\Delta E$  и  $\sigma_E$  связаны соотношением:

$$\Delta E = 2 \cdot \sigma_E \cdot \sqrt{2}. \quad (5.14)$$

Относительным энергетическим разрешением спектрометра называют отношение ширины распределения на половине высоты  $\Delta E$  к средней амплитуде распределения (5.13a)  $E_0$ . Исторически сложилось так, что под термином энергетическое разрешение сцинтилляционного детектора или спектрометра подразумевают относительное энергетическое разрешение, выраженное в процентах.

$$R_E = \Delta E / E_0 \cdot 100 \%. \quad (5.15)$$

При рассмотрении вопроса об амплитудном разрешении сцинтилляционного спектрометра необходимо разграничить процессы, происходящие в сцинтиляторе, и процессы, происходящие в фотумножителе.

Флуктуации потока фотонов, падающих из сцинтиллятора на фотокатод умножителя, определяются несколькими причинами: флуктуациями величины поглощенной в сцинтиляторе энергии частицы, флуктуациями процесса люминесценции, оптической неоднородностью сцинтиллятора, различием условий собирания света на фотокатоде из различных частей сцинтиллятора. Если сцинтиллятор достаточно прозрачный и однородный, то можно сказать, что флуктуации интенсивности световой вспышки обусловлены в основном статистическим характером процесса люминесценции сцинтиллятора.

Если в световой вспышке образуется в среднем  $\nu$  фотонов, то можно показать, что  $\nu$  описывается статистикой Пуассона, и тогда среднеквадратичное отклонение будет  $\sqrt{\nu}$ , а относительное среднеквадратичное отклонение  $\delta = 1/\sqrt{\nu}$ . Обычно число возбужденных атомов и, следовательно, число излученных фотонов достаточно велико, например, при поглощении электронов с энергией  $E_0 \sim 600$  кэВ  $\nu \sim 10^4$ . Поэтому статистические флуктуации световой вспышки ( $\delta \sim 1\%$ ) слабо сказываются на амплитудном разрешении сцинтилляционного спектрометра.

Флуктуации фотоумножителя обусловлены в основном флуктуациями числа электронов, вылетающих с фотокатода ( $n_0$ ), а также флуктуациями коэффициента умножения динодов. Наибольшие статистические флуктуации амплитуды выходного импульса происходят вследствие флуктуаций количества электронов, испускаемых с фотокатода и приходящих на динод, так как число их невелико. Для рассматриваемого случая ( $\nu \sim 10^4$ ,  $E_0 \sim 600$  кэВ) при условии собирания 30 % света на фотокатоде, 6%-й эффективности фотокатода и в случае, если 50 % возникших фотоэлектронов попадет на первый динод, получается, что на первый динод приходит только около 100 электронов. Это дает уже  $\sim 10\%$ -й разброс в величине выходного импульса. Флуктуации коэффициента умножения (особенно первого динода) еще более ухудшают амплитудное разрешение сцинтилляционного спектрометра. Наилучшее разрешение, которое удастся получить для спектрометра, состоящего из кристалла NaI(Tl) и ФЭУ высокого качества от гамма-квантов с энергией  $E_0 \sim 600$  кэВ составляет не менее 7 %.

Так как интенсивность световой вспышки зависит от энергии, оставленной частицей в сцинтилляторе, то и разрешение сцинтилляционного спектрометра оказывается зависящим от энергии регистрируемой частицы. Результаты экспериментов показали, что с достаточной степенью точности величина амплитудного разрешения спектрометра определяется соотношением:

$$R_E = \Delta E / E_0 = (B + D / E)^{1/2}, \quad (5.16)$$

где  $B$  и  $D$  – параметры, зависящие от статистических флуктуаций в процессе регистрации частицы. Коэффициенты  $B$  и  $D$  – постоянны для каждого сцинтилляционного детектора. Менее точно, но проще можно оценить энергетическое разрешение, считая, что

$$R_E = \text{const} / \sqrt{E}. \quad (5.16a)$$

### Эффективность регистрации

Еще одной важной характеристикой детектора является его эффективность – доля зарегистрированных частиц от полного числа частиц, прошедших через сцинтиллятор. В случае регистрации заряженных частиц эффективность регистрации близка к 100 %, так как каждая попавшая в сцинтиллятор частица теряет в нем хотя бы часть своей энергии в процессе ионизации. Основными процессами взаимодействия гамма-квантов с веществом являются: фотоэлектрическое поглощение, комптоновское рассеяние и образование пар. Вероятность взаимодействия гамма-кванта при прохождении слоя сцинтиллятора толщиной  $d$ , (предполагается, что параллельный пучок  $g$ - квантов падает перпендикулярно поверхности сцинтиллятора) определяется выражением:

$$W = 1 - \exp(-\mu \cdot d) = 1 - \exp[-(\sigma_\phi + \sigma_k + \sigma_\pi) N_0 \cdot d], \quad (5.17)$$

где  $\sigma_\phi$ ,  $\sigma_k$ ,  $\sigma_\pi$  – эффективные поперечные сечения для фотоэффекта, комптоновского рассеяния и образования пар, рассчитанные на один атом,  $N_0$  ( $\text{см}^{-3}$ ) – число атомов в  $1\text{см}^3$ ,  $\mu = (\sigma_\phi + \sigma_k + \sigma_\pi) N_0$  ( $\text{см}^{-1}$ ) – линейный коэффициент поглощения гамма-квантов за счет этих процессов. Вероятность регистрации гамма-квантов зависит от химического состава сцинтиллятора и энергии гамма-квантов, так как  $\sigma_\phi$ ,  $\sigma_k$ ,  $\sigma_\pi$  зависят от атомного

номера вещества сцинтиллятора и энергии фотонов. Зависимость коэффициента поглощения  $\mu$  в кристалле NaI(Tl) от энергии гамма-квантов  $E_\gamma$  представлена на рис. 5.5.

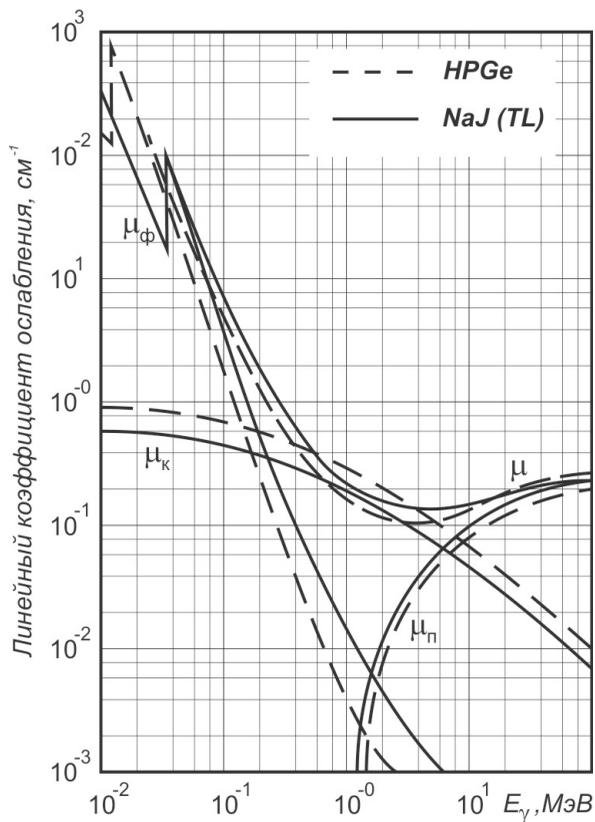


Рис. 5.5. Зависимость коэффициента поглощения  $\mu$  для сцинтиллятора NaI(Tl) и HPGe детектора от энергии гамма-излучения:  $\mu_\phi$  – за счет фотоэффекта,  $\mu_k$  – за счет комптоновского рассеяния,  $\mu_p$  – за счет образования пар

Из рисунка видно, что наиболее сильная зависимость проявляется в случае фотоэффекта. Абсолютная величина сечения фотоэффекта пропорциональна пятой степени атомного номера ( $\sigma_\phi \sim Z^5$ ). Поэтому относительно высокой эффективностью для регистрации гамма-квантов небольшой энергии обладает сцинтилля-

тор  $\text{NaI(Tl)}$ . Кроме того, этот сцинтиллятор выгоден и для регистрации гамма-квантов больших энергий, так как  $\sigma_{\text{к}} \sim Z$  и  $\sigma_{\text{п}} \sim Z^2$ .

## 1.2. Предусилитель

Поскольку величина анодного сопротивления ФЭУ  $R_a$  выбирается достаточно большой ( $10^5$ – $10^6$  Ом), ток в анодной цепи мал. Это определяет малую нагрузочную способность ФЭУ. Для увеличения нагрузочной способности и обеспечения возможности передачи импульса, соответствующего акту регистрации отдельного гамма-кванта (или заряженной частицы), по кабелю сигнал с выхода ФЭУ подается на *предусилитель*. Функционально предусилитель представляет собой эмиттерный повторитель (или каскад эмиттерных повторителей) и располагается на минимально возможном расстоянии от соединительной панели ФЭУ. Конструктивно сцинтиллятор, ФЭУ и предусилитель располагаются в едином металлическом кожухе, обычно алюминиевом, и составляют *блок детектирования*. Блок детектирования снабжается коаксиальными разъемами для ввода высокого напряжения для делителя ФЭУ, постоянного низкого напряжения для питания предусилителя и выхода импульсного сигнала, который подается на вход спектрометрического усилителя. Амплитуда выходного импульса предусилителя составляет величину порядка единиц милливольт.

При спектрометрии заряженных частиц и ионов может потребоваться также предварительный усилитель, обеспечивающий формирование импульса с заданными характеристиками фронта и спада. При проведении гамма-спектрометрических измерений такой предварительный усилитель обычно не требуется.

## 1.3. Спектрометрический (линейный формирующий) усилитель

Основное назначение спектрометрического усилителя – подготовка спектрометрического сигнала оптимальной амплитуды и формы для последующей обработки его аналогово-цифровым преобразователем (АЦП). Поэтому название «линейный формирующий» включает в себе как характеристику усилителя (он должен быть линейным, для того чтобы сохранилась пропорциональность

между энергией, поглощенной в детекторе, и амплитудой сигнала), так и функциональное назначение – формирование импульса с формой, наиболее подходящей для подачи на АЦП. При этом, очевидно, данный усилитель должен вносить в усиливаемый импульс минимум неконтролируемых погрешностей, т.е. обладать очень низким уровнем собственных шумов.

Спектрометрический усилитель обладает следующими характеристиками, которые определяются его конструкцией:

интегральная нелинейность – отражает степень отклонения реальной характеристики преобразования от идеальной характеристики (в данном случае, от прямой линии):

$$\frac{\max_{U_{\text{ВХ}}} |U_{\text{ВЫХ}}(U_{\text{ВХ}}) - (A U_{\text{ВХ}} + B)|}{U_{\text{ВХ, max}}} \cdot 100 \%, \quad (5.18)$$

где  $U_{\text{ВХ}}$ ,  $U_{\text{ВЫХ}}$  – амплитуды входного и выходного сигнала соот-

ветственно,  $k = \frac{dU_{\text{ВЫХ}}}{dU_{\text{ВХ}}}$  – коэффициент усиления,  $b = \overline{U_{\text{ВЫХ}}(0)}$  –

смещение нуля;

интегральная нелинейность – отражает степень гладкости реальной характеристики:

$$\max_{U_{\text{ВХ}}} \left( \frac{dU_{\text{ВЫХ}}}{dU_{\text{ВХ}}} - \overline{\frac{dU_{\text{ВЫХ}}}{dU_{\text{ВХ}}}} \right) \cdot 100 \% = \max_{U_{\text{ВХ}}} \left( \frac{dU_{\text{ВЫХ}}}{dU_{\text{ВХ}}} - A \right) \cdot 100 \%; \quad (5.19)$$

уровень шумов – определяется как эквивалентный уровень шумов при заданном коэффициенте усиления;

коэффициенты температурной нестабильности усиления  $r$  ( $1/^\circ\text{C}$ ) и смещения нуля  $b$  ( $\text{В}/^\circ\text{C}$ );

максимальная загрузка – максимальное количество импульсов в единицу времени, которое обрабатывается усилителем без ухудшения характеристик; с этой величиной связаны типичные для данного усилителя сдвиг и уширение спектральных линий при больших нагрузках.

К рабочим характеристикам спектрометрического усилителя, которыми пользователь может управлять, относятся:

коэффициент усиления – обычно устанавливается в диапазоне  $1 - 5 \times 10^3$ ;

форма однополярных импульсов на выходе – возможна гауссовская, треугольная и др.;

форма биполярных импульсов на выходе;

регулировка установки нулевого уровня сигнала;

регулировка восстановления нулевого уровня.

Спектрометрические усилители, используемые в ядерно-физическом эксперименте, представляют собой образцы сложных прецизионных электронных устройств, которые изготавливаются из высококачественных компонентов.

Ниже в качестве примера приведены характеристики спектрометрического усилителя Model672 фирмы ORTEC. Этот усилитель обеспечивает возможность работы с импульсами положительной или отрицательной полярности; обеспечивает поддержание нулевого уровня при различных частотах следования импульсов, автоматическое шумоподавление и формирование выходных импульсов. Усилитель позволяет формировать выходные импульсы 12 типов: шесть длительностей импульсов и выбор формы импульса – треугольная или гауссовская, при этом формирование гауссовских импульсов выполняется с помощью фильтра восьмого порядка, имеющих 2 действительных полюса и три пары мнимых. Усилитель модели 672 включает в себя следующие функциональные блоки:

- переключатель полярности входных импульсов и режимов;
- дифференциальный входной каскад усилителей;
- дифференциатор и каскад плавной регулировки усиления;
- каскад грубой регулировки усиления;
- стабилизатор постоянного уровня;
- каскад интегратора;
- каскад формирования импульсов однополярного выхода;
- каскад формирования импульсов биполярного выхода;
- стробируемый восстановитель уровня;
- каскад медленных дискриминаторов;
- быстрый дифференцирующий усилитель;
- каскад быстрого дискриминатора;
- каскад проверки ограничения импульсов;
- каскад автоматической установки нулевого уровня.

Характеристики усилителя модели 672 следующие:

- диапазон коэффициента усиления – 2,5–1500;
- интегральная нелинейность – не более  $\pm 0,025$  % в диапазоне 0–10 В;
- дифференциальная нелинейность  $< \pm 0,012$  % в диапазоне  $\pm 9$  В и максимальной амплитуде сигнала  $\pm 10$  В по дифференциальному входу;
- эквивалентный уровень шумов  $< 5,0$  мкВ для усиления  $> 100$  и  $< 4,5$  мкВ для усиления  $< 1000$ ;
- температурные коэффициенты – для усиления  $\pm 0,005$  % ( $1/^\circ\text{C}$ ), для дрейфа нуля  $\pm 7,5$  (мкВ/ $^\circ\text{C}$ );
- типичное расширение спектральных линий 8 % при частоте следования импульсов  $10^5$  имп/с и  $< 15$  % при  $20 \cdot 10^5$  имп/с для линии 1,33 МэВ;
- типичный сдвиг спектральных линий  $< \pm 0,018$  % при частоте следования импульсов  $10^5$  имп/с и  $\ll \pm 0,05$  % при  $20 \cdot 10^5$  имп/с для линии 1,33 МэВ;
- временное разрешение пары импульсов 500 нс.

#### 1.4. Спектрометрический аналогово-цифровой преобразователь (АЦП)

Спектрометрические измерения подразумевают получение энергетического спектра исследуемого излучения. Выше было показано, что амплитуда импульса на выходе ФЭУ линейно связана с энергией, потерянной заряженной частицей или гамма-квантом в материале сцинтиллятора. Поскольку предусилитель и спектрометрический усилитель также являются устройствами, линейно преобразующими амплитуды импульсов, то энергетический спектр  $N(E)$  потерь энергии частиц в сцинтилляторе будет совпадать со спектром амплитуд импульсов  $N(A)$  (количество импульсов с соответствующей амплитудой) на выходе спектрометрического усилителя. Практически, поскольку в эксперименте измерения непрерывных величин всегда заменяются измерениями дискретными, проводятся следующие измерения. Предположим, что мы проводим измерения в энергетическом диапазоне  $E_{\min} - E_{\max}$ . Разобьем этот диапазон на  $K$  равных частей, каждая величиной  $\Delta E = (E_{\min} - E_{\max})/K$ , получив

ряд равноотстоящих точек  $E_i = E_{\min} + \Delta E (i - 1)$ . При условии линейности преобразования энергия-амплитуда мы получим соответствующий ряд равноотстоящих амплитуд  $A_i = A_{\min} + \Delta A (i - 1)$ , где  $A_{\min} = k \cdot E_{\min} + b$ ,  $A_{\max} = k \cdot E_{\max} + b$ ,  $\Delta A = k \cdot \Delta E$ . Если при обработке импульсов в спектрометрическом тракте не происходит потеря импульсов, то число частиц  $N_i$ , потерявших энергии в диапазоне  $[E_i, E_{i+1})$ , есть число импульсов с амплитудами в соответствующем интервале амплитуд  $[A_i, A_{i+1})$ . Но  $N_i$  есть произведение плотности распределения количества частиц по энергии (энергетического спектра)  $p(E_i)$  на величину интервала по энергии  $\Delta E$ , и, с другой стороны, есть произведение плотности распределения по амплитуде (амплитудного спектра)  $p(A_i)$  на величину интервала по амплитуде  $\Delta A$ . То есть

$$N_i = p(E_i) \cdot \Delta E = p(A_i) \cdot \Delta A. \quad (5.20)$$

Учитывая, что  $\Delta E$  и  $\Delta A$  являются при проведении измерений константами, число частиц  $N_i$ , зарегистрированных за время измерений в диапазоне амплитуд от  $A_i$  до  $A_i + \Delta A$ , пропорционально энергетическому спектру  $p(E_i)$ .

Таким образом, в течение спектрометрических измерений требуется измерить дискретное распределение  $\{N_i, i=1, K\}$ . При этом интервал амплитуд  $[A_i, A_{i+1})$  (и соответствующий ему интервал энергий  $[E_i, E_{i+1})$ ) называются *спектрометрическим каналом*, номер  $i$  – *номером канала*, а число  $N_i$  – *отсчетом в канале  $i$* . Эта задача и решается при помощи амплитудно-цифрового преобразователя.

АЦП измеряет амплитуду приходящего на его вход импульса и при условии, что амплитуда находится в интервале  $[A_i, A_{i+1})$ , выдает номер канала  $i$ . Схемотехнике, обрабатывающей выходные сигналы АЦП, необходимо только инкрементировать соответствующий отсчет канала  $i$ .

### *Основные типы АЦП, используемые в спектрометрии*

В настоящее время с спектрометрии нашли применение три типа АЦП.

### АЦП Уилкинсона

При превышении некоторого уровня сигнала, задаваемого схемой дискриминатора нижнего уровня (это необходимо, чтобы АЦП не тратил время на обработку слабых импульсов, обычно обусловленных шумами), открывается вход АЦП и начинает заряжаться входная емкость. Заряд продолжается до тех пор, пока уровень сигнала в импульсе не достигнет максимальной амплитуды, как только уровень сигнала начинает снижаться, вход закрывается. Таким образом, в момент закрытия входа напряжение на конденсаторе равно амплитуде анализируемого импульса. По закрытию входа конденсатор начинает разряжаться постоянным током и одновременно включается счетчик высокочастотных тактовых импульсов, который останавливается, когда конденсатор будет разряжен. Поскольку при разряде постоянным током время разряда пропорционально начальному напряжению (т.е. амплитуде импульса), число отсчетов, накопленное счетчиком, также пропорциональное амплитуде исследуемого импульса, будет искомым номером канала.

АЦП Уилкинсона характеризуется временем преобразования, зависящим от амплитуды импульса, что, в принципе, следует отнести к недостаткам (20–165 мс при преобразовании в 8192 канала), и отличается хорошей дифференциальной нелинейностью, т.е. однородностью ширины канала ( $< 1\%$ ), что является несомненным достоинством. Временной цикл работы этого АЦП приведен на рис. 5.6.

### Флэш-АЦП (параллельный АЦП)

Флэш-АЦП основан на линейке компараторов, соединенных таким образом, что опорный уровень каждого компаратора на постоянную величину  $\Delta V$  превышает опорный уровень предыдущего. Исследуемый сигнал подается на входы всех компараторов одновременно. Схема синхронизации стробирует все компараторы в момент, когда амплитуда входного сигнала достигнет максимума. Выходы компараторов соединены со схемой дешифровки, которая выдает на выходе номер канала. Принципиальная схема флэш-АЦП приведена на рис. 5.7.

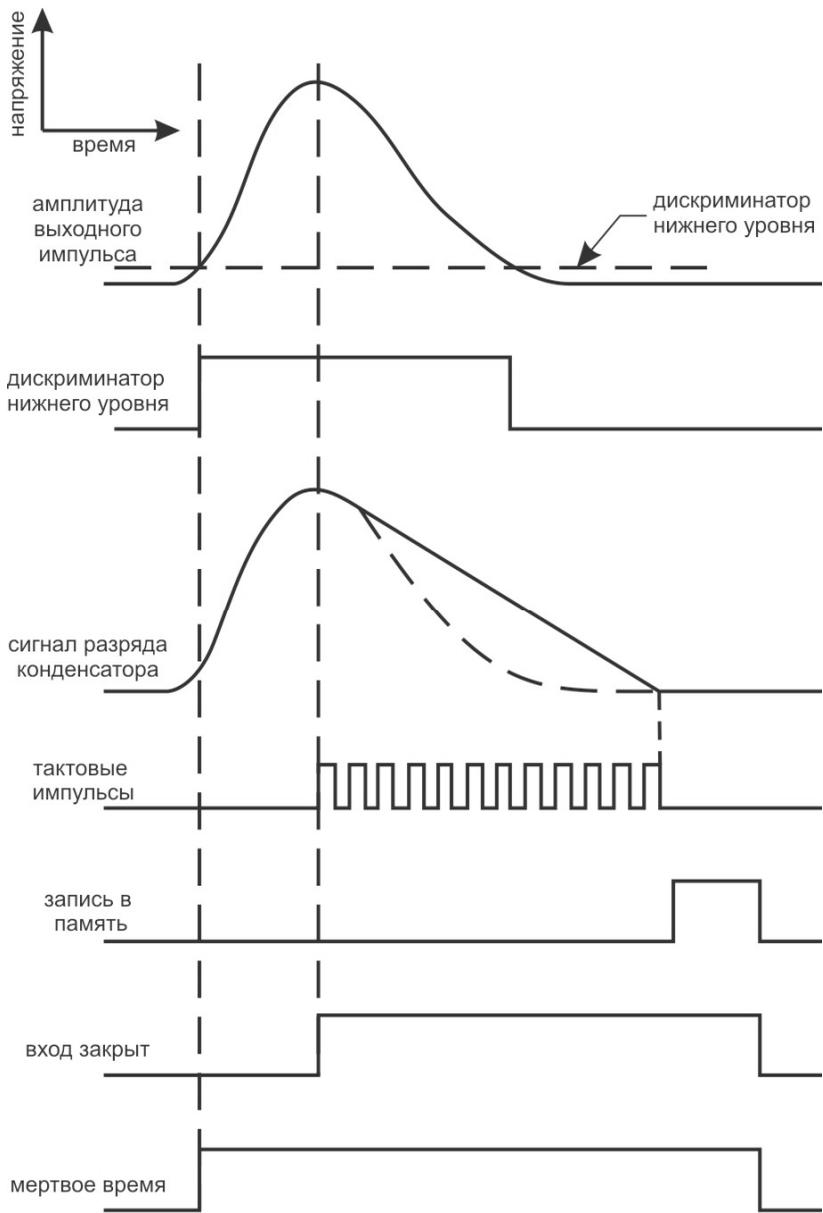


Рис. 5.6. Временной цикл работы АЦП Уилкинсона

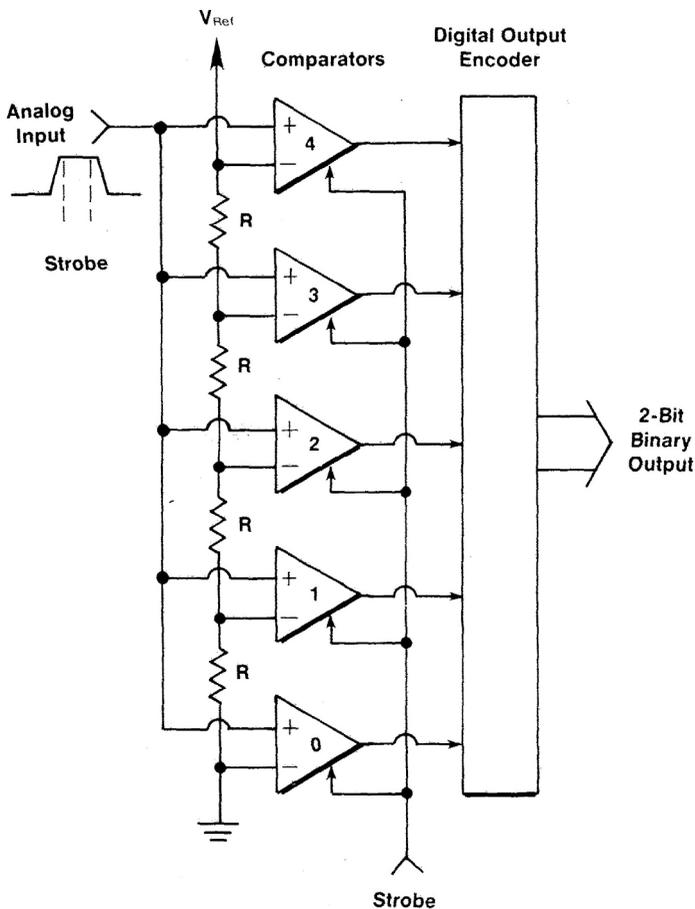


Рис. 5.7. Принципиальная схема флэш-АЦП

Флэш-АЦП отличается высоким быстродействием, однако обладает большой дифференциальной нелинейностью.

АЦП с поразрядным взвешиванием

Так же как в АЦП Уилкинсона, в АЦП с поразрядным взвешиванием присутствует входной «запоминающий» конденсатор, напряжение на котором повторяет амплитуду исследуемого импульса

са. Цикл измерения начинается по факту детектирования вершины импульса. На первом шаге устанавливается старший бит цифро-аналогового преобразователя (ЦАП), входящего в конструкцию АЦП. Если при этом выходное напряжение на ЦАП больше напряжения на «запоминающем» конденсаторе, старший бит ЦАП сбрасывается, если меньше – остается установленным. Процесс повторяется для следующих по старшинству битов ЦАП. После повторения таких циклов, по количеству совпадающих с разрядностью ЦАП, код на ЦАП будет соответствовать искомому номеру канала. Принципиальная схема АЦП с поразрядным взвешиванием приведена на рис. 5.8.

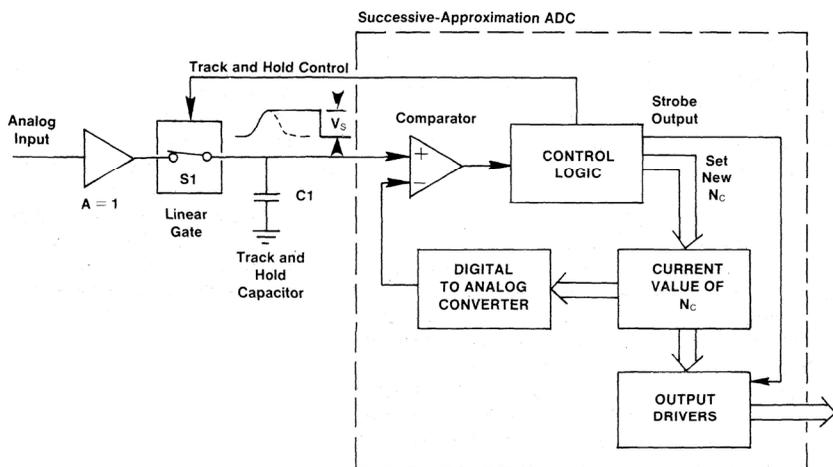


Рис. 5.8. Принципиальная схема АЦП с поразрядным взвешиванием

Очевидно, что описанная схема АЦП будет обладать фиксированным временем преобразования, не зависящим от амплитуды исследуемого импульса. Однако также очевидно, что дифференциальная нелинейность для этой схемы будет равна половине младшего значащего бита, т.е. 50 %. Данная проблема решается с помощью введения в состав АЦП специального схемотехнического решения, называемого *схемой разравнивания*. Описание работы схемы разравнивания выходит за рамки настоящей лабораторной работы, достаточно только упомянуть, что включение ее в состав

АЦП позволяет достичь значений дифференциальной нелинейности менее 1 %.

### Основные характеристики АЦП

К основным характеристикам АЦП относятся:

- *разрядность АЦП* – количество разрядов преобразования; очевидно, что при разрядности  $K$  максимальное количество спектротметрических каналов будет равно  $2^K$ ;
- *время преобразования* – время затрачиваемой АЦП на получение кода, соответствующего амплитуде исследуемого импульса;
- *нелинейность* – интегральная и дифференциальная; на рис. 5.9 продемонстрирована наглядно суть интегральной нелинейности АЦП – сплошной линией представлена измеренная зависимость номера канала от амплитуды входного импульса, а пунктиром – линейный аппроксиматор измеренной зависимости; интегральная нелинейности определяется как максимальное отклонение  $\Delta C_{\max}$  измеренной кривой от прямой линии, нормированное на максимальный номер канала и выраженное в процентах (сравните с 5.18); дифференциальная нелинейность характеризует отклонение ширины канала от постоянной величины.

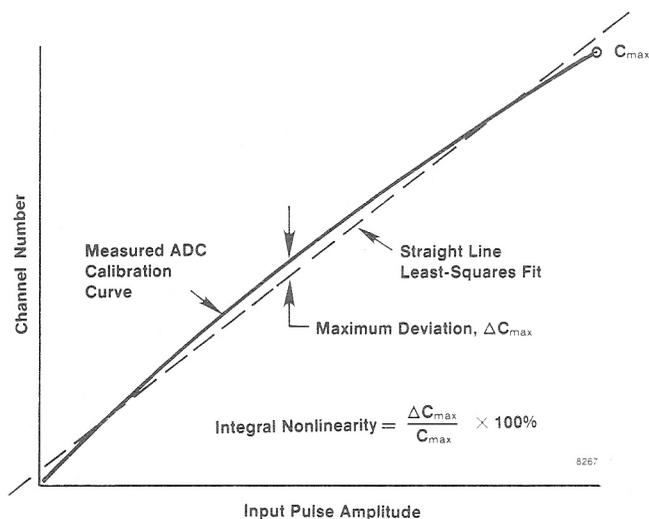


Рис. 5.9. Нелинейность – интегральная и дифференциальная

### *Мертвое время*

АЦП может обрабатывать единомоментно только один импульс. Это значит, что если в течение интервала времени, когда АЦП занят обработкой импульса, на его вход придет другой импульс, он обработан не будет и информация о нем для экспериментатора будет потеряна. Интервал времени, в течение которого АЦП не принимает приходящие на его вход импульсы, называется *мертвым временем*. Время измерения за вычетом мертвого времени называется *живым временем* измерений. Очевидно, что мертвое время будет зависеть как от временных характеристик АЦП, так и от параметров формирования импульсов, определяемых спектрометрическим усилителем. Справедлива формула:

$$r_0 = \frac{r_1}{\exp[r_1(T_w + T_p)] + r_1[T_M - (T_w - T_p)]U[T_M - (T_w - T_p)]}, \quad (5.21)$$

где  $r_1$  и  $r_0$  – интенсивности событий на детекторе и на выходе АЦП соответственно;  $T_w$  – ширина импульса усилителя на уровне порога дискриминации;  $T_p$  – время от начала импульса до момента, в который АЦП определил его вершину;  $T_M$  – собственно мертвое время АЦП;  $U(x) = 1$  при  $x > 0$ ,  $U(x) = 0$  при  $x < 0$ .

Для того чтобы в ходе эксперимента возможно было учесть мертвое время, в состав АЦП вводятся специальные схемы, называемые счетчиками живого времени.

### *1.5. Спектрометрическая память*

Как было указано в 1.4, в результате спектрометрических измерений получается спектр в виде  $K$  значений чисел  $\{N_i, I = 1, K\}$ , представляющих собой отсчеты в каналах. Память, выделенная для хранения этих чисел называется спектрометрической памятью. Схемотехнически она может находиться как в составе АЦП, так и во внешнем устройстве, например персональном компьютере. Очевидно, что разрядность ячейки памяти, выделенной под канал, будет определять максимально возможный отсчет в канале. Это необходимо иметь в виду при измерении потока событий высокой интенсивности, для того чтобы избежать сброса содержимого канала в нуль в результате перехода через максимальное значение.

## 2. Основные механизмы взаимодействия гамма-квантов с веществом и форма сцинтилляционного спектра моноэнергетического излучателя

В задачах прикладной спектрометрии исследователя всегда интересует информация о качественных и количественных характеристиках гамма-излучателей. Эта информация может быть получена через информацию о характеристиках поля гамма-излучения. Однако, как уже указывалось, при проведении спектрометрических измерений (не только с применением сцинтиллятора) фактически измеряется энергетический спектр потерь энергии внешнего поля излучения в материале сцинтиллятора.

Для того чтобы определить, каким образом можно восстановить характеристики внешнего поля излучения, необходимо рассмотреть основные механизмы взаимодействия ионизирующего излучения с веществом. Далее под ионизирующим излучением будет пониматься только фотонное или гамма-излучение.

Повторим уже известное. Основными процессами, приводящими к появлению электрических импульсов на выходе сцинтилляционного детектора в результате взаимодействия гамма-квантов с веществом сцинтиллятора, являются фотоэлектрическое поглощение, комптоновское рассеяние и образование пар. В каждом из этих процессов гамма-квант передает вторичному электрону разную долю своей энергии. Интенсивность световой вспышки, пропорциональная энергии вторичного электрона, определяет амплитуду импульсов на выходе ФЭУ. Измеряя зависимость скорости счета от амплитуды импульсов, можно получить так называемое «амплитудное распределение».

На рис. 5.10 представлено распределение амплитуд импульсов, образовавшееся при регистрации сцинтилляционным спектрометром моноэнергетического гамма-излучения радионуклида марганец-54 с энергией 834 кэВ, т.е. меньшей пороговой энергии образования пар – 1022 кэВ. Видно, что спектр имеет достаточно сложную форму. Как правило, при обработке таких спектров используют лишь определенные характерные участки спектра, наименее подвергнутые искажению и наиболее информативные в смысле передачи информации об исходном спектре энергий. Таким участком в этих спектрах является пик в конце амплитудного распре-

ления, который соответствует полному поглощению энергии падающего на детектор гамма-излучения и называемый *пиком полного поглощения* (ППП). Образование пика полного поглощения связано с полным поглощением энергии гамма-кванта в результате фотоэлектрического эффекта и эффекта комптоновской перекачки (одно или несколько комптоновских взаимодействий с последующим фотоэлектрическим эффектом). При фотоэффекте вся энергия гамма-квантов  $E_\gamma$  расходуется на вырывание электрона из атома и на сообщение ему кинетической энергии. Возбужденный атом сцинтиллятора переходит в основное состояние путем испускания характеристического рентгеновского излучения или оже-электрона, который легко поглощается в сцинтилляторе. Если пробег электрона укладывается в толще сцинтиллятора, то амплитуда импульса на выходе ФЭУ будет пропорциональна энергии гамма-кванта, испытывавшего фотоэффект. В случае выхода характеристического излучения за пределы сцинтиллятора в спектре появляется дополнительный максимум, известный под названием «пик вылета». Его амплитуда соответствует энергии  $E = E_\gamma - E_k$ , где  $E_k$  – энергия рентгеновского  $K$ -излучения. Например, для иода  $E_k = 28$  кэВ. Для энергии гамма-квантов  $E_\gamma \geq 100$  кэВ обычно пик вылета и полного поглощения не разрешаются, и вылет из сцинтиллятора рентгеновских квантов приводит только к некоторой асимметрии пика полного поглощения.

Непрерывное распределение амплитуд вызвано электронами отдачи, возникшими при комптоновском рассеянии гамма-квантов. При комптон-эффекте часть энергии уносится рассеянным гамма-квантом, так что энергия комптон-электрона  $E_e$  меньше, чем энергия фотоэлектрона, а главное – она зависит от угла рассеяния кванта  $\theta$ .

$$E_e = E_\gamma \left[ 1 - \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{mc^2}(1 - \cos\theta)} \right], \quad (5.22)$$

где  $mc^2 = 511$  кэВ – масса покоя электрона. Если рассеянный фотон поглотится в сцинтилляторе, то интенсивность световой вспышки будет пропорциональна энергии первичного гамма-кванта  $E_\gamma$ . Очевидно, такие случаи дадут вклад в пик полного поглощения, так как

интервал времени между образованием электронов мал по сравнению со временем высвечивания сцинтиллятора.

Между непрерывным распределением, обусловленным комптоновским рассеянием, и пиком полного поглощения имеется провал, связанный с тем, что при однократном рассеянии гамма-квант не может передать всю свою энергию электрону. Расстояние между пиком полного поглощения и границей комптоновского распределения составляет

$E\gamma \left(1 + \frac{2E\gamma}{mc^2}\right)^{-1}$ , т.е. около  $mc^2/2 \approx 250$  кэВ при  $E\gamma > mc^2$ .

Обычно на непрерывное комптоновское распределение накладывается широкий максимум, обусловленный попаданием в сцинтиллятор гамма-квантов, рассеянных под углом  $\theta = 180^\circ$  от окна ФЭУ, контейнера упаковки, стенок защитного кожуха. Этот максимум принято называть *пиком обратного рассеяния*. Амплитуда пика обратного рассеяния зависит от величины  $E\gamma$ . Для  $E\gamma > mc^2$  энергия рассеянного кванта равна  $mc^2/2$ , т.е. 250 кэВ.

В тех случаях, когда  $E\gamma > 1,02$  МэВ ( $2mc^2$ ), возможен процесс образования пар, и если энергия гамма-квантов ненамного выше пороговой, то кинетическая энергия электрона и позитрона ( $E\gamma - 1,02$  МэВ) невелика, и они поглощаются в том же сцинтилляторе.

Затормозившийся позитрон аннигилирует с одним из электронов вещества сцинтиллятора, в результате возникают два аннигиляционных гамма-кванта с энергией 511 кэВ каждый. Если оба аннигиляционных гамма-кванта поглотятся в сцинтилляторе, то поглощенная энергия будет равна  $E\gamma$ , и амплитуда импульса совпадет с пиком полного поглощения. Если в толще сцинтиллятора поглотится лишь один из аннигиляционных гамма-квантов, то при этом в сцинтилляторе выделится энергия ( $E\gamma - 511$  кэВ) – появится «*пик одиночного вылета*». Если оба аннигиляционных кванта выйдут из сцинтиллятора, выделившаяся энергия будет равна ( $E\gamma - 1,022$  МэВ), эта энергия соответствует «*пику двойного вылета*». На рис.15.11 в качестве такого примера представлен спектр гамма-излучения радионуклида натрий-24 с энергиями излучения 2755 и 1369 кэВ.

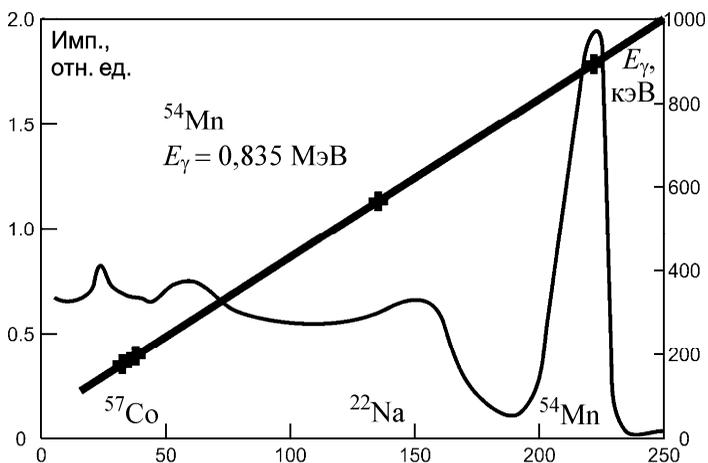


Рис. 5.10. Амплитудное распределение импульсов от гамма-квантов радионуклида марганец-54, измеренное однокристалльным гамма-спектрометром с NaI(Tl)

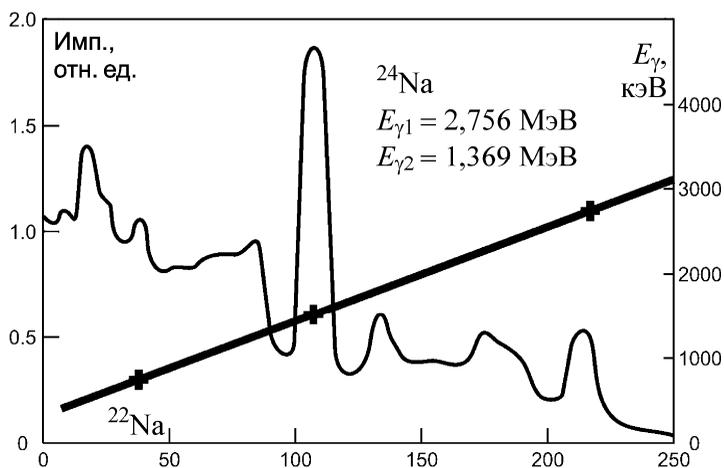


Рис. 5.11. Амплитудное распределение импульсов от гамма-квантов радионуклида натрий-24, измеренное однокристалльным гамма-спектрометром с NaI(Tl)

Пик полного поглощения наиболее удобен для определения энергии и количества падающих гамма-квантов. Поэтому наравне с понятием полной эффективности спектрометра, определяемой как отношение числа зарегистрированных квантов к числу попавших в сцинтиллятор, вводится понятие *эффективности в пике полного поглощения*, т.е. отношение числа импульсов в пике полного поглощения к числу падающих гамма-квантов.

### 3. Цифровой сцинтилляционный гамма-спектрометра

В последнее десятилетие в связи с успехами микроэлектроники появилась возможность цифровой обработки сигналов, которая позволяет более полно, по сравнению с аналоговой обработкой, использовать потенциал систем детектирования излучений.

Сутью цифровой обработки сигнала в гамма-спектрометрии является как можно более раннее, в идеале сразу после предусилителя, выражение формы импульса в цифровом виде, т.е. оцифровка формы импульса без потери данных. Цифровые данные далее могут запоминаться в буфере и извлекаться оттуда для обработки в цифровом сигнальном процессоре (или в программируемой логической матрице). При этом практически все параметры сигнала, которые традиционно извлекаются с помощью аналоговой электроники, могут быть получены при использовании различных алгоритмов цифровой обработки. Цифровая обработка сигналов позволяет использовать оптимальные фильтры и сложные алгоритмы, учитывающие специфические свойства детекторных систем, извлекать информацию, которую сложно или вообще невозможно получить с помощью аналоговых систем. Так как данные оцифровываются на раннем этапе, информация меньше искажается за счет шумов, наводок и температурных нестабильностей. Представление формы импульса в цифровом виде позволяет реализовывать практически идеальные в плане отношения «сигнал-шум» формирования импульсов, что чрезвычайно важно при работе с детекторами большого объема, вследствие существенного проявления в них так называемого баллистического эффекта. Кроме того, цифровая обработка допускает работу при более высоких нагрузках и позволяет заметно уменьшить или даже практически устранить мертвое вре-

мя. Наконец, использование цифровой обработки позволяет отказаться от использования дорогостоящих прецизионных аналоговых компонентов и делает аппаратуру гораздо более компактной и относительно дешевой, что немаловажно для решения задач ядерно-физического мониторинга окружающей среды.

Огибающие аналогового сигнала предусилителя (форма импульса) оцифровываются быстрым флэш-АЦП так, что их существенные параметры преобразуются в поток чисел. Далее аппаратным образом производятся цифровые преобразования, аналогичные тем, что производятся в аналоговых усилителях (компенсация полюса нулем, высоко- и низкочастотная фильтрация и т.д.). При этом цифровая фильтрация позволяет получить результаты, недостижимые при аналоговой фильтрации.

На рис. 5.12 сравниваются характеристики двух спектрометров. В одном из них используется аналоговая обработка сигналов, а в другом – цифровая. В том и другом случае оптимизировались характеристики для достижения максимальной скорости регистрации. В аналоговом спектрометре был использован АЦП с поразрядным взвешиванием и мертвым временем 0,9 мкс. В цифровом

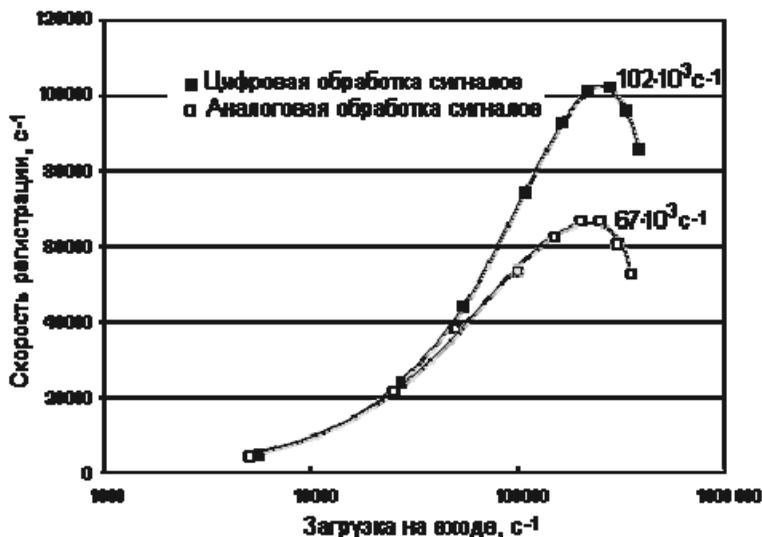


Рис. 5.12. Сравнение зависимости скорости регистрации от входной загрузки цифрового и аналогового спектрометров

процессоре использовался трапецеидальный фильтр со временем нарастания переднего фронта 0,72 мкс и плоской вершиной с длительностью 0,68 мкс. Видно, что цифровой процессор позволяет достичь заметно большую максимальную скорость регистрации, чем аналоговая система. При оптимизации по шумовым свойствам цифровые системы позволяют получить даже лучшее, чем у аналоговых спектрометров отношение сигнал/шум во всем диапазоне входных загрузок, обеспечивая тем самым заметно большую скорость регистрации.

Цифровые системы по сравнению с аналоговыми также имеют лучшую температурную стабильность, что может быть крайне важно при полевых исследованиях и длительных измерениях.

## ОПИСАНИЕ И СОСТАВ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ

Спектрометр ORTEC DigiBASE со сцинтилляционным детектором NaI(Tl)  $\varnothing 3'' \times 3''$  под управлением программы ORTEC Maestro. Источники Eu-152, Co-60, Cs-137.

Спектрометр ORTEC DigiBASE представляет собой размещенную на разъеме для ФЭУ интегрированную систему, объединяющую источник высокого напряжения для ФЭУ, предусилитель и цифровой спектрометр.

Основные характеристики ORTEC DigiBASE:

- количество каналов: 1024;
- грубая регулировка усиления: 1,3 или 9 (управляется переключателем);
- точная регулировка усиления: 0,4–1,2;
- интегральная нелинейность:  $\leq \pm 0,05\%$  на 99 % амплитудного диапазона;
- дифференциальная нелинейность:  $\leq \pm 1\%$  на 99 % амплитудного диапазона;
- точность учета мертвого времени: погрешность  $< 5\%$  при загрузках до  $5 \times 10^4$  имп/с;
- напряжение на ФЭУ: изменение от 0 до +1200 В с шагом 1,25 В под управлением компьютера;
- температурный дрейф нуля:  $< 50$  ppm полного диапазона на  $^{\circ}\text{C}$ ;

- температурный дрейф коэффициента усиления: < 150 ppm на °С;
- формирование импульсов: биполярное формирование с управлением от компьютера с постоянной времени от 0,75 мкс до 2 мкс с шагом 0,25 мкс.

## ПОДГОТОВКА ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ К РАБОТЕ

1. Запустить программу Maestro-32, включить высокое напряжение 750 В.
2. Снять спектр фонового гамма-излучения и убедиться, что ППП 2614 кэВ находится приблизительно в 800-м канале; при необходимости откорректировать коэффициент усиления.
3. Провести экспрессную энергетическую калибровку спектрометра средствами программы Maestro-32.

## РАБОЧЕЕ ЗАДАНИЕ

1. Измерить спектр фонового гамма-излучения, провести экспресс-обработку ППП 1460 кэВ, оценить время измерения, необходимое для оценки площади ППП 1460 кэВ с погрешностью не хуже 3 %. Учесть, что для пика площадью  $N$  относительная погрешность оценки площади равна  $\delta N = 1/\sqrt{N}$ .

2. Используя время измерения, полученное в п. 1, снять зависимость энергетического разрешения в ППП 1460 кэВ от постоянной времени формирования в диапазоне 0,75–2 мкс. Определить и установить оптимальное значение постоянной времени формирования.

3. Измерить спектры источников Eu-152, Co-60, Cs-137; найти центроиды пиков; рассчитать энергетическую калибровку по МНК (линейная, парабола, 3-я степень).

Оценить качество калибровки для каждого аппроксиматора. Сравнить полученную калибровку с экспресс-калибровкой Maestro.

4. В течение 20 мин измерить спектр естественного гамма-излучения, записать полученный спектр, с помощью полученной энергетической калибровки произвести идентификацию нуклидов в спектре.

5. Перевести спектрометр в режим цифрового осциллографа (параметры?).

Зарисовать полученную осциллограмму. В отчете по ЛР объяснить результат.

6. Выйти из программы Maestro.

### Контрольные вопросы

1. Перечислить и прокомментировать основные отличия между аналоговым и полностью цифровым гамма-спектрометрами.

2. Перечислить основные функциональные узлы аналогового гамма-спектрометра.

3. Перечислить основные функциональные узлы цифрового гамма-спектрометра.

4. Как работает фотоэлектронный умножитель?

5. Что такое максимальная загрузка спектрометрического тракта? В чем причины ограничения? Привести типовые численные значения.

6. В чем состоят основные преимущества цифрового гамма-спектрометра по сравнению с аналоговым.

### Список рекомендуемой литературы

1. ORTEC Maestro/32. Описание программы.

2. EG&E ORTEC. Product catalog. 1991/92.

3. Canberra. Performance of Digital Signal Processors for Gamma Spectrometry. Application Note. 2008.

4. Кэбин Э. Ядерная электроника для пользователей. Электронное издание, 2007. <http://nuclphys.sinp.msu.ru/electronics/index.html>.

5. Аульченко В.М. Анализ сигналов. Элементы аналоговой электроники. – Изд-во Новосибирского государственного университета, 2001.

6. Ушакова Н.П., Христофоров В.А. Полупроводниковые и сцинтилляционные гамма-спектрометры. Лабораторный практикум. – М.: МИФИ, 1980.

## Лабораторная работа 6

### Методы обработки информации, получаемой со сцинтилляционного гамма-спектрометра

---

*Цель работы: исследование базовых методов обработки информации, получаемой со сцинтилляционного гамма-спектрометра, осуществление калибровки спектрометра по энергии и эффективности.*

#### ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

##### 1. Связь характеристик поля излучения с характеристиками спектра

Из теоретического обсуждения, приведенного в ЛР1, видно, что спектр, получаемый с использованием сцинтилляционного (да и любого другого) гамма-спектрометра, является спектром потерь энергии ионизирующего излучения в теле детектора. В задачах ядерно-физического мониторинга необходимо дать ответ о характеристиках собственно поля излучения либо, более того, определить характеристики источника или источников, обуславливающих возникновение исследуемого поля. Поскольку все источники гамма-излучения являются линейчатыми, т.е. характеризуются уникальным набором излучаемых энергий (*линий излучения*), задача идентификации источника может быть решена, если определены энергии линий. Аналогично, зная значение плотности потока излучения в точке расположения детектора и геометрические характеристики источника и взаимного расположения источника и детектора, принципиально возможно определение количественных характеристик источника (активности, концентрации и т.п.). Из того же обсуждения следует, что, поскольку положение пика полного поглощения на шкале амплитуд (номер канала) пропорционально энергии соответствующей линии энергетического спектра источника, а общее количество отсчетов в пике (площадь пика) пропорционально плотности потока гамма-квантов соответствующей энергии, пик полного поглощения является наиболее удобным для анализа элементом спектра.

Для вывода расчетных формул рассмотрим точечный источник гамма-излучения (активность  $A$ ), находящийся на расстоянии  $r$  от детектора. Согласно закону радиоактивного распада:

$$A(t) = dN(t)/dt = \lambda N(t) \quad (6.1)$$

$$A(t) = A_0 \exp(-\lambda t), \quad (6.1a)$$

где  $A(t)$  – активность источника момент времени  $t$ ;  $N(t)$  – количество ядер в источнике;  $A_0$  – активность в начальный момент времени;  $\lambda$  – постоянная распада равная  $\ln 2/T_{1/2}$ ;  $T_{1/2}$  – период полураспада.

Пусть  $E$  – энергия некоторой линии излучения данного источника. Эта линия характеризуется вероятностью излучения гамма-квантов данной энергии  $Y(E)$ , называемой также *квантовым выходом гамма-квантов с энергией  $E$* , так что в единицу времени источником будет испущено  $A(t)Y(E)$  гамма-квантов с энергией  $E$ . Тогда плотность потока нерассеянного излучения с энергией  $E$  на расстоянии  $r$  (в точке расположения детектора) будет равна:

$$\Phi(E, r, t) = \frac{A(t)Y(E)}{4\pi r^2} e^{-\mu(E)r} = \frac{A_0 Y(E)}{4\pi r^2} e^{-\lambda t} e^{-\mu(E)r}, \quad (6.2)$$

где  $\mu(E)$  – линейный коэффициент ослабления гамма-квантов с энергией  $E$  в среде между источником и детектором. Если источник является долгоживущим по отношению ко времени измерений ( $t_{\text{изм}} \ll T_{1/2}$ ), распадом в течение измерений можно пренебречь и соотношение (6.2) примет вид

$$\Phi(E, r) = \frac{AY(E)}{4\pi r^2} e^{-\mu(E)r} = \frac{AY(E)}{4\pi r^2} e^{-\mu(E)r}. \quad (6.2a)$$

Формулы (6.2) и (6.2a) являются базовыми, с их помощью можно, в принципе, рассчитать плотность потока для источников любой формы и любой геометрии измерений.

Для связи плотности потока излучения в точке детектора с отсчетами в пике полного поглощения вводится величина  $\varepsilon_{\Phi}(E)$ , называемая *эффективностью в пике полного поглощения*, зависящая от энергии так, что

$$S_{\text{ППП}}(E) = \varepsilon_{\Phi}(E) \int_0^{t_{\text{изм}}} \Phi(E, r, t) dt. \quad (6.3)$$

Таким образом:

$$S_{\text{ППП}}(E) = \frac{A_0 Y(E) \varepsilon_{\Phi}(E)}{4\pi r^2 \lambda} e^{-\mu(E)r} (1 - e^{-\lambda t_{\text{бпр}}}) \quad (6.3a)$$

$$S_{\text{ППП}}(E) = \frac{A_0 Y(E) \varepsilon_{\Phi}(E)}{4\pi r^2} e^{-\mu(E)r} t_{\text{изм}}, \text{ при } \lambda t_{\text{изм}} \ll 1, \quad (6.3б)$$

где  $t_{\text{изм}}$  – живое время измерений.

Из (6.3a) и (6.3б) получаем выражение для активности на момент начала измерений:

$$A_0 = \frac{4\pi r^2 \lambda e^{\mu(E)r}}{Y(E) \varepsilon_{\Phi}(E) (1 - e^{-\lambda t_{\text{изм}}})} S_{\text{ППП}}(E) \quad (6.4a)$$

$$A_0 = \frac{4\pi r^2 e^{\mu(E)r}}{Y(E) \varepsilon_{\Phi}(E) t_{\text{изм}}} S_{\text{ППП}}(E), \text{ при } \lambda t_{\text{изм}} \ll 1. \quad (6.4б)$$

На практике для фиксированных геометрий эффективностью  $\varepsilon(E)$  в пике полного поглощения называют также вероятность того, что гамма-квант с энергией  $E$ , испущенный источником даст отсчет в соответствующем пике полного поглощения. Очевидно, что тогда выражения для активности принимают вид:

$$A_0 = \frac{\lambda}{Y(E) \varepsilon(E) (1 - e^{-\lambda t_{\text{изм}}})} S_{\text{ППП}}(E) \quad (6.5a)$$

$$A_0 = \frac{1}{Y(E) \varepsilon(E) t_{\text{изм}}} S_{\text{ППП}}(E), \text{ при } \lambda t_{\text{изм}} \ll 1. \quad (6.5б)$$

Рассматривая выражения (6.4a–6.5б) очевидно, что алгоритм определения активности следующий:

- 1) в измеренном спектре выделяют пик полного поглощения;
- 2) определяют положение пика на шкале амплитуд (номеров каналов), для этого, например можно считать, что положение пика  $C_{\text{ППП}}$  определяется центроидой пика:

$$C_{\text{ППП}} = \frac{\sum_{\text{ППП}} i \cdot N_i}{\sum_{\text{ППП}} N_i}, \quad (6)$$

где  $i$  – номер канал,  $N_i$  – отсчет в канале, и суммирование проводится по области пика.

3) по энергетической калибровке оценивают соответствующую положению энергию  $E(C_{\text{ППП}})$  и, если это возможно, по таблицам ядерных констант определяют, какому гамма-излучателю эта энергия соответствует и уточняют соответствующее значение энергии  $E$ ; если однозначный вывод сделать невозможно, повторяют пп. 1–2 до тех пор, пока гамма-излучатель не идентифицирован;

4) для найденного гамма-излучателя по таблицам определяют постоянную распада  $\lambda$  и квантовый выход  $Y(E)$  для данной энергии  $E$ ;

5) по имеющейся для данного спектрометра калибровке по эффективности определяют значение  $\varepsilon_{\text{ф}}(E)$  или  $\varepsilon(E)$  и делают оценку эффективности по формулам (6.4а,б) или (6.5а,б).

6) повторяют процедуру для остальных пиков полного поглощения.

В результате проделанной процедуры может оказаться, что для какого-либо гамма-излучателя оценка активности проведена для нескольких пиков полного поглощения. В этом случае эту информацию можно использовать для получения более точной оценки, что будет обсуждаться несколько позже. В любом случае получение оценки подразумевает, что мы должны оценить саму величину и ее погрешность.

## 2. Учет погрешностей при обработке спектров

Результат любого физического измерения всегда отклоняется от действительного значения измеряемой величины. Это отклонение (ошибка измерения) складывается из большого числа малых случайных и систематических ошибок, допускаемых при измерении. Из курса статистики известно, что если некоторая величина  $x$  распределена с плотностью распределения  $p(x)$ , то ее среднее и дисперсия определяются как

$$\bar{x} = \int_{-\infty}^{\infty} xp(x)dx, \quad Dx = \int_{-\infty}^{\infty} (x - \bar{x})^2 p(x)dx. \quad \text{Величина } \sigma_x = \sqrt{Dx} \text{ назы-}$$

вается среднеквадратичным отклонением.

Если величина распределена в соответствии с распределением Гаусса, то с вероятностью 0,68 истинное значение отличается от оценки не более чем на одну среднеквадратичную ошибку, с веро-

ятностью 0,95 – не более чем на две среднеквадратичных ошибки и с вероятностью 0,997 % – не более чем на 3 ошибки. Так, например, если оценка активности составила  $A = 5,45 \pm 0,06$  Бк (0,06 – среднеквадратичная ошибка), это отнюдь не означает, что ошибка измерения не превосходит 0,06 Бк; наоборот, вероятность большей ошибки значительна – 0,32. Для достоверного вывода лучше учитывать двукратное среднеквадратичное отклонение, вероятность больших отклонений уже мала – 0,05.

Обычно необходимая величина является функцией измеренных и табличных величин. Для определения среднего и погрешности такой величины полезны следующие соотношения.

1) Прибавление константы к случайной величине  $y = x + C$ :

$$\bar{y} = \bar{x} + C; \quad Dy = Dx; \quad \sigma_y = \sigma_x. \quad (6.7)$$

2) Умножение случайной величины на число  $y = Cx$ :

$$\bar{y} = C\bar{x}; \quad Dy = C^2 Dx, \quad \sigma_y = C\sigma_x. \quad (6.8)$$

3) Сумма случайных величин  $z = x + y$ :

$$\bar{z} = \bar{x} + \bar{y}; \quad Dz = Dx + Dy + 2\text{Cov}(x, y), \quad (6.9)$$

где  $\text{Cov}(x, y) = \overline{xy} - \bar{x} \cdot \bar{y}$  – ковариация величин  $x$  и  $y$ ; если  $x$  и  $y$  независимы, то

$$\bar{z} = \bar{x} + \bar{y}; \quad Dz = Dx + Dy; \quad \sigma_z = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2} \quad (6.9a)$$

4)  $z = F(x_1, \dots, x_n)$ .

В этом случае разложим функцию  $z$  в ряд Тейлора в окрестностях точки  $(\bar{x}, \bar{y})$  с точностью до первых членов:

$$z(x_1, \dots, x_n) = F(\bar{x}_1, \dots, \bar{x}_n) + \sum_{i=1}^n \frac{\partial F}{\partial x_i}(\bar{x}_1, \dots, \bar{x}_n) \cdot (x_i - \bar{x}_i), \quad (6.10)$$

тогда

$$\begin{aligned} \bar{z} &= F(\bar{x}_1, \dots, \bar{x}_n); \quad Dz = \sum_{i=1}^n \left[ \frac{\partial F}{\partial x_i}(\bar{x}_1, \dots, \bar{x}_n) \right]^2 Dx_i + \\ &+ \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \frac{\partial F}{\partial x_i}(\bar{x}_1, \dots, \bar{x}_n) \frac{\partial F}{\partial x_j}(\bar{x}_1, \dots, \bar{x}_n) \text{Cov}(x_i, x_j), \end{aligned} \quad (6.11)$$

и если  $x$  и  $y$  независимы, то

$$\bar{z} = F(\bar{x}_1, \dots, \bar{x}_n); \quad Dz = \sum_{i=1}^n \left[ \frac{\partial F}{\partial x_i}(\bar{x}_1, \dots, \bar{x}_n) \right]^2 Dx_i; \quad (6.11a)$$

$$\sigma_z = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left( \frac{\partial F}{\partial x_i} \right)^2 \sigma_{x_i}^2}$$

В частности в случае, если  $z = F(x, y)$

$$\bar{z} = F(\bar{x}, \bar{y}); \quad Dz = \left[ \frac{\partial F}{\partial x}(\bar{x}, \bar{y}) \right]^2 Dx + \left[ \frac{\partial F}{\partial y}(\bar{x}, \bar{y}) \right]^2 Dy + \quad (6.12)$$

$$+ 2 \frac{\partial F}{\partial x}(\bar{x}, \bar{y}) \frac{\partial F}{\partial y}(\bar{x}, \bar{y}) \text{Cov}(x, y),$$

и если  $x$  и  $y$  независимы, то

$$\bar{z} = F(\bar{x}, \bar{y}); \quad Dz = \left[ \frac{\partial F}{\partial x}(\bar{x}, \bar{y}) \right]^2 Dx + \left[ \frac{\partial F}{\partial y}(\bar{x}, \bar{y}) \right]^2 Dy; \quad (6.12a)$$

$$\sigma_z = \sqrt{\left( \frac{\partial F}{\partial x} \right)^2 \sigma_x^2 + \left( \frac{\partial F}{\partial y} \right)^2 \sigma_y^2}.$$

Полезная формула, вытекающая из (2.11a): если  $z(x_1, \dots, x_n) = \text{Const} \cdot x_1^{k_1} \cdot \dots \cdot x_n^{k_n}$ , то  $\frac{\partial z}{\partial x_i} = k_i \cdot z \cdot \frac{1}{x_i}$ , и, следовательно

$$\sigma_z = |z_i| \cdot \sqrt{\sum_{i=1}^n k_i^2 \delta_{x_i}^2}, \quad (6.13)$$

где  $\delta_{x_i} = \frac{\sigma_{x_i}}{x_i}$  – относительная погрешность  $x_i$ .

Таким образом выражение для среднеквадратичного отклонения оценки активности (5б) получается следующее выражение:

$$\sigma_A = A \sqrt{\delta_{S_{\text{ППП}}}^2 + \delta_Y^2 + \delta_\varepsilon^2 + \delta_t^2}, \quad (6.14)$$

где  $\delta_x$  – относительная погрешность соответствующей величины.

##### 5) Случай распределения Пуассона

Известно, что распределение количества частиц в случае радиоактивного распада описывается плотностью распределения Пуассона:  $p(n) = e^{-\nu} \frac{\nu^n}{n!}$ , где  $\nu$  – среднее количество частиц, регистри-

руемое за время измерений  $t$ ,  $p(n)$  – вероятность регистрации  $n$  частиц за время  $t$ . Для этого распределения:

$$\bar{n} = \nu; Dn = \nu; \sigma_n = \sqrt{\nu}. \quad (6.15)$$

Истинное среднее значение  $\nu$ , как правило, неизвестно, поэтому его приближенно принимают равным количеству зарегистрированных частиц  $N$ . Таким образом, если в спектрометрическом канале зарегистрировано  $N$  отсчетов, то:

$$\bar{N} = N; DN = N; \sigma_N = \sqrt{N}. \quad (6.16)$$

### 3. Определение положения и площади пика полного поглощения

Площадью пика полного поглощения называется сумма отсчетов в пике от гамма-квантов, энергия которых полностью была поглощена детектором. Кроме этих гамма-квантов, в каналы, занятые пиком, дают также отсчет гамма-кванты с энергией большей энергии, соответствующей пику, рассеянные в детекторе. Эти гамма-кванты формируют непрерывное распределение, так называемую подложку или фон под пиком полного поглощения (рис. 6.1).

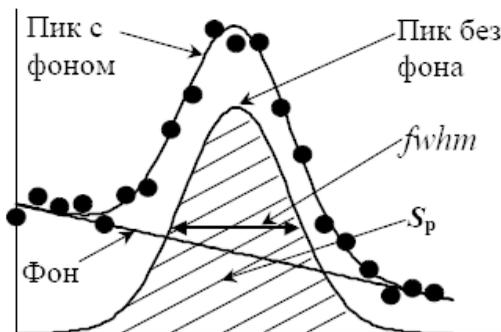


Рис. 1. Пик полного поглощения с подложкой

Следовательно, для того, чтобы правильно оценить площадь пика полного поглощения, необходимо скорректировать сумму отсчетов в пике на величину подложки. Простым и достаточно точным образом это можно рассчитать по следующей формуле:

$$\begin{aligned}
 S_{\text{ППП}} &= \sum_{\text{ППП}} N_i - \frac{1}{2} \left( \frac{\sum_{\text{слева}} N_i}{k_{\text{слева}}} + \frac{\sum_{\text{справа}} N_i}{k_{\text{справа}}} \right) k_{\text{ППП}} = \\
 &= \sum_{\text{ППП}} N_i - \frac{k_{\text{ППП}}}{2k_{\text{слева}}} \sum_{\text{слева}} N_i - \frac{k_{\text{ППП}}}{2k_{\text{справа}}} \sum_{\text{справа}} N_i.
 \end{aligned} \tag{16}$$

Здесь слева и справа от пика полного поглощения шириной  $k_{\text{ППП}}$  каналов выбрано соответственно  $k_{\text{слева}}$  и  $k_{\text{справа}}$  каналов с фоном, а индексы «ППП» «слева» и «справа» в суммах означают суммирование по каналам пика полного поглощения, левым и правым фоновым каналам соответственно.

Согласно приведенным выше формулам:

$$\sigma_{S_{\text{ППП}}} = \sqrt{\sum_{\text{ППП}} N_i + \frac{k_{\text{ППП}}^2}{4k_{\text{слева}}^2} \sum_{\text{слева}} N_i + \frac{k_{\text{ППП}}^2}{4k_{\text{справа}}^2} \sum_{\text{справа}} N_i}. \tag{6.18}$$

При  $k_{\text{слева}} = k_{\text{справа}} = k_{\text{фон}}$ , как это часто выбирается на практике:

$$\sigma_{S_{\text{ППП}}} = \sqrt{\sum_{\text{ППП}} N_i + \frac{k_{\text{ППП}}^2}{4k_{\text{фон}}^2} \sum_{\text{фон}} N_i}. \tag{6.18a}$$

Из (6.18) и (6.18a) хорошо видно, что наличие подложки под пиком не только затрудняет определение границ пика, но и приводит к увеличению погрешности определения площади пика. Поэтому при прецизионных низкофоновых измерениях приходится принимать комплекс всевозможных мер по снижению фона в месте расположения детектора.

## 4. Применение метода наименьших квадратов

### 4.1. Метод наименьших квадратов в случае множественных измерений

Пусть у нас имеется несколько независимых оценок одной и той же величины. Например, оценка активности нуклида, проведенная по различным пикам полного поглощения, соответствующим данному нуклиду –  $\{A_i, \sigma_i; i=1, \dots, N\}$ , где  $A_i, \sigma_i$ , оценка и средне-

квадратичное отклонение соответственно. В этом случае минимизирующий функционал метода наименьших квадратов имеет вид

$$\Phi(A) = \sum_{i=1}^N \frac{(A - A_i)^2}{\sigma_i^2}. \quad (6.19)$$

Поскольку  $\Phi(A)$  должен иметь минимум на искомой оценке  $A = \bar{A}$ ,

$$\frac{\partial \Phi}{\partial A}(\bar{A}) = \sum_{i=1}^N \frac{2(\bar{A} - A_i)}{\sigma_i^2} = 0, \quad (6.19a)$$

следовательно,

$$\bar{A} = \frac{\sum_{i=1}^N \frac{A_i}{\sigma_i^2}}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2}}; \quad \sigma_{\bar{A}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N \frac{(\bar{A} - A_i)^2}{\sigma_i^2}}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2}}}, \quad (6.20)$$

в случае равноточных измерений ( $\sigma_i = \sigma = \text{Const}$ ) получаем известные выражения:

$$\bar{A} = \frac{\sum_{i=1}^N A_i}{N}; \quad \sigma_{\bar{A}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (\bar{A} - A_i)^2}{N-1}}. \quad (6.20a)$$

#### 4.2. Подгонка зависимостей методом наименьших квадратов

Очень часто на практике желательно перейти от экспериментально измеренной в дискретных точках зависимости одной величины от другой аппроксимации этой зависимости аналитической функцией. В области спектрометрии эту задачу необходимо решить при проведении калибровок спектрометра по энергии и эффективности – необходимо аппроксимировать на требуемом энергетическом диапазоне экспериментальные значения, полученные для ограниченного числа измерений, соответствующих энергиям имеющихся калибровочных источников.

В общем виде задача ставится так.

Имеется ряд измерений  $\{x_i, y_i, \sigma_i; i=1, \dots, N\}$ . Из априорных соображений выбирается аппроксиматор  $f(x) = \sum_{j=0}^n a_j \cdot g_j(x)$ , представляющий собой линейную комбинацию функций  $g_i(x)$ , и требуется найти набор параметров  $a_j$ , на котором достигается минимум функционала

$$\Phi(a_0, \dots, a_n) = \sum_{i=1}^N \frac{[y_i - f(x_i)]^2}{\sigma_i^2} = \sum_{i=1}^N \frac{[y_i - \sum_{j=0}^n a_j \cdot g_j(x_i)]^2}{\sigma_i^2}. \quad (6.21)$$

Из условия равенства нулю в минимуме частных производных  $\frac{\partial \Phi}{\partial a_k}$  получаем систему  $n+1$  линейных уравнений

$$\frac{\partial \Phi}{\partial a_k} = 0, \quad k = 0, \dots, n \quad (6.22)$$

для определения параметров  $a_0, a_1, \dots, a_n$ .

С учетом выбранного аппроксиматора система (6.21) выглядит следующим образом:

$$\sum_{i=1}^N \frac{y_i \cdot g_k(x_i)}{\sigma_i^2} = \sum_{i=1}^N \frac{g_k(x_i)}{\sigma_i^2} \sum_{j=0}^n a_j \cdot g_j(x_i), \quad k = 0, \dots, n. \quad (6.22a)$$

Данную систему удобнее переписать в векторном виде, введя следующие обозначения:

$$\vec{a} = \begin{pmatrix} a_0 \\ a_1 \\ \dots \\ a_n \end{pmatrix}, \quad \vec{y} = \begin{pmatrix} y_1 \\ \dots \\ y_N \end{pmatrix},$$

$$A = (A_{ij}) = (g_j(x_i)) = \begin{pmatrix} g_0(x_1) & g_1(x_1) & \dots & g_n(x_1) \\ g_0(x_2) & g_1(x_2) & \dots & g_n(x_2) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ g_0(x_N) & g_1(x_N) & \dots & g_n(x_N) \end{pmatrix} \quad (6.23)$$

$$W = \begin{pmatrix} 1/\sigma_1^2 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 1/\sigma_2^2 & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & \dots & 1/\sigma_N^2 \end{pmatrix}.$$

Тогда решение системы запишется так:

$$\vec{a} = (A^T W A)^{-1} A^T W \vec{y}, \quad (6.24)$$

где  $A^T$  обозначает транспонированную матрицу.

$$(A^T W A)_{ik} = \sum_{l=1}^N \frac{A_{li} A_{lk}}{\sigma_l^2}; \quad (A^T W)_{kj} = \frac{A_{jk}}{\sigma_j^2}; \quad i, k = 0, \dots, n. \quad (6.25)$$

Доказано, что несмещенная оценка погрешности определения параметров  $a_j$

$$D a_j = \frac{V^T W V}{N - n - 1} ((A^T W A)^{-1})_{jj}, \quad (6.26)$$

где  $\vec{V} = \begin{pmatrix} y_1 - \sum_{j=0}^n a_j \cdot g_j(x_1) \\ \dots \\ y_N - \sum_{j=0}^n a_j \cdot g_j(x_N) \end{pmatrix}$  — невязка и  $(\vec{V}^T W \vec{V}) =$

$$= \sum_{i=1}^N \frac{(y_i - \sum_{j=0}^n a_j \cdot g_j(x_i))^2}{\sigma_i^2} - \text{обобщенная (взвешенная) сумма}$$

квадратов невязок.

После того как оценка параметров  $\vec{a}$  проведена и производится оценка аппроксиматора в произвольной точке  $\hat{x}$ , дисперсия оценки  $f(\hat{x})$  будет равна:

$$Df(\hat{x}) = \frac{1}{N - n - 1} \sum_{i=1}^N \frac{[y_i - \sum_{j=0}^n a_j \cdot g_j(x_i)]^2}{\sigma_i^2} \times \sum_i \sum_j g_i(\hat{x}) g_j(\hat{x}) ((A^T W A)^{-1})_{ij}. \quad (6.27)$$

Одним из наиболее часто встречающихся случаев подгонки является подгонка полиномами  $g_j(x) = x^j$ . В этом случае

$$A = (A_{ij}) = (x_i^j) = \begin{pmatrix} 1 & x_1 & \dots & x_1^n \\ 1 & x_2 & \dots & x_2^n \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ 1 & x_N & \dots & x_N^n \end{pmatrix} \quad (6.28)$$

$$(A^T W A)_{ik} = \sum_{l=1}^N \frac{x_l^{i+k}}{\sigma_l^2}; \quad i, k = 0, \dots, n;$$

$$(A^T W)_{kj} = \frac{x_j^k}{\sigma_j^2}; \quad k = 0, \dots, n; \quad j = 1, \dots, N \quad (6.29)$$

$$a_i = \sum_{j=1}^N \sum_{k=0}^n ((A^T W A)^{-1})_{ik} \cdot \frac{x_j^k}{\sigma_j^2} \cdot y_j; \quad i = 0, \dots, n$$

$$f(\hat{x}) = \sum_{i=0}^n a_i \hat{x}^i; \quad Df(\hat{x}) = \frac{1}{N - n - 1} \sum_{i=1}^N \frac{(y_i - \sum_{j=0}^n a_j \cdot g_j(x_i))^2}{\sigma_i^2} \times$$

$$\times \sum_i \sum_j \hat{x}^i \hat{x}^j ((A^T W A)^{-1})_{ij} \quad (6.30)$$

## 5. Калибровка спектрометра по энергии и эффективности

### 5.1. Калибровка по энергии

Калибровка по энергии подразумевает определение зависимости  $E(N)$ , где  $E$  – энергия гамма-квантов,  $N$  – номер канала. Ранее было показано, что теоретически номер канала пропорционален энергии, т.е. должна соблюдаться линейная зависимость

$$E(N) = a + b \cdot E, \quad (6.31)$$

однако на практике из-за нелинейности тракта спектрометра более хорошие результаты может дать аппроксимация параболой:

$$E(N) = a + b \cdot E + c \cdot E^2. \quad (6.32)$$

## 5.2. Калибровка по эффективности

При калибровке по эффективности определяется зависимость  $\varepsilon_{\text{ф}}(E)$  из соотношений (6.4а,б) или  $\varepsilon(E)$  из (6.5а,б). Очевидно, что  $\varepsilon_{\text{ф}}(E)$  характеризует спектрометр, тогда как  $\varepsilon(E)$  характеризует как спектрометр, так и геометрию измерений. Из практики применения спектрометров известно, что удобнее аппроксимировать не саму зависимость эффективности от энергии, а зависимость логарифма эффективности от логарифма энергии. Наилучшие результаты дает калибровка вида:

$$\ln \varepsilon(E) = \sum_{k=0}^M a_k (\ln E)^k, \quad (6.33)$$

где  $M = 6$  или  $8$ , однако в диапазоне  $100\text{--}1500$  кэВ достаточно хорошей аппроксимацией будет линейная, т.е.

$$\ln \varepsilon(E) = A + B \cdot \ln E. \quad (6.33а)$$

### ОПИСАНИЕ И СОСТАВ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ

1. Спектрометр ORTEC DigiBASE со сцинтилляционным детектором NaI(Tl)  $\varnothing 3'' \times 3''$  под управлением программы ORTEC Maestro.

2. Набор образцовых спектрометрических гамма-источников.

### ПОДГОТОВКА ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ К РАБОТЕ

1. Запустить программу Maestro, включить высокое напряжение  $750$  В.

2. Снять спектр гамма-излучения цезия-137, определить положение ППП и установить такой коэффициент усиления, чтобы энергетическая шкала спектрометра составляла  $2$  МэВ.

3. Произвести экспресс-калибровку по энергии средствами программы Maestro, используя источники цезия-137 и кобальта-60.

## РАБОЧЕЕ ЗАДАНИЕ

1. Измерить спектры калибровочных источников. При каждом измерении контролировать погрешности площади пиков полного поглощения. Прекращать измерения при достижении относительной погрешности 3%. Измеренные спектры записывать в рабочую директорию.

2. Загрузить измеренный спектр цезия-137. Записать в таблицу (номер канала, отсчет в канале) область ППП. Прямым расчетом по формулам (2.6, 2.16) определить центроиду и площадь пика и их погрешности. Оценить энергетическое разрешение для ППП цезия-137.

3. Последовательно обработать средствами программы Maestro все измеренные калибровочные спектры. Для каждого известного ППП калибровочных источников определить центроиду и площадь пика.

Результаты занести в таблицу (имя файла, нуклид, активность, время измерения, живое время измерения, энергия, квантовый выход, центроида пика, погрешность центроиды, площадь пика, погрешность площади пика, ширину на половине высоты).

Результаты для цезия-137 сравнить с п. 2.

4. По оценкам п. 3. построить график зависимости центроиды пика от энергии и сделать графическую оценку зависимости энергия/канал и ее погрешности. Перевести полученные величины в оценку зависимости канал/энергия.

5. Провести оценку зависимости канал/энергия по методу наименьших квадратов (линейная зависимость). Сравнить результаты п. 5 и п. 4 (Таблица 3). Сравнить значения полученной зависимости в точках, соответствующих центроидам пиков с соответствующими энергиями (Таблица 4).

6. Провести оценку зависимости эффективности регистрации в зависимости от энергии (соотношение (32)) по методу наименьших квадратов. Использовать все полученные данные, кроме цезия-137.

7. По полученной в п. 6 оценке оценить эффективность регистрации для ППП цезия-137 и активность этого источника.

8. Нарисовать график зависимости ширины ППП на полувысоте, дать предположение о характере приведенной зависимости в рассматриваемом диапазоне энергий.

## Контрольные вопросы

1. Перечислить основные параметры пика полного поглощения.
2. Что такое абсолютное и относительное разрешения гамма-спектрометра? Привести типовые численные значения этих параметров. Как они зависят от энергии регистрируемого излучения?
3. Вывести формулу для расчета погрешности центроиды пика полного поглощения (6.6).
4. Кратко перечислить ключевые моменты калибровок спектрометра по энергии и эффективности.

## Список рекомендуемой литературы

1. Худсон Д. Статистика для физиков. – М.: Мир, 1970.
2. Ушакова Н.П., Христофоров В.А. Полупроводниковые иscинтилляционные гамма-спектрометры. Лабораторный практикум. – М.: МИФИ, 1980.
3. ORTEC Maestro/32. Описание программы.

## Лабораторная работа 7

### Многодетекторные сцинтилляционные гамма-спектрометры для ядерно-физического мониторинга земной поверхности

---

*Цель работы: изучение основных моментов применения многодетекторных сцинтилляционных гамма-спектрометров и обработки спектрометрической информации, получаемой при использовании.*

#### ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

##### 1. Необходимость применения многодетекторных гамма-спектрометров

В ряде случаев проведение ядерно-физического мониторинга земной поверхности подразумевает выполнение поисково-съёмочных спектрометрических измерений, во время которых спектрометр устанавливается на борту подвижного носителя. Таким носителем может являться как наземный, так и воздушный транспорт. Принципиальным моментом в этом случае является то, что спектрометр может находиться на значительном удалении (50–1000 м) от источника излучений. Такие измерения называются *дистанционной гамма-спектрометрией*.

Плотность потока нерассеянных гамма-квантов от находящегося в рассеивающе-поглощающей среде с показателем  $\mu$  точечного источника на расстоянии  $r$  от него описывается следующей формулой:

$$\Phi(r) \sim \frac{e^{-\mu r}}{4\pi r^2}. \quad (7.1)$$

Так, если источник цезий-137 находится в воздухе ( $\mu \approx 0,01 \text{ м}^{-1}$ ), то для  $r = 100 \text{ м}$  значение (7.1) составит около  $3 \cdot 10^{-6}$ . Если учесть, что в реальных измерениях всегда присутствует фон естественного излучения, то для того чтобы зарегистрировать источник дистанционно, необходимо иметь детектор как можно большей чувствительности. Из элементарных соображений очевидно, что чувстви-

тельность детектора будет пропорциональна его площади, а также будет тем больше, чем больше плотность и толщина детектора (большая вероятность гамма-кванту потерять всю энергию с образованием фотоэлектрона) и эффективный атомный номер  $Z$  вещества сцинтиллятора (сечение фотоэффекта пропорционально  $Z^5$ ).

Таким образом, для более эффективной регистрации гамма-квантов при дистанционных измерениях необходимо иметь детектор с наибольшими, по возможности, эффективным атомным номером, плотностью и размерами.

Изготовление сцинтилляционного детектора больших размеров не представляет особой сложности, если материалом детектора является органический сцинтиллятор, например полистирол. Однако все органические сцинтилляторы отличаются невысоким  $Z$  и невысокой плотностью (см. табл. 5.1, лабораторная работа № 5). Кроме того, у органических сцинтилляторов по сравнению с неорганическими в 5–10 раз больше энергия, затрачиваемая на образование одного фотона, что означает проигрыш в энергетическом разрешении. В третьих, для детекторов больших размеров достаточно не просто реализовать эффективный светосбор, что означает еще больший проигрыш в энергетическом разрешении.

В противоположность органическим сцинтилляторам, неорганические, такие как NaI(Tl) и CsI(Tl), обладают достаточно высоким  $Z$  и плотностью. Однако, в силу технологических причин, детекторы больших размеров из этих материалов сделать не удастся. Кроме того, ФЭУ с большим размером фотокатода крайне дороги. Наибольшие применяющиеся образцы сцинтилляционных детекторов имеют диаметр 150 мм, 200 мм или 250 мм при высоте 100 мм.

Таким образом, наиболее разумным путем увеличения чувствительности спектрометра при сохранении энергетического разрешения является использование нескольких серийных детекторов NaI(Tl) или CsI(Tl).

## 2. Простейшая многодетекторная система и причины ухудшения энергетического разрешения при прямом суммировании спектров разных детекторов

Простейшая схема построения многодетекторной системы выглядит следующим образом (рис. 7.1).

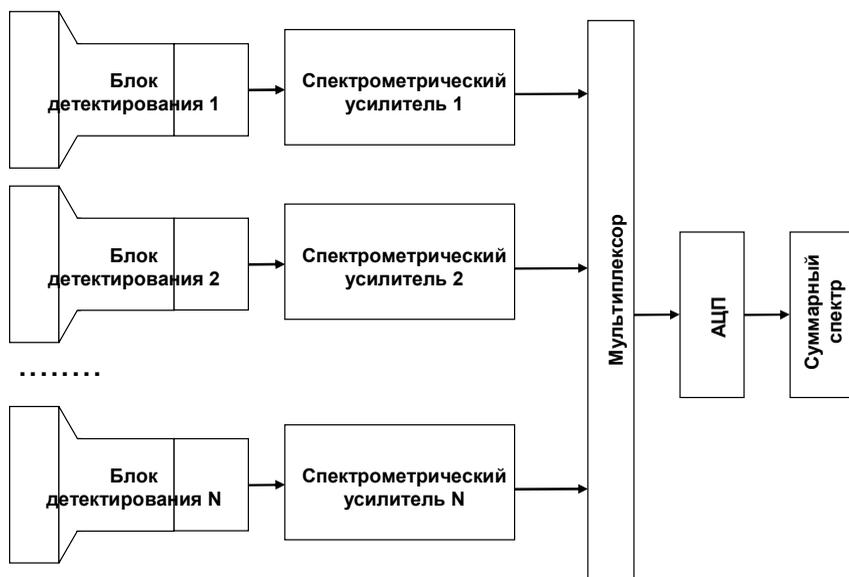


Рис. 7.1. Простейшая схема многодетекторной системы (неуправляемые усилители, аналоговый мультиплексор и один АЦП)

Как видно, данная схема реализуется простым объединением нескольких спектрометрических трактов через мультиплексор на единый АЦП. Она достаточно проста в реализации, однако имеет существенный недостаток. Дело в том, коэффициент преобразования любого спектрометрического тракта подвержен дрейфу, главным образом температурному. Поскольку, во-первых, невозможно изготовить спектрометрический тракт с тождественными характеристиками (из-за разброса в характеристиках комплектующих элементов), и, во-вторых, температура любого элемента изменяется стохастически, коэффициенты усиления отдельных трактов в произвольно выбранный момент измерений будут отличаться (даже если перед началом измерений подстройкой удалось добиться их равенства).

В лабораторной работе № 5 было показано, что положение пика полного поглощения в спектре определяется амплитудой сигнала на аноде ФЭУ и коэффициентом усиления усилительного тракта спектрометра. Если рассматривать амплитуды сигналов, соответствующих некоторому пику полного поглощения, то после усиления

сигнала в каждом из трактов эти амплитуды будут смещены друг относительно друга. Поскольку в данной схеме используется единственный АЦП, окажется, что результирующий пик полного поглощения будет получен из пиков, смещенных друг относительно друга (рис. 7.2)

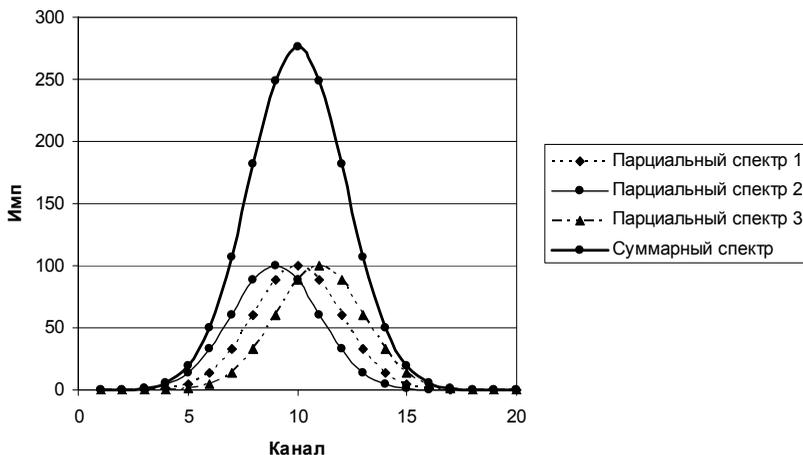


Рис. 7.2. Смещение пиков полного поглощения из-за разброса коэффициента усиления

Очевидно, что в результате суммарный пик будет иметь ширину тем большую, чем больше разброс в коэффициентах усиления отдельных спектрометрических трактов. То есть произойдет потеря энергетического разрешения спектрометра.

Данной схеме измерения присущ еще один недостаток. Поскольку любой АЦП обладает конечным временем преобразования, то он характеризуется некоторой *предельной нагрузкой* (средней частотой поступления импульсов) – обычно  $10^4$ – $10^5$  имп/с. Легко понять, что в случае, например, четырех детекторов, данная схема будет работоспособна до плотностей потока частиц примерно в четыре раза меньше, чем схема с одним детектором.

### 3. Многодетекторная система с управляемыми спектрометрическими усилителями

Анализ недостатков, присущих простейшей схеме многодетекторного спектрометра, приводит к необходимости введения в схему обратных связей, позволяющих следить за коэффициентами усиления отдельных спектрометрических трактов и корректировать их в процессе измерений. Схема построения подобной системы приведена на рис. 7.3.

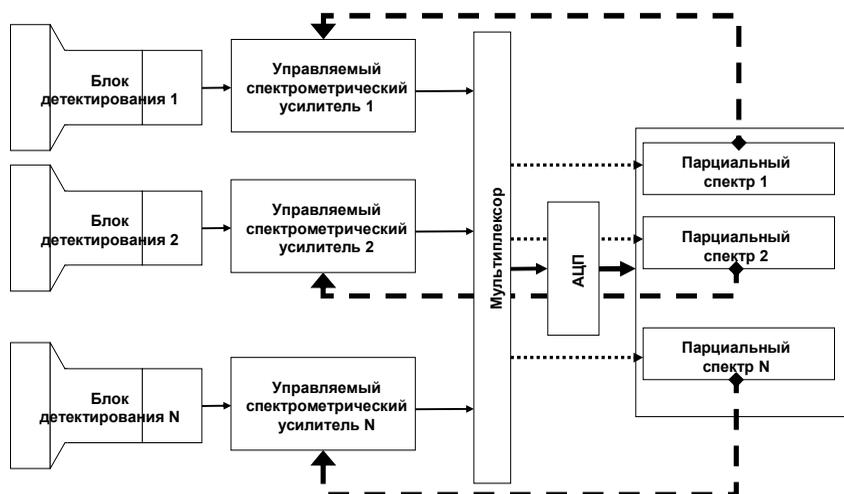


Рис. 7.3. Схема многодетекторной системы с управляемыми усилителями (управляемые усилители, аналоговый мультиплексор и один АЦП)

Как видно из приведенной схемы, она отличается от простейшей схемы не только использованием схем управления коэффициентами усиления отдельных спектрометрических трактов, но и получением отдельных (*парциальных*) спектров, соответствующих каждому из трактов. Получение парциальных спектров возможно, если, например, мультиплексор может выдать код, соответствующий номеру тракта, от которого получен очередной импульс. Этот код определяет область памяти (номер парциального спектра), а номер канала, в который будет добавлен отсчет, определяет АЦП.

При применении становится возможным для оценки коэффициента усиления в процессе измерений использовать сам спектр отдельного спектрометрического тракта. Действительно, поскольку нашей задачей является стабилизация положения пиков полного поглощения, то управлять коэффициентом усиления можно, получая данные для коррекции коэффициента усиления из оценки положения выбранного пика (или пиков), называемого *опорным пиком*. Очевидно, что если используется единственный опорный пик, то он должен находиться, по возможности, в области максимальных значений каналов, поскольку эта область спектра наиболее чувствительна к изменениям коэффициента усиления. Если известны текущий коэффициент усиления  $K_t$ , заданное положение опорного пика  $N_0$  и его текущее положение  $N_t$ , то скорректированный коэффициент усиления будет определяться простым соотношением:

$$K = K_t \cdot N_0 / N_t. \quad (7.2)$$

Существуют несколько технических методов, обуславливающих присутствие в спектре опорного пика. Во-первых, опорный пик может обуславливаться наличием в многодетекторном спектрометре специального источника гамма-излучения, экспонирующегося постоянно или периодически (в моменты стабилизации). Этот источник выбирают, по возможности, таким образом, чтобы энергия его гамма-излучения не совпадала с энергиями исследуемых источников. Во-вторых, пик полного поглощения может быть организован как следствие облучения фотоэлектронного умножителя специальным светодиодом (опять же постоянно или периодически). И наконец, в качестве опорного пика возможно использование одного из пиков естественных радионуклидов, присутствующих в окружающей среде практически повсеместно, например калия-40 с энергией гамма-излучения 1462 кэВ. Последнее решение позволяет отказаться от введения в схему спектрометра посторонних излучателей, применение которых приводит к возникновению в измеренных спектрах, не относящихся к исследуемому полю излучения отсчетов, увеличения погрешностей измерения. На практике метод с использованием опорного пика от естественного гамма-излучателя работает неэффективно в случаях, когда если спектрометр установлен на авианосителе, движущемся над обширной вод-

ной поверхностью вдали от берегов или на достаточно большой высоте.

#### 4. Многодетекторная система с полностью независимыми спектрометрическими трактами

Применение схемы с управляемыми усилителями практически решает проблему температурного дрейфа, однако поскольку в ней так же, как и в простейшей схеме многодетекторного спектрометра, используется единственный АЦП, предельная нагрузка для нее составляет  $1/n$  ( $n$  – количество детекторов) от предельной нагрузки однодетекторного спектрометра. Этот недостаток устранен в схеме с полностью независимыми спектрометрическими трактами (рис. 7.4).

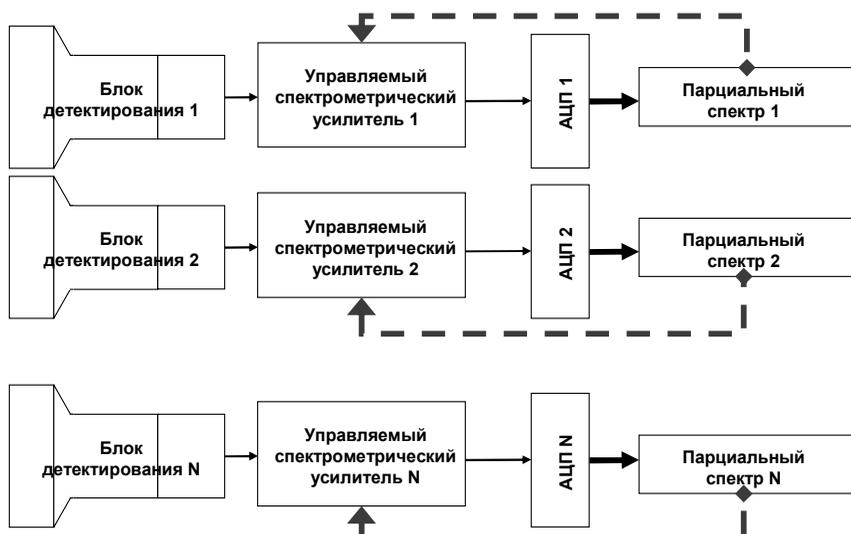


Рис. 7.4. Схема многодетекторной системы с полностью независимыми спектрометрическими трактами (управляемые усилители, отдельные АЦП, раздельное накопление парциальных спектров)

Как видно из приведенной схемы, она представляет совокупность нескольких однодетекторных спектрометров. Главными отличиями подобного многодетекторного спектрометра от просто

набора нескольких спектрометров является то, что индивидуальные спектрометры согласуются по измеряемому энергетическому диапазону и синхронизируются по управлению, т.е. синхронно начинают и останавливают измерения. Кроме того, в многодетекторном спектрометре индивидуальные тракты конструктивно размещаются в едином измерительном модуле для того, чтобы обеспечить сходную геометрию измерений для всех спектрометров.

Немаловажное значение для стратегии измерений и обработки имеет вопрос, какая информация записывается при проведении измерений. Предположим, что время измерения спектра составляет 1 с, в спектре 256 каналов и размер канала составляет 4 байта. Тогда один спектр от индивидуального спектрометра занимает 1024 байта = 1 Кб, и за час измерений полная спектрометрическая информация от модуля из 4 спектрометрических трактов составит  $4 \times 3600 \times 1 \text{ Кб} \approx 14 \text{ Мб}$ . Вплоть до 90-х годов прошлого века объемы оперативной памяти и памяти на внешних носителях были крайне ограничены и стоили достаточно дорого. Поэтому в тот период времени было целесообразно хранение парциальных спектров, только в ограниченном временном интервале (в количестве, необходимом для оперативных целей измерений). Для долговременного хранения и обработки после измерений накапливались только суммарные спектры. Теперь доступные по объемам и цене ресурсы памяти практически неограниченны по сравнению с объемом получаемой информации и, естественно, целесообразно записывать все парциальные спектры, вычисляя суммарный только для экспресс-обработки в процессе измерений.

## 5. Численная стабилизация энергетической шкалы

Рассмотренная стабилизация энергетической шкалы спектрометра при помощи управляемых усилителей требует, чтобы коэффициентом усиления можно было управлять с бесконечной точностью. Однако на практике для управления применяется электроника с ограниченной разрядной сеткой, что не позволяет реализовать любой произвольный коэффициент усиления. Это означает, что коррекция положения пика возможна только с определенной дискретностью, что не является идеальным вариантом.

Предпосылок для численной стабилизации энергетической шкалы спектрометра две: во-первых, возможность получения и хранения парциальных спектров и, во-вторых, достаточные мощности современных процессоров, доступных для реализации даже в составе индивидуального спектрометрического тракта.

Очевидно, что математически стабилизация энергетической шкалы представляет собой сжатие или растяжение оси абсцисс (номер канала или энергия) для спектра. Эта математическая операция являлась бы тривиальной, если бы не то обстоятельство, что спектр не является набором значений некоторой функции, измеренной в регулярных точках. Спектр представляет собой *гистограмму*, т.е. набор некоторых значений, связанных с *интервалами* (энергий или соответствующих номеров каналов). Учитывая это, для трансформации шкалы каналов применяется следующий метод, разработанный специалистами МИФИ. Пусть требуемое положение пика полного поглощения получается из имеющего место в результате преобразования  $n_{\text{треб}} = \alpha \cdot n_{\text{текущ}} + \beta$ .

Поскольку спектр  $C(n_i)$  соответствует плотности распределения энергии, можно построить для данного спектра распределение энергии  $D(n_i)$  по следующему рецепту:

$$D(x) = \begin{cases} \sum_{j=1}^i C(n_j), & x = N_i, \quad i = 1 \dots N \\ A(x, C(n_i), C(n_{i+1})), & n_i < x < n_{i+1}, \quad i = 1 \dots N - 1, \end{cases} \quad (7.2)$$

где  $N$  – количество каналов спектра,  $A(x, P_i, P_{i+1})$  – линейная или любая другая аппроксимация между точками  $P_i = (n_i, C(n_i))$  и  $P_{i+1} = (n_{i+1}, C(n_{i+1}))$ .

Если теперь определить новые границы каналов как  $x_i = \alpha \cdot n_i + \beta$ , то новыми значениями отсчетов будут являться

$$\hat{C}_i = \hat{C}(x_i) = D(x_{i+1}) - D(x_i) \quad (7.3)$$

Необходимо отметить, что, естественно, при растяжении спектра ( $\alpha > 1$ ) количество каналов уменьшится до (приблизительно)  $N/\alpha$ .

На рис. 7.5 приведены исходный спектр (кобальт-60) (а), функция распределения для этого спектра (б) и спектр, трансформированный с коэффициентами  $\alpha = 1,4$ ;  $\beta = 0$  (в).

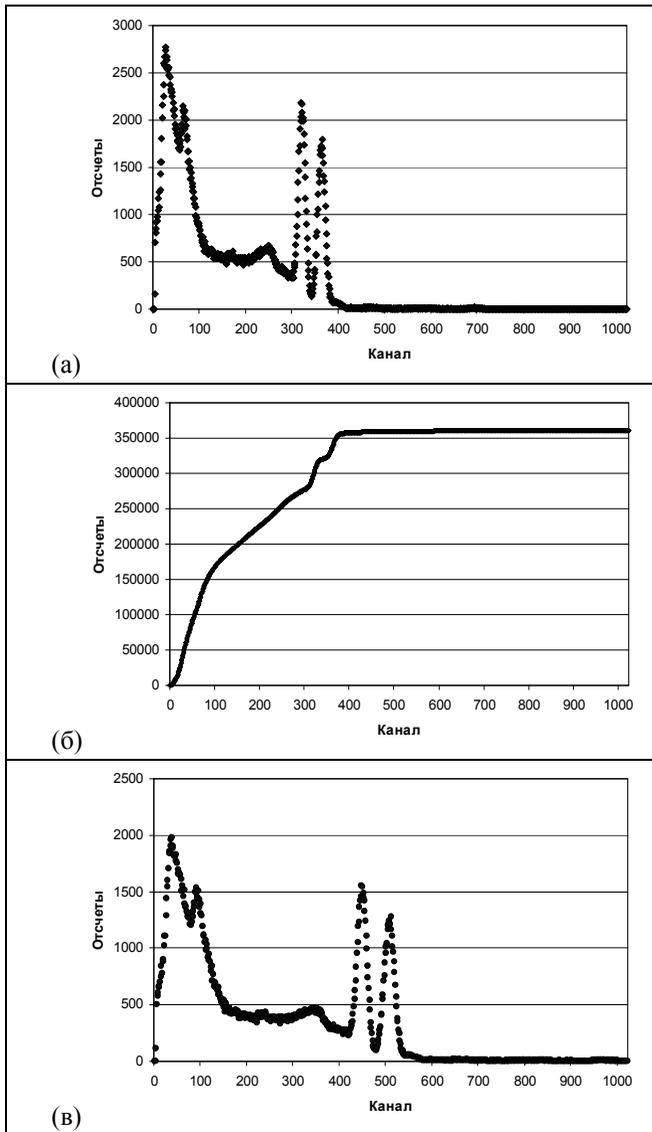


Рис. 7.5. Пример трансформации спектра

Таким образом, накапливая парциальные спектры, можно осуществлять аппаратную стабилизацию спектрометрического тракта достаточно приблизительно для поддержки примерно одинакового энергетического диапазона индивидуальных спектрометрических трактов и при этом получать суммарный спектр из парциальных, численно стабилизированных с необходимой точностью.

## 6. Аппаратурная стабилизация спектров в цифровом спектрометре

В современных цифровых спектрометрах, в силу наличия цифрового процессора сигналов, возможность стабилизации энергетической шкалы является одной из стандартных опций. Так спектрометр ORTEC DigiBase обладает возможностью стабилизации шкалы по одному или двум пикам спектра, задаваемым пользователем. При задании одного пика осуществляется коррекция только коэффициентов усиления ( $\alpha$ ), при задании двух пиков осуществляется также стабилизация положения нуля шкалы ( $\beta$ ). Для управления режимами стабилизации служит закладка «Стабилизатор» (Stabilizer) свойств спектрометра (Acquire  $\rightarrow$  MCB Properties).

## ОПИСАНИЕ И СОСТАВ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ

1. Многодетекторный спектрометр СНЕГ МИФИ с управлением от персонального компьютера.
2. Спектрометр ORTEC DigiBASE со сцинтилляционным детектором под управлением программы ORTEC Maestro.
3. Набор программ для обработки.
4. Источник европий-152.

## ПОДГОТОВКА ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ К РАБОТЕ

1. Запустить спектрометр СНЕГ.
2. Запустить программу Maestro ORTEC, включить высокое напряжение 750 В.
3. Поместить источник натрий-22 приблизительно в 5 см от детектора.

4. Снять спектр фонового гамма-излучения и убедиться, что ППП 1275 кэВ находится приблизительно в 800-м канале; при необходимости откорректировать коэффициент усиления.

5. Измерить спектр и убедиться, что площадь ППП 1275 кэВ составляет не менее 1000 отсчетов.

## РАБОЧЕЕ ЗАДАНИЕ

### 1. *Цифровой спектрометр ORTEC DigiBase*

1.1. Запустить циклическое измерение спектров гамма-излучения радионуклида натрий-22 с  $T_{\text{изм}} = 30\text{--}60$  с и измерить не менее 30 спектров с отключенным режимом стабилизации. Записывать полученные спектры в рабочую директорию.

1.2. Повторить измерения п. 1 с включенным режимом стабилизации наклона.

1.3. Повторить измерения п. 1 с включенным режимом стабилизации нуля.

1.4. Повторить измерения п. 1 с включенными режимами стабилизации наклона и нуля.

1.5. По результатам измерений п. 1 построить график положения ппп с энергией 1408 кэВ от времени (номера спектра). Путем сложения спектров получить суммарный спектр и оценить энергетическое разрешение для ппп 1275 кэВ.

1.6. Повторить действия п. 5 для результатов, полученных в пп. 2–4.

1.7. Объяснить полученные результаты.

### 2. *Многодетекторный спектрометр СНЕГ МИФИ*

2.1. Запустить циклическое измерение спектров радионуклида натрий-22 с  $T_{\text{изм}} = 30\text{--}60$  с и измерить 30–50 спектров с отключенным режимом стабилизации. Записать измеренные парциальные и суммарные спектры.

2.2. Повторить измерения п. 1.1 с включенным режимом стабилизации по пику 1275 кэВ.

2.3. Построить зависимость положения ппп 1275 кэВ от номера измерения для парциальных спектров всех спектрометрических каналов при включенном и отключенном режимах стабилизации.

2.4. Построить зависимость полуширины ППП 1408 кэВ от номера измерения для суммарных спектров при включенном и отключенном режимах стабилизации.

2.5. Объяснить полученные результаты.

### Контрольные вопросы

1. Кратко охарактеризовать причины использования многодетекторных сцинтилляционных спектрометров.

2. Перечислить и кратко охарактеризовать основные источники нестабильности коэффициента преобразования спектрометрического тракта.

3. В чем состоит процедура стабилизации коэффициента преобразования спектрометрического тракта?

4. Рассказать об аппаратных методах стабилизации коэффициента преобразования спектрометрического тракта.

5. Рассказать о программных методах стабилизации коэффициента преобразования спектрометрического тракта.

### Список рекомендуемой литературы

1. Ушакова Н.П., Христофоров В.А. Полупроводниковые и сцинтилляционные гамма-спектрометры. Лабораторный практикум. – М.: МИФИ, 1980.

2. ORTEC Maestro/32. Описание программы.

3. EG&E ORTEC. Product catalog. 1991/92.

4. Аэрогамма-спектрометр СНЕГ МИФИ. Техническое описание.

5. Аэрогамма-спектрометр СНЕГ МИФИ. Руководство пользователя.

## Лабораторная работа 8

### Использование сцинтилляционного гамма-спектрометра для поиска и идентификации источников гамма-излучения

---

*Цель работы: ознакомление с основными методами поиска и идентификации источников гамма-излучения при радиационном мониторинге земной поверхности.*

#### ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

##### 1. Основные типы задач, решаемых с использованием сцинтилляционного гамма-спектрометра при ЯФМЗП

Одной из разновидностей ядерно-физического мониторинга земной поверхности является проведение гамма-спектрометрических измерений, систематизированных в пространстве и/или времени. В первом случае гамма-спектрометр размещается на подвижном носителе и совершает облет некоторой территории с целью исследования распределения поля гамма-излучения на данной территории. Во втором случае гамма-спектрометр стационарен и исследуются временные изменения поля гамма-излучения в данной точке. Очевидно, что в первом случае в результате съемки могут быть получены данные о наличии и распределении на обследуемой территории естественных и радиоактивных нуклидов, а во втором – данные о возможном перемещении источников гамма-излучения в области расположения детектора.

В общем случае суть мониторинга состоит в циклически повторяющихся измерениях спектра гамма-излучения с последующим определением характеристик источника излучения в соответствии с принятой моделью. Параметрами мониторинга, связывающими измеряемые физические величины с объектами окружающей действительности, являются время начала измерения  $T_i$  и время измерения  $t_{\text{изм}}$ . В случае стационарного расположенного спектрометра параметр  $T_i$  непосредственно определяет окружающую обстановку, а параметр  $t_{\text{изм}}$  характеризует временное разрешение метода, т.е. скорость отслеживания изменений обстановки. В случае, если

спектрометр расположен на подвижном носителе, то параметры  $T_i$  и  $t_{изм}$  определяют пространственную область, в которой измерялся спектр, при этом параметр  $L = t_{изм} \cdot V$  (где  $V$  – скорость носителя) определяет пространственное разрешение метода. Почти во всех задачах, решаемых при проведении мониторинга, желательно иметь как можно более высокую скорость отслеживания изменения обстановки или меньшее пространственное разрешение, что означает уменьшение времени измерения. Однако, учитывая технические характеристики спектрометра и геометрию измерений, его следует оставлять достаточно большим для получения статистически обусловленных спектров.

Примерами задач, решаемых при мониторинге, являются:

- исследование распределения на территории естественных радионуклидов при геологических поисковых работах;
- исследование распределения на территории техногенных радионуклидов обусловленных как нормальной деятельностью предприятий, так и аварийными ситуациями;
- поиск локальных (точечных) источников гамма-излучения;
- текущий контроль радиационной обстановки на территории или в данной точке;
- контроль возможного перемещения радиоактивных источников физическими лицами или автотранспортом;
- контроль содержания радионуклидов в воздухе и, в частности, контроль трансграничного переноса техногенных радионуклидов.

Задачи оперативного поиска и идентификации источников гамма-излучения и контроля перемещения радиоактивных источников приобрели в настоящее время чрезвычайную актуальность в связи со следующими обстоятельствами.

Внедрение радиационных технологий и методов в промышленность, медицину и науку привело к широкому распространению радиоизотопных источников. Источники ионизирующих излучений в настоящее время эксплуатируются более чем в 10 тыс. учреждений и предприятий. Общее их количество, по данным Госатомнадзора России, превышает 700 тыс. единиц, а активность некоторых из них достигает тысяч Кюри. Такие источники могут быть причиной серьезных радиационных ситуаций, причиняющих значитель-

ный вред здоровью населения и окружающей среде. Социально-политические и экономические изменения в мире создали дополнительные предпосылки для возникновения ситуаций, связанных с попаданием радиоактивных веществ этих источников в окружающую среду в результате небрежного обращения с ними или преднамеренного вскрытия изотопных источников.

Во все более возрастающих масштабах осуществляются перевозки радиационно-опасных грузов по территории страны, в том числе в связи с реализацией программы частичного уничтожения ядерного оружия в соответствии с международными договоренностями. Существенное увеличение общего числа случаев нарушения правил безопасности на транспорте, отмечаемое в последнее время в стране из-за падения уровня трудовой и технологической дисциплины, требует повышения эффективности радиационного контроля на транспорте.

Фактически в радиационном мониторинге земной поверхности используются два класса методов: радиометрические, основанные на измерении скорости счета частиц детектором (к радиометрическим методам относится измерение мощности дозы излучения), и спектрометрические, основанные на измерении энергетического распределения регистрируемого излучения. В отличие от радиометрических, спектрометрические методы способны дать информацию о составе и количественных характеристиках источников излучения.

В свою очередь, в спектрометрических методах используются только два класса детекторов: сцинтилляционные и полупроводниковые. Поэтому при выборе спектрометра для решения определенной задачи мониторинга руководствуются сравнительными характеристиками сцинтилляционного и полупроводникового спектрометра. Если рассматривать некие «усредненные» спектрометры, применяемые для мониторинга, то сцинтилляционный спектрометр имеет значительный выигрыш в эффективности регистрации гамма-излучения, одновременно проигрывая полупроводниковому в энергетическом разрешении. Кроме того, «усредненный» сцинтилляционный спектрометр дешевле полупроводникового и проще в эксплуатации и техническом обслуживании (особенно, в полевых условиях).

Таким образом, характер задач, решаемых при помощи сцинтилляционного гамма-спектрометра и определяемых его характеристиками, следующий – это задачи дистанционных измерений с достаточно высокой скоростью отслеживания изменения обстановки или хорошим пространственным разрешением (высокая эффективность позволяет набрать статистически значимый спектр за меньшее время измерений), в условиях достаточно простой, с точки зрения количества линий гамма-излучения, радиационной обстановки (плохое энергетическое разрешение), а также полевые измерения с большими (недели) сроками автономности. Задачи поиска локальных источников гамма-излучения и контроля перемещения источников (как стационарного, так и мобильного) как раз и характеризуются перечисленными признаками.

Необходимо отметить ряд особенностей, присущих использованию спектрометров при работе их на борту летательных средств. Этот метод первоначально разрабатывался для использования в геологии, и гамма-спектрометр, предназначенный для выполнения измерений с борта летательных аппаратов, называется аэрогамма-спектрометром. Аэрогамма-спектрометр устанавливается на борту самолетов или вертолетов, приспособленных к полетам на высотах 25–200 м со скоростью 100–300 км/ч. Съёмка на обследуемой территории проводится, обычно, путем полета по параллельным отрезкам (галсам), находящимся на расстоянии 0,1–10 км друг от друга, в зависимости от решаемой задачи, вида обследуемой территории и наличия летных ресурсов. Построение схемы съёмки в виде параллельных галсов не является обязательным с точки зрения выполнения измерений, однако облегчает задачи экипажа летательного средства при планировании и выполнении съёмки. Вдоль маршрута фиксируются спектры гамма-излучения, информация о пространственном положении летательного аппарата, получаемая с помощью навигационных систем (таких как радиомаяки или системы GPS), а также данные измерений высоты полета. В современных сцинтилляционных аэрогамма-спектрометрах используются сцинтилляционные детекторы большого объема (до ~50 л). Применение современных методов экспресс-методов обработки дает возможность принимать те или иные оперативные решения непосредственно в процессе съёмки. На рис. 8.1 и 8.2 приведены соответственно внешний вид разработанного на кафедре



ных в лабораторной работе №3 методов обработки пиков полного поглощения. Однако на практике при мониторинге характерное расстояние до источника составляет  $\sim 10\text{-}10^2$  м, характерное время измерения  $t_{\text{изм}} = 1\text{-}30$  с, и при движении спектрометра или источника время, в течение которого источник регистрируется, составляет несколько секунд. Конечно, источник достаточной активности приведет к появлению в спектре хорошо различимых пиков полного поглощения. Однако специальные методы обработки спектрометрической информации, разработанные специально для целей мониторинга, позволяют обнаруживать и идентифицировать источники малых активностей, при которых пики полного поглощения в отдельных спектрах практически неразличимы.

## 2. Методы обработки сцинтилляционных спектров, основанные на измерении скорости счета

### 2.1. Метод интегральной скорости счета

Метод интегральной скорости счета является простейшим критерием обнаружения источника. Критерием обнаружения источника  $P_i$  в этом методе является интегральная скорость счета в спектре  $S_i$ .

$$P_i = \frac{\sum_{j=1}^N S_j^i}{t_{\text{ж}}}, \quad (8.1)$$

где  $S_j^i$  – отсчет в  $j$ -м канале спектра с номером  $i$ ,  $N$  – количество каналов в спектре,  $t_{\text{ж}}$  – живое время измерений.

Очевидно, что среднеквадратичное отклонение  $\sigma_{P_i}$  будет равно:

$$\sigma_{P_i} = \sqrt{P_i / t_{\text{ж}}} \quad (8.2)$$

Строго говоря, метод интегральной скорости счета не является спектрометрическим, поскольку при тотальном суммировании каналов информация об энергетическом распределении излучения теряется. Однако, в силу простоты, этот метод вполне работоспо-

собен, и интегральная скорость счета является достаточно хорошим индикатором обнаружения достаточно мощных источников.

Для решения задачи идентификации источника при применении метода интегральной скорости счета необходимо отобрать все спектры, для которых  $P_i > P_{\text{ср}}$  ( $P_{\text{ср}}$  – средняя скорость счета по всем измерениям), и поканально просуммировать отобранные спектры. В полученном суммарном спектре, соответствующем общему времени, в течение которого регистрировался источник, с большой степенью вероятности будут обнаружены пики полного поглощения, с использованием которых можно произвести идентификацию источника и оценить его активность.

## 2.2. Метод энергетических окон

Метод энергетических окон является развитием метода интегральной скорости счета. При использовании этого метода рассчитывается скорость счета в определенных диапазонах номеров каналов, соответствующих заданным энергетическим диапазонам («окнам»).

$$P_i^k = \frac{\sum_{j=N_1^k}^{N_F^k} S_j^i}{t_{\text{ж}}}; \quad k = 1 \dots k_D, \quad (8.3)$$

где  $S_j^i$  – отсчет в  $j$ -м канале спектра с номером  $i$ ;  $N_1^k$ ,  $N_F^k$  – начальный и конечный номера каналов, соответствующих  $k$ -му энергетическому окну,  $t_{\text{ж}}$  – живое время измерений,  $k_D$  – количество энергетических окон. Так же как и в методе интегральной скорости счет среднеквадратичное отклонение определяется как

$$\sigma_{P_i^k} = \sqrt{P_i^k / t_{\text{ж}}} \quad (8.4)$$

Метод энергетических окон применяется, главным образом, при геологических поисково-съёмочных работах. При этом выбираются три энергетических окна, соответствующих гамма-излучению естественных радионуклидов калия-40 (энергия гамма-излучения 1460 кэВ, границы окна калия: 1370–1570 кэВ), урана (точнее, до-

черного продукта уранового ряда висмута-214: 1760 кэВ, 1660–1860 кэВ) и тория (дочерний продукт ториевого ряда талий-208: 2614 кэВ, 2410–2810 кэВ). Иногда при этом отслеживается также космическая составляющая естественного фона – окно от 3000 кэВ до верхней границы энергетической шкалы спектрометра. Сравнение значений скоростей счета в указанных четырех окнах позволяет делать определенные заключения о геологическом строении и возможных запасах полезных ископаемых на обследуемой территории. Очевидно, что редукция многоканального спектра к четырем энергетическим окнам эквивалентно применению четырехканального спектрометра с каналами, имеющими указанные границы. Такие приборы выпускались промышленным образом в 50–60-х гг. прошлого века.

Конечно, при поиске источников нецелесообразно применять классические геологические окна, гораздо лучших результатов можно добиться, если известно, какой источник ищется. Тогда в качестве окон можно выбрать, во-первых, окно, соответствующее пику (или пикам) полного поглощения наиболее мощной линии (линий) излучения источника  $[E_0 - 2 \cdot \Delta E, E_0 + 2 \cdot \Delta E]$ , и, во-вторых, окно младших энергий  $[0, E_0 + 2 \cdot \Delta E]$ . Здесь  $E_0$  – энергия наиболее мощной линии гамма-излучения источника,  $\Delta E$  – энергетическое разрешение спектрометра для энергии  $E_0$ . Так, при поиске источника, содержащего цезий-137 (662 кэВ), окно пика цезия-137 составляет  $[540 \text{ кэВ}, 780 \text{ кэВ}]$  и окно младших энергий  $[0 \text{ кэВ}, 780 \text{ кэВ}]$ .

Физический смысл окна, соответствующего пику полного поглощения и окна младших энергий следующий: предположим, что источник обладает единственной линией гамма-излучения  $E_0$ , тогда гамма-кванты с энергией  $E_0$  могут либо полностью поглотиться в детекторе, либо рассеяться и оставить в детекторе часть энергии. Таким образом, окно пика полного поглощения соответствует регистрации гамма-квантов с полным поглощением энергии, а окно младших энергий соответствует регистрации всех гамма-квантов – и поглощенных, и рассеянных в детекторе. Естественно, что и в том, и в другом окне будут присутствовать отсчеты, соответствующие регистрации фонового гамма-излучения.

Задача идентификации источника при поиске методом окон решается способом, подобным используемому в методе интегральной

скорости счета: отбираются все спектры, для которых критерий метода дал положительный результат, поканально складываются и в полученном суммарном спектре производится обработка имеющихся пиков полного поглощения.

### 2.3. Метод критерия обнаружения

Метод критерия обнаружения NSI был разработан специалистами кафедры № 39 МИФИ. Предпосылкой к разработке метода послужило следующее соображение: поскольку при регистрации гамма-квант дает вклад в область спектра соответствующую энергиям от 0 до приблизительно  $E_0 + 2 \cdot \Delta E$  ( $E_0$  – энергия наиболее мощной линии гамма-излучения источника,  $\Delta E$  – энергетическое разрешение спектрометра для энергии  $E_0$ ), то при регистрации источника увеличиваются отсчеты в этой области спектра, а отсчеты в области с энергиями  $E > E_0 + 2 \cdot \Delta E$  остаются постоянными с точностью до статистических разбросов измерений. Отношение скоростей счета в этих областях более чувствительно к наличию источника, чем абсолютные значения делимого и делителя.

Таким образом, при применении метода критерия обнаружения вычисляется критерий

$$NSI_i = \frac{SI_i - \overline{SI}}{\sqrt{D(SI)}} \quad i = 1 \dots k_0, \quad (8.5)$$

где  $i$  – номер измерения,  $k_0$  – общее количество измерений и

$$\overline{SI} = \frac{1}{k_0} \sum_{i=1}^{k_0} SI_i, \quad D(SI) = \frac{1}{k_0 - 1} \sum_{i=1}^{k_0} (SI_i - \overline{SI})^2, \quad SI_i = \frac{\sum_{j=1}^{N_0} S_j^i}{\sum_{j=N_0}^N S_j^i}, \quad (8.6)$$

$S_j^i$  – отсчет в  $j$ -м канале спектра с номером  $i$ ,  $N$  – количество каналов в спектре, а точка деления  $N_0$  выбирается из некоторого диапазона  $[N_1, N_2]$  таким образом, чтобы

$$\max_i NSI_i(N_0) = \max_i (\max_n NSI_i(n)), \quad n \in [N_1, N_2]. \quad (8.7)$$

Для идентификации источника используется следующий метод: для каждого измерения вычисляется нормализованный спектр  $Sn_i$

таким образом, что  $Sn_j^i = \frac{S_j^i}{\sum_{j=1}^N S_j^i}$ , и предполагается, что этот нор-

мализованный спектр есть линейная комбинация регулярного  $R$  (не связанного с источником) и сингулярного  $X$  (обусловленного источником) спектров, т.е.

$$Sn_j^i = R_j + NSI_i \cdot X_j, \quad i=1 \dots k_0, \quad j=1 \dots N. \quad (8.8)$$

Если построить минимизирующий функционал задачи

$$\Phi(R, X) = \sum_{i=1}^{k_0} \sum_{j=1}^N \frac{(Sn_j^i - R_j - NSI_i \cdot X_j)^2}{D(NSI_i)}, \quad (8.9)$$

ее решение можно найти из условий

$$\frac{\partial \Phi}{\partial R_j} = 0, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial X_j} = 0, \quad j=1 \dots N. \quad (8.10)$$

На рис. 8.3–8.7 приведены результаты применения различных критериев поиска источника по результатам натурной съемки.

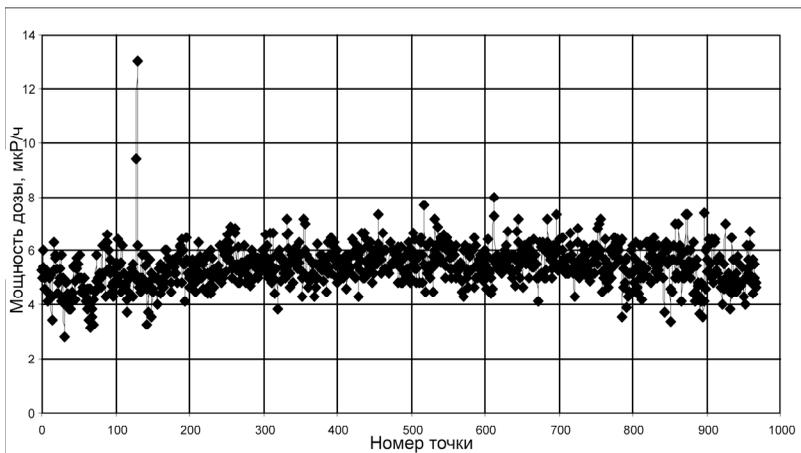


Рис. 8.3. Профиль мощности дозы вдоль траектории полета (эксперимент)

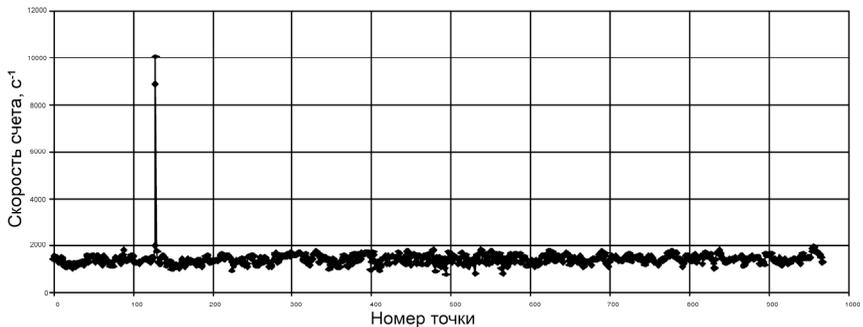


Рис. 8.4. Профиль интегральной скорости счета вдоль траектории полета (эксперимент)

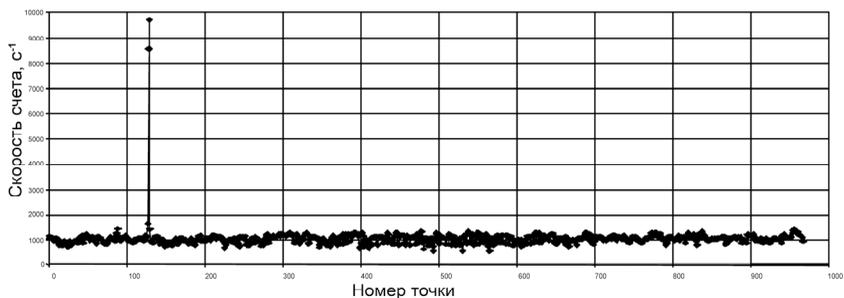


Рис. 8.5. Профиль скорости счета в области малых энергий вдоль траектории полета (эксперимент)

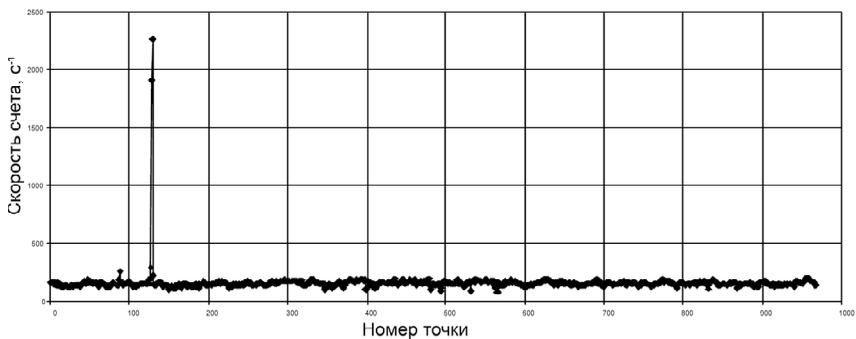


Рис. 8.6. Профиль скорости счета в «цезиевом окне» вдоль траектории полета (эксперимент)

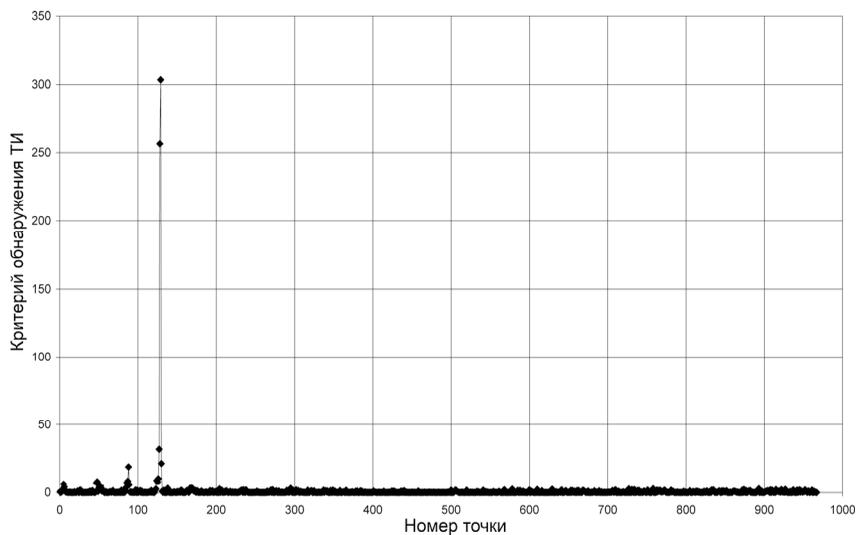


Рис. 8.7. Профиль критерия обнаружения  $NSI$  вдоль траектории полета (эксперимент)

В табл. 8.1 представлены вычисленные на основании экспериментальных данных значения относительных минимальных активностей локальных источников, обнаруживаемых различными методами.

Таблица 8.1

Оценки возможностей обнаружения источника различными методами

Метод обнаружения источника	$Q$ мин отн.
1. Мощность дозы	1.0
2. Суммарная скорость счета	0.2
3. Скорость счета малых энергий	0.15
4. Скорость счета в «цезиевом» окне	0.083
5. Критерий обнаружения NSI МИФИ	0.03

### 3. Методы обработки сцинтилляционных спектров, основанные на анализе формы спектра

Рассмотренные ранее методы связаны с расчетом критериев, связанных с изменением скоростей счета в некоторых областях спектра. Очевидно, однако, что при регистрации источника изменяется *форма* спектра, т.е. скорость счета в *каждом* из его каналов, соответствующих диапазону от 0 до максимальной энергии гамма-излучения. Ниже рассматриваются методы, позволяющие учесть эти изменения.

#### 3.1. Метод сравнения с фоновым спектром по критерию «хи-квадрат»

Метод сравнения с фоновым спектром по критерию «хи-квадрат» предполагает, что имеется хорошо статистически обусловленный фоновый спектр  $B$ , измеренный в условиях, тождественных условиям съемки. Идея метода заключается в том, чтобы сравнить форму полученного спектра на соответствие ее форме фонового спектра. В случае отклонения формы измеренного спектра от формы фонового можно сделать вывод о присутствии не относящихся к фону гамма-излучателей, т.е. об обнаружении источника.

Применение метода начинается с построения для каждого измерения функционала:

$$\Phi_i = \Phi(p_i) = \sum_{j=1}^N \frac{(B^j - p_i \cdot S_i^j)^2}{S_i^j}, \quad (8.11)$$

где  $S_i^j$  – отсчет в  $j$ -м канале спектра с номером  $i$ ,  $B^j$  – отсчет в  $j$ -м канале фонового спектра,  $N$  – количество каналов в спектре,  $p_i$  – коэффициент пропорциональности измеренного спектра фоновому,  $i = 1 \dots k_0$ ,  $k_0$  – количество измерений.

Далее из условий  $\frac{\partial \Phi_i}{\partial p_i} = 0$  методом наименьших квадратов определяются оценки параметров  $\hat{p}_i$  и строится критерий

$$R_i = \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^N (B^j - \hat{p}_i \cdot S_i^j)^2}{N-1}}. \quad (8.12)$$

Величины  $R_i$  распределены в соответствии с распределением «хи-квадрат», и отклонение значения от единицы с определенной вероятностью будет свидетельствовать о факте регистрации источника.

### 3.2. Матричный метод

Суть матричного метода заключается в предположении, что нам известны все возможные источники, которые могут быть обнаружены при проведении поисково-съёмочных работ, и кроме того измерены статистически обусловленные спектры  $Y_m$ ,  $m = 1 \dots M$  каждого из этих источников. В этих предположениях делается попытка представить каждый измеренный спектр как линейную суперпозицию всех известных источников:

$$S_i^j = \sum_{m=1}^M p_m \cdot Y_m^j, \quad (8.13)$$

где  $i$  – номер измерения,  $i = 1 \dots k_0$ .

Минимизирующий функционал задачи выглядит как

$$\Phi_i(\vec{p}) = \sum_{j=1}^N W_j \cdot (S_i^j - \sum_{m=1}^M p_m \cdot Y_m^j)^2; \quad W_j = \frac{1}{S_i^j}. \quad (8.14)$$

Из условий минимума функционала  $\frac{\partial \Phi_i}{\partial p_m} = 0$ ,  $m = 1 \dots M$  получается система линейных уравнений

$$A \cdot \vec{p} = \vec{b}$$

$$a_{lj} = \sum_{k=1}^N Y_l^k \cdot Y_j^k \cdot W_k; \quad b_l = \sum_{k=1}^N S^k \cdot Y_l^k \cdot W_k. \quad (8.15)$$

Решая систему (8.15), получаем

$$\bar{p} = A^{-1} \cdot \bar{b}; \quad \sigma_{p_i} = \sqrt{(a^{-1})_{ii}} \cdot \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^N (S^j - \sum_{m=1}^M \hat{p}_m \cdot Y_m^j)^2}{N - M}}, \quad (8.16)$$

где  $(a^{-1})_{ii}$  – диагональный элемент матрицы  $A^{-1}$ .

Критерием обнаружения  $i$ -го радиоактивного нуклида будет служить соотношение

$$p_i > F \cdot \sigma_{p_i}, \quad (8.17)$$

где  $F$  – заданный порог обнаружения.

## ОПИСАНИЕ И СОСТАВ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ

1. Спектрометр ORTEC DigiBASE со сцинтилляционным детектором под управлением программы ORTEC Maestro.
2. Радионуклидные источники цезий-137, натрий-22, торий-232, радий-226.
3. Персональный компьютер.

## ПОДГОТОВКА ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ К РАБОТЕ

1. Запустить программу Maestro, включить высокое напряжение 750 В.
2. Измерить спектры гамма-излучения радионуклидов цезий-137 и натрий-22.
3. Провести экспрессную энергетическую калибровку спектрометра.
4. Измерить спектр радионуклида торий-232 и убедиться, что ППП 2614 кэВ находится приблизительно в 800-м канале; при необходимости откорректировать коэффициент усиления.

## РАБОЧЕЕ ЗАДАНИЕ

1. Запустить циклическое измерение спектров с  $T_{\text{изм}} = 5$  с.
2. Измерить фоновый спектр в помещении. Суммарное количество отсчетов в спектре должно быть не менее 10000 импульсов.

3. Разместить источник торий-232 на таком расстоянии от детектора, чтобы интегральная скорость счета в измеряемом спектре в 3–4 раза превышала фоновую скорость счета. Отметить место расположения источника.

4. Повторить действия п. 3. с источником радий-226. Источник торий-232 должен быть убран.

5. Поместить источники торий-232 и радий-226 в определенные в пп. 3, 4 места.

6. В течение 30 мин измерять спектр, при этом несколько раз (5–10) подносить на расстояние 10–100 см источник цезий-137 и держать его в этом положении 5–10 с. Моменты времени, когда источник находится около детектора, и расстояния от детектора фиксировать.

7. Скопировать измеренные спектры в рабочую директорию.

8. Построить суммарный спектр для измерения в пп. 6. Прокомментировать вид полученного спектра.

9. Для всех спектров с  $T_{\text{изм}} = 5$  с построить зависимости интегральной скорости счета, скорости счета в трех естественных и «цезиевом» энергетических окнах, скорости в области энергии менее 700 кэВ и критерия обнаружения. Вычислить погрешности. Объяснить полученные результаты.

10. Сравнить «зоны обнаружения» на профилях величин п. 9 с моментами и расстояниями нахождения источника около детектора.

Объяснить полученные результаты.

11. Подготовить письменный отчет по выполненной работе.

### Контрольные вопросы

1. Что такое дистанционная гамма-спектрометрия?

2. В чем состоят принципиальные отличия дистанционной гамма-спектрометрии от измерения образцов в лабораторных условиях, когда образец помещается на расстоянии 5–20 см от детектора или непосредственно на детектор?

3. В чем, на Ваш взгляд, состоят проблемы обнаружения источников гамма-излучения?

4. Перечислить и кратко охарактеризовать методы обнаружения источников, основанные на измерении скорости счета.

5. Нужна ли априорная информация для применения метода энергетических окон? Если нужна, то какая?

### Список рекомендуемой литературы

1. Ушакова Н.П., Христофоров В.А. Полупроводниковые и сцинтилляционные гамма-спектрометры. Лабораторный практикум. – М.: МИФИ, 1980.

2. ORTEC Maestro/32. Описание программы.

3. EG&E ORTEC. Product catalog. 1991/92.

4. Аэрогамма-спектрометр СНЕГ МИФИ. Техническое описание.

5. Аэрогамма-спектрометр СНЕГ МИФИ. Руководство пользователя.

6. Разработка аэрогамма-спектрометрических технологий поиска и идентификации техногенных радиоактивных источников / В.В. Дровников и др. – В сб. «Спектрометрический анализ, аппаратура и обработка данных на ПЭВМ». – Обнинск, ГЦИПК, 2008.

Ю.А. Задорожный

МЕТОДЫ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА  
ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Лабораторный практикум

*Учебное пособие*

Редактор *Е.Е. Шумакова*

Оригинал-макет изготовлен *С.В. Тялиной*

---

Подписано в печать 30.12.2008 Формат 60×84 1/16  
Уч.-изд.л. 9,0. Печ.л. 9,0. Тираж 120 экз. Изд. № 3/35 Заказ №

---

Московский инженерно-физический институт (государственный университет),  
115409, Москва, Каширское ш., 31.

Типография «ТРОВАНТ», г. Троицк Московской области