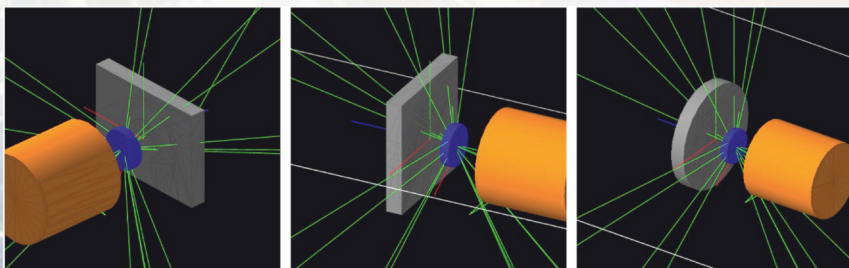




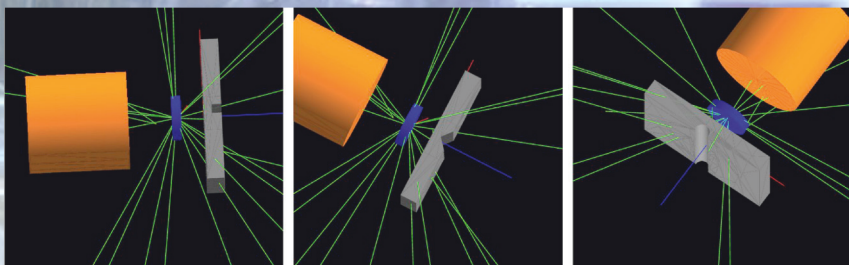
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

А.К. Будыка

СПЕКТРОМЕТРИЯ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ



Гамма-спектрометрия



МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

А.К. Будыка

СПЕКТРОМЕТРИЯ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Гамма-спектрометрия

Учебное пособие

Допущено ФУМО по УГСН 14.00.00

*«Ядерная энергетика и технологии» в качестве учебного пособия
для студентов высших учебных заведений, обучающихся по направлениям
подготовки «Ядерная энергетика и теплофизика», «Ядерная физика
и технологии», специальности «Атомные станции: проектирование,
эксплуатация и инжиниринг»*

Москва 2021

УДК 539.1.07(075.8)
ББК 22.38
Б 90

Будыка А.К. **Спектрометрия ионизирующих излучений. Гамма-спектрометрия.** Учебное пособие для вузов. – М.: НИЯУ МИФИ, 2021. – 224 с.

Изложены основы методов спектрометрии гамма-излучения, наиболее широко используемых в ядерных технологиях. В книге приведены основные понятия, описано взаимодействие фотонного излучения с веществом, рассмотрены элементы современных полупроводниковых и сцинтилляционных спектрометров (детекторы, электронный спектрометрический тракт), методы обработки спектров, особенности спектрометрических измерений высоко- и низкоактивных проб.

Для студентов и аспирантов вузов, обучающихся по направлениям подготовки «Ядерная энергетика и теплофизика», «Ядерная физика и технологии», специальности «Атомные станции: проектирование, эксплуатация и инжиниринг». Может быть полезным для широкого круга читателей, включая специалистов, работающих в близких областях современной гамма-спектрометрии.

Рецензент д-р физ.-мат. наук, профессор С.Е. Улин

ISBN 978-5-7262-2720-7

© Национальный исследовательский
ядерный университет «МИФИ», 2021
© А.К. Будыка, 2021

Содержание

Предисловие	6
Введение	8
Глава 1. Предмет спектрометрии ионизирующих излучений	12
1.1. Спектр.....	12
1.2. Ядерные технологии и задачи спектрометрии.....	12
1.3. Классификация спектрометров излучений.....	16
Литература к главе 1.....	18
Контрольные вопросы к главе 1	18
Глава 2. Основные понятия спектрометрии	19
2.1. Виды спектров	19
2.2. Эффективность и светосила	22
2.3. Полуширина и энергетическое разрешение.....	22
2.4. Функция отклика и аппаратурная форма линии.....	25
Литература к главе 2.....	30
Контрольные вопросы и задачи к главе 2	31
Глава 3. Взаимодействие гамма-излучения с веществом и аппаратурная форма линии гамма-излучения	32
3.1. Источники фотонного излучения. Ослабление в веществе	32
3.2. Аппаратурная форма линии гамма-излучения.....	35
3.3. Эталонные источники гамма-излучения	53
Литература к главе 3.....	57
Контрольные вопросы к главе 3	58
Глава 4. Детекторы гамма-излучения	59
4.1. Требования к детектору для гамма-спектрометрии	59
4.2. Ионизационные камеры	60
4.3. Полупроводниковые детекторы.....	63
4.4. Сцинтилляционные детекторы	71

4.4.1. Характеристики сцинтилляторов.....	73
4.4.2. Фотоэлектронные множители	79
4.5. Выбор детектора	82
4.6. Источник напряжения и типы импульсов	95
Литература к главе 4.....	98
Контрольные вопросы к главе 4	99
Глава 5. Электронный спектрометрический тракт.....	101
5.1. Условие полного интегрирования	101
5.2. Усиление сигналов с детектора	106
5.3. Соединительный кабель	107
5.4. Предусилитель	111
5.5. Спектрометрический усилитель.....	119
5.6. Многоканальный анализатор	136
5.7. Стабилизаторы спектра.....	141
5.8. Память многоканального анализатора.....	142
5.9. Цифровая обработка сигналов	143
Литература к главе 5.....	152
Контрольные вопросы к главе 5	154
Глава 6. Снижение вклада мешающих факторов.	
Многокристалльные гамма-спектрометры	155
6.1. Спектрометры антисовпадений	157
6.2. Комптоновские спектрометры	159
6.3. Парные спектрометры	163
Литература к главе 6.....	165
Контрольные вопросы к главе 6	166
Глава 7. Процедуры обработки спектров.....	167
7.1. Метод наименьших квадратов (МНК)	168
7.1.1. Линейный МНК.....	168
7.1.2. Нелинейный МНК.....	171
7.2. Интерполяция и сглаживание данных.....	172
7.3. Стадии обработки гамма-спектров	176
7.4. Определение местоположения пика в спектре.....	177

7.4.1. Статистические методы	178
7.4.2. Методы с использованием численного дифференцирования	180
7.4.3. Корреляционный метод поиска пиков	182
7.5. Определение центроиды пика	183
7.6. Определение энергетического разрешения спектрометра	188
7.7. Определение площади пика полного поглощения	193
7.8. Разрешение мультиплетов.....	196
Литература к главе 7.....	203
Контрольные вопросы к главе 7	204
Глава 8. Измерение гамма-излучения большой и малой интенсивности	205
8.1. Большие интенсивности	205
8.2. Измерение малой активности	212
Литература к главе 8.....	223
Контрольные вопросы к главе 8	223

Предисловие

Спектрометрия ионизирующих излучений – раздел экспериментальной ядерной физики, в котором изучаются методы исследования энергетических спектров ядерных излучений. Данная учебная дисциплина преподается на старших курсах физических специальностей вузов, и для ее усвоения требуется не только базовая подготовка в рамках классических разделов высшей математики, общей и теоретической физики, но и знание основ физики атомного ядра и принципов работы детекторов ионизирующих излучений. Курс ядерной электроники существенно облегчает понимание того, как выделить информацию, содержащуюся в сигнале от детектора, и представить ее в удобном для дальнейшей обработки виде. Обработка спектров излучений базируется на теории вероятностей и математической статистике, методах решения некорректных задач, линейном и нелинейном регрессионном анализе и т.д.

В основе настоящего учебного пособия положены лекционные курсы «Спектрометрия ионизирующих излучений», подготовленные и читаемые автором с 2013 г. студентам бакалавриата, специалитета и магистратуры Института ядерной физики и технологий Национального исследовательского ядерного университета «МИФИ» по направлениям подготовки «Ядерная физика и технологии», «Ядерная энергетика и теплофизика» и специальности «Атомные станции: проектирование, эксплуатация и инжиниринг». В результате изучения дисциплины на лекциях и практических занятиях (лабораторных работах) слушатели должны (1) освоить терминологию, принятую в спектрометрии, и свободно ею владеть; (2) знать устройство, принципы работы и основные характеристики современных спектрометров ядерных излучений, основные этапы проведения спектрометрических измерений и их особенности, математические основы современных методов обработки аппаратных спектров; (3) уметь интерпретировать результаты анализа спектрометрических измерений.

В настоящем учебном пособии, состоящей из введения и 8 глав, изложены основы спектрометрии гамма-излучения.

Во Введении перечислены области использования спектрометрических методов в науке и технологиях.

В первой главе дано определение спектра, рассмотрены этапы жизненного цикла объектов использования атомной энергии и нуклиды, характерные для каждого этапа, которые необходимо контролировать методами спектрометрии.

Во второй главе приведены основные понятия спектрометрии, необходимые для изучения курса.

В третьей главе кратко рассмотрены основные механизмы взаимодействия гамма-излучения с веществом и описаны характерные особенности аппаратурной формы спектра при измерении моноэнергетического гамма-излучения наиболее распространенными спектрометрами.

Четвертая глава посвящена сопоставлению свойств полупроводниковых и сцинтилляционных детекторов гамма-излучения как основных элементов гамма-спектрометра.

В пятой главе рассмотрены составляющие электронного спектрометрического тракта, на вход которого поступает электрический сигнал от детектора, а на выходе формируется энергетический спектр гамма-излучения.

В шестой главе описаны многокристальные гамма-спектрометры, снижающие вклад факторов, мешающих при обработке спектрометрической информации.

В седьмой главе описаны используемые в настоящее время методы обработки гамма-спектров.

В восьмой главе рассмотрены особенности гамма-спектрометрии при измерениях высокоактивных источников излучения и источников, активность которых сопоставима с фоном.

В конце каждой главы приведен список литературы, используемой при ее подготовке, а также контрольные вопросы.

Предполагается, что будет подготовлена вторая часть курса, посвященная современным методам спектрометрии заряженных частиц и нейтронов в энергетических диапазонах, характерных для ядерных технологий.

Применяемые в спектрометрии ионизирующих излучений методы не претерпели принципиальных изменений за последние несколько десятилетий, однако совершенствование технологий производства детекторов излучений и обработки сигналов, а также разработка новых эффективных алгоритмов обработки спектрометрической информации делают необходимым периодическое обновление учебного курса с привлечением информации из последних научных публикаций. Автор старался не пропускать подобную информацию, но и не может утверждать, что в тексте учтены абсолютно все значимые достижения последних нескольких лет. Поэтому автор будет признателен за все замечания по тексту и предложения по улучшению курса.

Введение

Спектроскопические методы исследования известны со второй половины XVII века. Каждый химический элемент и химическое вещество характеризуется уникальным набором спектральных линий в инфракрасной, видимой или ультрафиолетовой областях спектра. Наблюдаемые спектральные линии определяются энергетическими уровнями молекулярных электронов. Как правило, возбуждение молекул инициируется внешним источником энергии, и по наблюдаемым спектрам испускания или поглощения можно идентифицировать исследуемое вещество.

В ядерной физике идентификация радиоактивных элементов также проводится по характеристикам ядерных излучений (типу излучения, его энергии и периоду полураспада), определяемых свойством ядра и, следовательно, не зависящих от химической формы исследуемого элемента.

Спектрометрические методы, основанные на измерении и интерпретации энергетических спектров ионизирующих излучений, широко применяются в различных отраслях народного хозяйства. Очевидно, наиболее широко они востребованы в ядерной физике и технологиях, связанных с получением и использованием атомной энергии¹.

Ядерный топливный цикл (ЯТЦ) включает разведку урановых месторождений, добычу урана, его гидрометаллургическую обработку, производство ядерного топлива (в том числе разделение изотопов), эксплуатацию и вывод из эксплуатации объектов использования атомной энергии (ОИАЭ), обращение с отработавшим ядерным топливом (ОЯТ) и с радиоактивными отходами (РАО). На каждом этапе ЯТЦ методы спектрометрии ионизирующих излучений применяют для контроля технологических процессов и, что не менее важно, при дозиметрическом контроле, в радиоэкологии, для обеспечения ядерной и радиационной безопасности и при решении задач радиационной гигиены.

¹ Атомная энергия – устоявшийся термин, под которым понимается энергия, образованная при распаде атомных ядер. Реже используют тождественный термин «ядерная энергия», по сути более точный.

Однако, использование спектрометрических методов не ограничивается только лишь ядерными технологиями. Они применяются также в фундаментальных исследованиях в области физики высоких энергий, при изучении и уточнении схем распада ядер искусственных радиоактивных изотопов.

Радионуклиды природного происхождения служат удобными трассерами геофизических процессов в природных средах (атмосфера, почва, океан), а наблюдение за миграцией соединений искусственных радионуклидов, введенных в организм, облегчает диагностику множества заболеваний. Контроль поступления радионуклидов в человеческий организм и динамика их выведения осуществляется с помощью так называемых спектрометров излучений человека.

Спектрометрические методы сопровождают методы ядерной медицины, используемые при диагностике и терапии ряда заболеваний.

Одним из самых чувствительных методов исследования является инструментальный нейтронно-активационный анализ, применение которого позволяет судить о составе и содержании неактивных химических элементов в пробе после ее облучения нейтронами и регистрации гамма-излучения образовавшихся радионуклидов.

Спектрометрические комплексы используются для аэрогаммасъемки при поиске полезных ископаемых, при переработке вторичного сырья, на таможне, в криминалистике, при контроле нераспространения радиоактивных материалов и т.д.

В каждой области существуют свои особенности применения спектрометрических методов. В настоящем пособии излагаются методы спектрометрии, используемые на всех стадиях ЯТЦ. В состав соответствующих спектрометров входят полупроводниковые, ионизационные и сцинтилляционные детекторы ионизирующих излучений, рассчитанные для работы в энергетических диапазонах, характерных для нуклидов ЯТЦ.

Методы спектрометрии излучений, не рассмотренные в настоящем пособии (например, магнитные, кристалл-дифракционные, и др.), методы детектирования излучений и ряд других практически значимых вопросов подробно изложены в учебных пособиях и монографиях, большинство которых стали библиографическими ред-

костями, но не утратили актуальности по многим разделам. Ниже приведен список некоторых таких изданий.

В.1. Волков Н.Г., Христофоров В.А., Ушакова Н.П. Методы ядерной спектрометрии. М.: Энергоатомиздат, 1990. – 256 с.

В.2. Константинов И.Е., Баранов В.Ф. Методы спектрометрии ионизирующих излучений. М.: МИФИ, 1972. – 196 с.

В.3. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.: Энергоатомиздат, 1985. – 488 с.

В.4. Григорьев В.А., Колубин А.А., Логинов В.А. Электронные методы ядерно-физического эксперимента. М.: Энергоатомиздат, 1988. – 336 с.

В.5. Крамер-Агеев Е.А., Лавренчик В.Н., Самосадный В.Т., Протасов В.П. Экспериментальные методы нейтронных исследований. М.: Энергоатомиздат, 1990. – 272 с.

В.6. Крянев А.В., Лукин Г.В. Метрический анализ и обработка данных. М.: Физматлит, 2010. – 280 с.

В.7. Панов Е.А. Практическая гамма-спектрометрия на атомных станциях. М.: Энергоатомиздат, 1990. – 200 с.

В.8. Болоздыня А.И., Ободовский И.М. Детекторы ионизирующих частиц и излучений. Принципы и применения. Долгопрудный: Интеллект, 2012. – 208 с.

В.9. Бушуев А.В., Петрова Е.В., Кожин А.Ф. Практическая гамма-спектрометрия. М.: МИФИ, 2006. – 124 с.

В.10. Задорожный Ю.А. Методы ядерно-физического мониторинга земной поверхности. Лабораторный практикум. М.: МИФИ, 2008. – 144 с.

В.11. Бушуев А.В., Кожин А.Ф., Петрова Е.В., Алеева Т.Б., Зубарев В.Н. Методы и приборы измерений ядерных материалов. Лабораторный практикум. М.: НИЯУ МИФИ, 2011. – 156 с.

В.12. Райлли Д. (ред). Пассивный неразрушающий контроль ядерных материалов. Пер. с англ. ВНИИА. Часть 1 (гл. 1-14). М.: ВНИИА, 2000. – 437 с.

В.13. Райлли Д. (ред). Пассивный неразрушающий контроль ядерных материалов. Дополнение 2007 г. Пер. с англ. ВНИИА. М.: Бином, 2013. – 435 с.

В.14. Gilmore G.R. Practical Gamma-ray Spectrometry. Second Edition. Wiley, 2008. – 387 pp.

B.15. Leo W.R. Techniques for nuclear and particle physics experiments. A How-to Approach. Second Revised Edition. Springer-Verlag, 1994. – 378 pp.

B.16. L'Annunziata M.F. Handbook of radioactivity analysis. Third edition. Elsevier, 2012. – 1379 pp.

B.17. Knoll G.F. Radiation detection and measurements. Third edition. Wiley, 2000. – 802 pp.

Глава 1. Предмет спектрометрии ионизирующих излучений

1.1. Спектр

Воспользуемся определением, приведенным в [1.1]. Спектром $\Phi(x^{(1)}, x^{(2)}, \dots, x^{(n)})$ называется распределение числа частиц или событий (распадов, сигналов) по измеряемым величинам $x^{(i)}$ (параметрам), приведенным к стандартным условиям. Под *стандартными* понимаются условия пространственной и временной нормировки, используемой при описании результатов измерений.

В качестве параметров частиц или событий можно рассматривать исследуемые физические (энергия частицы, ее скорость или масса) или пространственно-временные (направление вылета частицы) характеристики.

Параметрами также могут быть наблюдаемые и измеряемые характеристики (амплитуда импульса, угол отклонения в магнитном поле, момент регистрации частиц). В этом случае говорят об аппаратном спектре.

В рамках настоящего курса под спектром будем понимать функцию $\Phi(E)$, описывающую распределение частиц (фотонов) по энергиям (энергетический спектр): $\Phi(E)dE$ – число частиц с энергией E , попадающих в энергетический интервал $(E, E+dE)$.

Спектрометрия ионизирующих излучений (СИИ) – это раздел экспериментальной ядерной физики, изучающий совокупность методов исследования энергетических спектров ионизирующих излучений. Ионизирующее излучение возникает при радиоактивном распаде, в ядерных реакциях, при превращении элементарных частиц, торможении заряженных частиц и при перестроении электронов на атомных оболочках (характеристическое рентгеновское излучение)

1.2. Ядерные технологии и задачи спектрометрии

Задачи спектрометрии, сопровождающие ядерные технологии, наиболее часто связаны с измерением энергетических спектров заряженных частиц (α -, β -частиц), незаряженных частиц (нейтронов)

и электромагнитного (фотонного) излучения. Энергетические диапазоны таких излучений составляют несколько кэВ – несколько МэВ для фотонного излучения; 4...9 МэВ для альфа-излучения; несколько кэВ – несколько МэВ для бета-излучения, тысячные доли эВ – 10...20 МэВ для нейтронов.

Перечислим основные радионуклиды, характеристики которых контролируют на различных стадиях ЯТЦ.

На начальном этапе ЯТЦ, к которому относят геологоразведку месторождений урана, добычу урановой руды, химико-металлургические производства, а также фабрикацию ядерного топлива (производство гексафторида урана, разделение изотопов, обогащение изотопами ^{235}U природного урана, содержащего в основном изотопы ^{238}U , производство тепловыделяющих элементов (ТВЭЛ) и тепловыделяющих сборок), контролируются характеристики изотопов урана и продуктов их распада (Ra, Rn, Po, Bi, Pb). Особенности контроля связаны с относительно невысокими активностями радиоактивных изотопов перечисленных элементов и с одновременным присутствием материнских и множества дочерних элементов. Практически все контролируемые нуклиды – альфа- или бета-активные, причем альфа-распад сопровождается гамма-излучением (со значимым выходом) в энергетическом диапазоне до 0,5 МэВ. Энергия гамма-излучения, сопровождающего бета-распад, часто превышает 1 МэВ (например, изотоп ^{210}Tl , образующийся из ^{214}Bi в цепочке ^{222}Rn , испускает гамма-кванты с энергией $E = 2,43$ МэВ). Заметим, что за редким исключением радон (инертный газ) контролируют по его дочерним продуктам, находящимся в равновесии с материнскими изотопами. Свободные атомы дочерних продуктов перемещаются вследствие диффузии, присоединяются к субмикронным аэрозольным частицам-носителям и поэтому могут быть легко уловлены высокоэффективным аэрозольным фильтром. Однако такой фильтр не может уловить всегда имеющуюся в воздухе неприсоединенную активность, доля которой зависит от множества факторов, включая концентрацию неактивных субмикронных аэрозолей – ядер конденсации, являющихся носителями активности.

Радиоактивное излучение природных изотопов урана, тория, актиния и их дочерних продуктов в основном определяет естественную радиоактивность приземного слоя атмосферы (наряду с ними в воздухе присутствуют также космогенные нуклиды, например, ^7Be ,

изотопы S, P и др.). Радон и его продукты распада, накапливаясь в непроветриваемых подвальных помещениях, могут быть значимым источником внешнего и внутреннего облучения.

В процессе **генерации электроэнергии на АЭС**, а также в **исследовательских и промышленных ядерных реакторах** образуются и накапливаются радиоактивные вещества. В конструкции активной зоны (АЗ) и АЭС заложены несколько защитных барьеров удержания радионуклидов. Для наиболее распространенного водо-водяного энергетического реактора такими барьерами являются: (1) топливная матрица; (2) оболочка твэла; (3) первый контур теплоносителя; (4) защитные конструкции АЭС.

При цепной реакции деления тяжелых ядер (изотопов урана и плутония) в АЗ образуются продукты деления (ПД). Оболочка твэла изготовлена из циркониевого сплава. При нормальной эксплуатации твэл постоянно находится в экстремальных условиях повышенной температуры и высокого нейтронного потока. По целому ряду причин, например, из-за образования микротрещин твэлов, ПД попадают в теплоноситель.

Конструкционные элементы АЗ подвержены коррозии, скорость которой вследствие упомянутых выше экстремальных условий эксплуатации повышается. Продукты коррозии (ПК) в виде примесей также попадают в теплоноситель, который, пройдя зону нейтронного облучения, становится радиоактивным вследствие ядерных реакций под действием нейтронов: (n, γ) , (n, p) и (n, α) .

Источниками активности теплоносителя могут быть: собственная активность из-за активации нейтронами ядер вещества теплоносителя (воды, жидкого металла); радиоактивные примеси теплоносителя и нуклиды, образованные из них под действием нейтронов; радиоактивные и активированные продукты коррозии, поступающие в теплоноситель с поверхности оборудования технологического контура, омываемого теплоносителем; продукты деления, поступившие в теплоноситель из твэлов, а также с поверхности оболочек твэлов, загрязненных топливными нуклидами.

Собственная активность водяного теплоносителя определяется радиоактивными изотопами азота ($^{16,17}\text{N}$) и тритием (^3H). В натриевом теплоносителе образуется ^{24}Na ; в газообразном – ^{14}C , ^3H . Например, энергетический спектр гамма-излучения ^{16}N ($T_{1/2} = 7,11\text{ с}$) образующегося при активации ^{16}O , содержит линии 6,13 и

7,1 МэВ. Это один из самых высокоэнергетических гамма-излучателей, источником которых является ядерный реактор. Тритий ^3H и углерод ^{14}C – это чистые бета-излучатели, причем граничная энергия бета-спектра трития составляет всего 18 кэВ, что весьма усложняет его идентификацию и измерение.

Радионуклидный состав ПД в реакторе зависит от состава топлива, длительности облучения твэлов, от энергетического спектра и плотности потока нейтронов. К наиболее значимым нуклидам относятся осколки деления и продукты их распада и ядерных превращений – изотопы йода и благородных газов (ксенона, криптона), изотопы цезия, рутения, стронция, циркония и др.

К значимым ПК, определяемым составом конструкционных материалов реактора, относятся изотопы металлов, входящих в состав используемых сталей: $^{54,56}\text{Mn}$, ^{51}Cr , $^{58,60}\text{Co}$, ^{65}Zn , ^{59}Fe и др.

При наличии дефектов оболочки твэла в теплоноситель могут попасть трансурановые элементы – изотопы нептуния Np, плутония Pu и минорных актинидов (кюрия Cm и америция Am).

Заводы по переработке и регенерации ядерного топлива принадлежат к группе производств высокой активности.

При переработке ОЯТ из него извлекают делящиеся радионуклиды (прежде всего, нечетные изотопы урана и ^{239}Pu) и очищают их от примесей, поглощающих нейтроны. Выделяют нептуний и некоторые другие трансурановые элементы, а также радиоактивные изотопы, используемые для промышленных, научных и медицинских целей. Под переработкой ядерного топлива понимается переработка отработавших твэлов энергетических, исследовательских или транспортных реакторов и бланкетов реакторов-бридеров.

Выделенные из ОЯТ делящиеся изотопы могут быть опять возвращены в ядерный топливный цикл для их использования в производстве РЕМИКС- или МОКС-топлива.

МОХ топливо (Mixed-OXide Pu-U Fuel) содержит диоксиды плутония и обедненного или природного U. Изотопный состав Pu соответствует изотопному составу Pu, содержащегося в ОЯТ, выгружаемом из легководных энергетических ядерных реакторов. Для МОХ топлива возможен вариант использования Pu из ОЯТ промышленных реакторов. Для получения МОХ топлива 6–10 % Pu из ОЯТ смешивают с 90–94 % U. Так как массовое содержание ^{235}U

в МОХ-топливе не превосходит 1 %, в нем основная энергия выделяется при делении ядер Pu.

REMIX топливо (REMIX – REgenerated MIXture of U-, Pu-oxides) содержит смесь обогащенного U с U и Pu, которые выделяются при переработке ОЯТ. В смесь из ОЯТ добавляют обогащенный U (20–40 %) до смеси состава примерно 4 % ^{235}U , 1–2 % Pu и ~95 % остальных изотопов U, в основном ^{238}U . Эта технология подразумевает повторное использование не только Pu, содержащегося в ОЯТ, но и остаточного количества ^{235}U . В REMIX топливе энергия выделяется в основном за счет деления ядер U, а поведение этого топлива в активной зоне близко к поведению уранового топлива.

Перед тем, как начать переработку, ОЯТ выдерживают довольно продолжительное (в течение нескольких лет) время для того, чтобы короткоживущие нуклиды распались. Поэтому, помимо топливных нуклидов и трансурановых элементов, на подобных производствах необходимо контролировать средне- и долгоживущие нуклиды-продукты деления. Основной вклад в активность ОЯТ после извлечения урана и трансурановых элементов обусловлен изотопом цезия – ^{137}Cs .

Этот же нуклид (наряду со стронцием ^{90}Sr) вначале определяет активность радиоактивных отходов (РАО), оставшихся после переработки ОЯТ и подлежащих длительному хранению и последующему захоронению. В дальнейшем, после распада цезия и стронция, активность обусловлена прежде всего минорными актиноидами.

1.3. Классификация спектрометров излучений

Спектрометром называется устройство для измерения энергетических спектров. Поглощенная в детекторе энергия частиц или квантов преобразуется в непосредственно измеряемую физическую величину, пропорциональную поглощенной энергии, значения которой представляются в приемлемом виде для дальнейшей интерпретации.

В табл. 1.1 приведена классификация спектрометров ядерных излучений по эффекту или результату взаимодействия исследуемого излучения с материалами детектора или с внешним полем [1.1].

Таблица 1.1

Классификация спектрометров ионизирующих излучений

Измеряемая величина	Эффект или результат взаимодействия	Тип спектрометра или метода
Амплитуда электрического сигнала	Образование носителей заряда (электрон-ионных или электрон-дырочных пар)	Ионизационные, полупроводниковые
Амплитуда светового сигнала	Образование фотонов	Сцинтилляционные
Угол дифракции	Дифракция излучения на кристалле	Кристалл-дифракционные
Угол черенковского излучения	Образование черенковского излучения	Черенковские
Размеры и пространственное изображение трека	Образование треков	Трековые (газовые с диффузионными, искровыми или стриммерными камерами; жидкостные с пузырьковыми камерами; твердотельные с ядерными фотоэмульсиями или диэлектрическими материалами)
Угол отклонения в магнитном поле	Отклонение в магнитном поле	Магнитные
Время пролета базового расстояния	Любое взаимодействие в двух точках траектории	Времяпролетные
Активность радионуклида	Ядерная реакция	Активационные

В ядерных технологиях наиболее широко используются ионизационные и сцинтилляционные спектрометры (см. две верхние строки в табл. 1.1), которым уделяется основное внимание в пособии. Другие типы спектрометров, среди которых – черенковские, кри-

сталл-дифракционные, магнитные, трековые, – используются в основном в фундаментальных исследованиях и в настоящем пособии не рассматриваются. В нейтронных исследованиях применяются времяпролетные, активационные и другие спектрометры, в основе работы которых также лежит регистрация заряженных частиц и гамма-квантов, образованных в результате упругого или неупругого взаимодействия нейтрона с веществом.

Литература к главе 1

1.1. Волков Н.Г., Христофоров В.А., Ушакова Н.П. Методы ядерной спектрометрии. М.: Энергоатомиздат, 1990. – 256 с.

Контрольные вопросы к главе 1

1. Что такое энергетический спектр излучения?
2. Перечислите источники возникновения ионизирующих излучений.
3. Распределите указанные ниже радионуклиды по следующим группам:

(а) Нуклиды, характерные для начальной стадии ядерного топливного цикла; (б) Нуклиды коррозионного происхождения конструктивных элементов реакторной установки; (в) Нуклиды в ОЯТ после 3 лет выдержки.

^3H , ^{16}N , ^{41}Ar , ^{51}Cr , ^{56}Mn , ^{59}Fe , ^{60}Co , ^{65}Zn , ^{90}Sr , ^{99}Mo , ^{137}Cs , ^{140}Ba , ^{203}Hg , ^{210}Po , ^{212}Pb , ^{214}Bi , ^{222}Rn , ^{226}Ra , ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu , ^{241}Am , ^{244}Cm

4. Укажите энергетические диапазоны, характерные для ядерных технологий: а) гамма-излучения; б) альфа-излучения; с) бета-излучения; д) нейтронов.

2.1. Виды спектров

Энергетические спектры ионизирующих излучений подразделяются на несколько видов.

1. *Линейчатые (дискретные) спектры.* Теоретически это близкие к дельта-функции спектральные линии, естественная ширина которых лежит в диапазоне $10^{-6} \dots 10^{-8}$ эВ, а энергия определяется энергией перехода, т.е. разностью между уровнями ядра за вычетом энергии отдачи ядра.

Примеры линейчатых спектров – спектры характеристического рентгеновского излучения, гамма- и альфа-излучения. В случае, если спектр состоит из единственной линии с энергией E_0 , он называется *моноэнергетическим* и представим в следующем виде:

$$\Phi(E_0) = \int_0^{\infty} \Phi(E) \delta(E - E_0) dE. \quad (2.1)$$

Измеренный линейчатый спектр приведен на рис. 2.1.

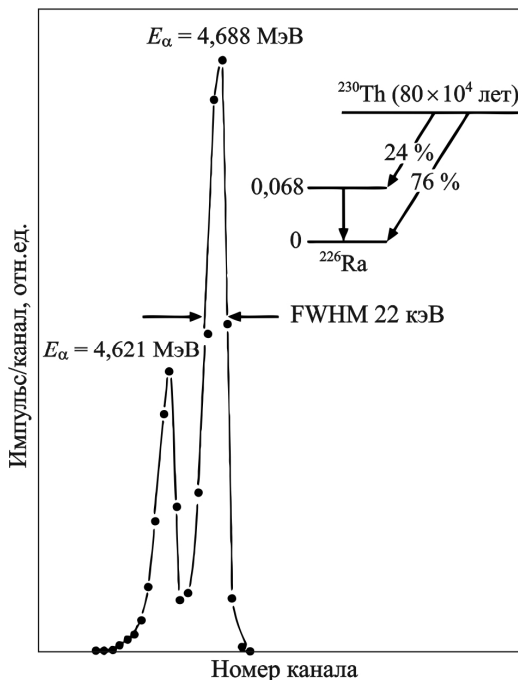


Рис. 2.1. Спектр альфа-излучения образцового источника ^{230}Th , измеренный с помощью кремниевого ионно-имплантированного детектора заряженных частиц [2.2]. FWHM – полуширина пика

Спектр, изображенный на рис. 2.1, представляет собой распределение количества импульсов, образующихся в детекторе и затем усиленных и сформированных для удобства анализа, по их амплитудам, значение которых пропорционально энергии альфа-частиц. Как следует из представленных данных, значение FWHM (ширина пиков, соответствующих идентифицированному нуклиду, на половине их высоты) на много порядков величины превышают естественную ширину линий. Причина такого уширения обсуждается в разделе 2.3.

Типичный спектр гамма-излучения, измеренный полупроводниковым спектрометром, показан на рис. 2.2.

2. *Непрерывные спектры.* Спектр непрерывен, если в каждом энергетическом диапазоне ($E, E + dE$) имеется ненулевое количество частиц или фотонов. Примерами служат спектр бета-излучения (рис. 2.3), а также спектры тормозного излучения, комптоновского рассеяния, нейтронов.

3. *Смешанный спектр* – это суперпозиция линейчатого и непрерывного спектров. В качестве примера приведено энергетическое распределение бета-частиц, испускаемых ^{113}Sn , при распаде которого образуются также моноэнергетические конверсионные электроны (рис. 2.4). Аппаратурная форма линии гамма-спектрометра также служит примером смешанного спектра, состоящего из непрерывного комптоновского распределения и пиков полного поглощения, одиночного и двойного вылета и т.д. (см. раздел 3.2 главы 3).

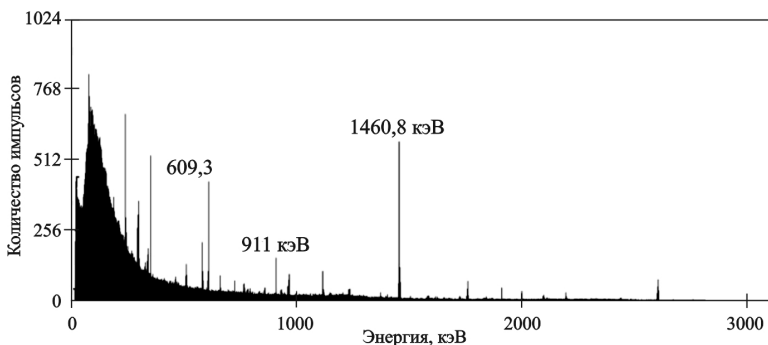


Рис. 2.2. Спектр гамма-излучения естественных нуклидов, измеренный с помощью HPGe детектора. Отмечены линии ^{214}Bi (609,3 кэВ), ^{228}Ac (911 кэВ) и ^{40}K (1460,8 кэВ)

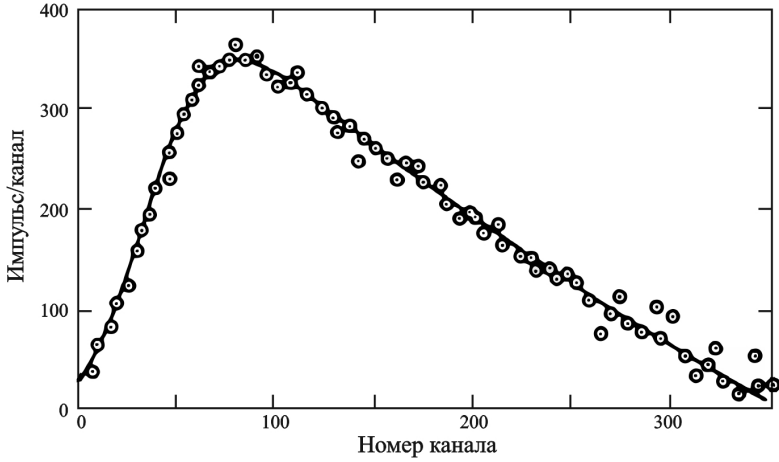


Рис. 2.3. Непрерывный спектр (спектр бета-излучения ^{204}Tl) [2.3]

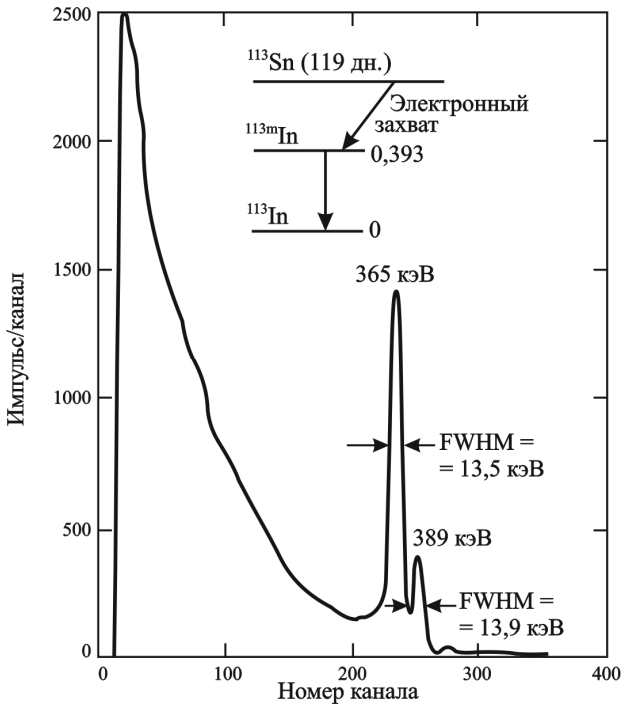


Рис. 2.4. Смешанный спектр. Бета-спектр ^{113}Sn с конверсионными электронами [2.3]

2.2. Эффективность и светосила

Эффективность (*efficiency*) спектрометра в основном определяется эффективностью детектора, используемого в спектрометре, и геометрией измерений. В общем виде эффективность можно определить, как отношение числа зарегистрированных частиц или квантов к числу частиц или квантов, попавших в детектор. Такое определение характеризует счетчик частиц, так как энергия частиц не принимается во внимание. В спектрометрии, в том числе и в гамма-спектрометрии, в зависимости от конкретных задач принято использовать различные определения эффективности, к которым относятся абсолютная, относительная, внутренняя эффективности, отношение пик-комpton и т.д. (см. раздел 4.1.4).

Эффективность различных детекторов лежит в диапазоне от тысячных долей до 1 и является функцией ряда параметров (тип детектора, материалы, из которых он изготовлен, размеры детектора, энергия регистрируемых частиц или квантов и т.д.).

Светосила (*aperture*) спектрометра – отношение числа зарегистрированных частиц или квантов к числу частиц, испущенных источником излучений. Светосила равна эффективности, умноженной на величину $\Omega/4\pi$, где Ω – телесный угол, в пределах которого относительно источника расположен детектор излучений.

2.3. Полуширина и энергетическое разрешение

Абсолютная полуширина линии (*Full Width at Half Maximum, FWHM*) – это ширина приборного пика на половине его высоты.

На рис. 2.5 показана величина FWHM для пика, описываемого распределением Гаусса. В ряде случаев необходимо сопоставлять расчетные и измеренные ширины пиков не только на половине высоты, но и на 1/10, и даже на 1/50 высоты. Эти величины также приведены на рис. 2.5.

Если из измеренного спектра вычтен комптоновский континуум, образованный энергиями гамма-квантов, находящихся справа от пика полного поглощения (ППП), *full energy peak (FEP)* интересующего нас спектра, а также вычтен естественный фон и отсутствующие близко лежащие спектральные линии, которые перекрываются с

рассматриваемым пиком, то ППП аппроксимируется распределением Гаусса (гауссианом, нормальным распределением):

$$\Phi(E, E_0, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma} e^{-\frac{(E-E_0)^2}{2\sigma^2}}, \quad (2.2)$$

где E_0 – значение аргумента, соответствующее максимуму плотности распределения, σ – стандартное отклонение. Так как нормальное распределение симметрично относительно вертикальной оси, проходящей через E_0 , эта точка (E_0) является также и медианой распределения (центроидой).

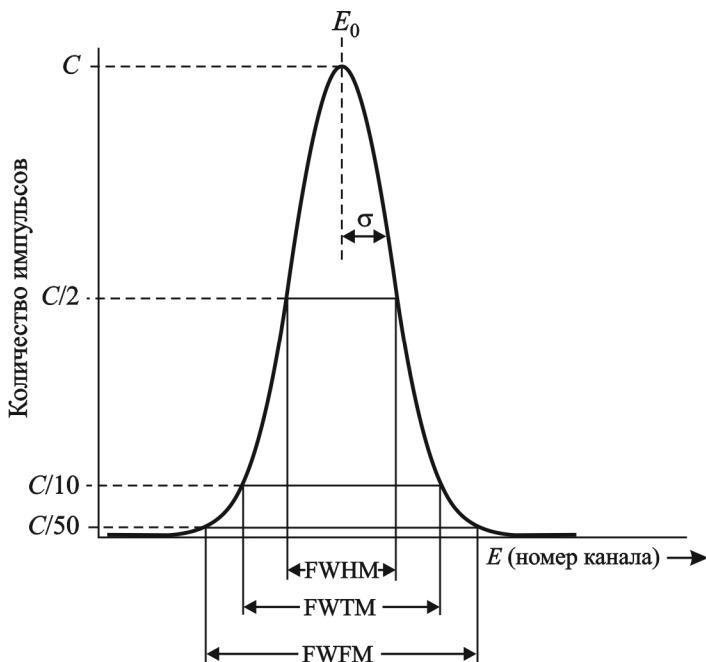


Рис. 2.5. Абсолютная полуширина FWHM, FWTM (full width at tenth maximum) и FWFМ (full width at fifth maximum) – ширина пика на 1/10 и 1/50 от его высоты, соответственно [2.5]

Распределением Гаусса также аппроксимируются пики характеристического рентгеновского излучения, пики альфа-излучения и конверсионных электронов (только при исключении энергетиче-

ских потерь частиц на пути от источника до чувствительной области детектора). Гауссово распределение сигналов от регистрируемых детектором частиц или квантов наиболее удобно для определения их энергии.

Величина σ на несколько порядков больше естественной ширины линии. Значение последней очень мало и определяется из соотношения неопределенности Гейзенберга: $\Delta E \cdot \Delta t \sim \hbar$. Так, для радионуклида ^{137}Cs естественная ширина гамма-линии с энергией 661,7 кэВ из-за продолжительного (2,55 мин) времени жизни предшественника $^{137\text{m}}\text{Ba}$ равна $3 \cdot 10^{-18}$ эВ, а естественная ширина гамма-линии ^{60}Co 1331 кэВ – менее 10^{-3} эВ.

Полуширина энергетической линии приборного спектра зависит от иных причин и количественно определяется величиной σ .

Нетрудно вычислить, что на высоте, равной половине значения максимума спектральной линии (ее амплитуды), ширина плотности распределения Гаусса равна

$$\Delta x = \text{FWHM} = \sqrt{8 \ln 2} \sigma \approx 2,355\sigma. \quad (2.3)$$

Величина FWHM, выраженная в энергетических единицах (эВ, кэВ), является одной из основных характеристик спектрометра и называется *энергетическим разрешением*. Если расстояние между центроидами соседних пиков меньше, чем FWHM, пики, измеренные конкретным спектрометром, нельзя идентифицировать раздельно без использования специальных алгоритмов.

Рост требований к спектрометрической аппаратуре и к точности обработки спектров привел к тому, что сопоставление измеренного значения FWHM с расчетной величиной (исходя из распределения Гаусса) для оценки качества спектрометра недостаточно. Для этого используют также характеристики пика, изображенные на рис. 2.5: FWTM, или FW0,1M (ширина распределения на расстоянии 1/10 от максимума), и FWFМ, или FW0,02M (ширина распределения на высоте 1/50 от максимума). Для плотности распределения Гаусса можно вычислить, что $\text{FW0,1M}/\text{FWHM} = 1,823$; $\text{FW0,02M}/\text{FWHM} = 2,376$. Очевидно, при выборе детектора и при настройках электронных блоков спектрометра надо стремиться к тому, чтобы отношения измеренных характеристик пика к теоретическим были близки к единице.

Абсолютным энергетическим разрешением спектрометра (ΔE) называется минимальный интервал между энергетическими линиями E_1 и E_2 ($\Delta E = E_2 - E_1$), при котором эти линии наблюдаются раздельно. Абсолютное энергетическое разрешение выражается в энергетических единицах (эВ, кэВ) и равно FWHM.

Относительное энергетическое разрешение спектрометра при данной энергии (E) равно отношению абсолютного разрешения к значению энергии: $W = \frac{\Delta E}{E} = \frac{\text{FWHM}}{E}$.

Величину относительного энергетического разрешения чаще указывают для сцинтилляционного спектрометра, а абсолютного – для полупроводникового.

Часто относительное энергетическое разрешение выражают не в долях, а в процентах.

К основным факторам, влияющих на энергетическое разрешение, относятся:

- (1) флуктуация числа пар носителей заряда, образованных при взаимодействии частицы с чувствительной областью детектора;
- (2) флуктуация числа собранных пар носителей;
- (3) электронный шум разного происхождения.

Так как указанные факторы являются независимыми, то $\sigma^2 = \sum_i \sigma_i^2$, где σ_i – вклады от перечисленных факторов. Более подробная информация об энергетическом разрешении приведена в разделах 4.5, 5.4 и 7.6 глав 4, 5 и 7, а также в ряде учебных пособий, список которых приведен во Введении.

2.4. Функция отклика и аппаратурная форма линии

Функцией отклика спектрометра (ФО), *response function*, называется условная плотность вероятности регистрации выходного сигнала, x , если энергия регистрируемой частицы или кванта равна E .

Очевидно,

$$N(x) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} G(x, E) \Phi(E) dE, \quad (2.4)$$

где $N(x)$ – измеренный спектр, $\Phi(E)$ – искомое энергетическое распределение, $G(x, E)$ – функция отклика в энергетическом диапазоне (E_{\min}, E_{\max}). Под выходным сигналом понимается измеряемая величина (см. табл. 1.1), которая может представлять собой любую характеристику, зависящую от энергии: угол отклонения в магнитном поле, плотность почернения, длину трека, амплитуду электрического или светового сигнала и др.

Реализация ФО для моноэнергетического излучения называется **аппаратурной формой линии (АФЛ)**. В этом случае

$$N(x, E_0) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} G(x, E) \delta(E - E_0) dE. \quad (2.5)$$

Совокупность АФЛ, рассчитанных или измеренных для нескольких источников моноэнергетического излучения в широком диапазоне энергий при тождественных условиях измерений, позволяет определить ФО для данных условий и представить ее в виде таблиц, матрицы или совокупности графиков.

Как уже отмечали, в атомной промышленности и энергетике методы спектрометрии ионизирующих излучений применяются при анализе α - и β -частиц, γ -излучения и нейтронов. Энергетические диапазоны этих излучений соответствуют значениям, характерным для радионуклидов в облученном ядерном топливе, для трансурановых элементов и их дочерних продуктов. В настоящее время наиболее распространенными спектрометрами таких излучений являются ионизационные (на основе ионизационных камер и полупроводниковых детекторов) и сцинтилляционные.

Если это специально не оговорено, под выходным сигналом (x) мы в дальнейшем будем понимать импульс напряжения на нагрузке, возникающий при сборе носителей заряда, образованных в рабочем объеме детектора (ионизационной камеры или ППД) при полном или частичном поглощении энергии анализируемой частицы или кванта, и обработанным спектрометрическим трактом.

Заметим, что световые вспышки в сцинтилляторах после попадания на фотокатод фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) и последующего умножения электронов также преобразуются в электрические импульсы.

Поведение функции отклика зависит от типа и характеристик детектора (химического состава и размера чувствительной области, защитного покрытия, габаритов), от взаимного расположения элементов спектрометра (защиты, расположения и габаритов источника), от электронного тракта, усиливающего сигнал от детектора и преобразующего его в удобный для использования вид. Наложение импульсов при регистрации интенсивных потоков частиц ведет к частичной потере информации. Информация теряется и из-за наличия мертвого времени, определяемого скоростью обработки импульса при его усилении, оцифровке и сортировке.

Очевидно, что вид измеренного спектра $N(x)$ будет зависеть от функции отклика. Уравнение (2.1) представляет собой интегральное уравнение Фредгольма первого рода с ядром $G(x, E)$, поиск решения которого относится к классу некорректных задач.

В случае, если

$$G(x, E) = g(E)\delta(x - E) \quad (2.6)$$

и зависимость величины выходного сигнала детектора \mathcal{X} от энергии E известна (например, является линейной), определение энергетического спектра не представляет сложности:

$$\Phi(E) = \frac{1}{g(E)} \cdot N(x) \frac{dx}{dE}. \quad (2.7)$$

Однако ФО не может быть δ -функцией, так как энергетические потери частицы в чувствительной области детектора являются случайными величинами. Поэтому сигналы от детектора распределены по амплитуде и времени их появления, даже если они инициируются частицами с одинаковыми свойствами.

Вид функции отклика определяется процессами взаимодействия ионизирующего излучения с веществом. Ввиду того, что эти процессы хорошо изучены и количественные значения требуемых для расчета констант известны, можно рассчитать ФО с достаточно высокой степенью точности. Однако следует отметить, что расчет должен учитывать не только поглощение и рассеяние излучения в чувствительной области детектора (сцинтиллятора, внутреннего объема ионизационной камеры, области p - n перехода или собственной проводимости в p - i - p переходе полупроводникового де-

тктора), но и в окружающих чувствительную область материалах. В качестве примера на рис. 2.6 представлена модель планарного германиевого детектора, на основе которой выполнено численное моделирование аппаратурных форм линий ряда радионуклидов.

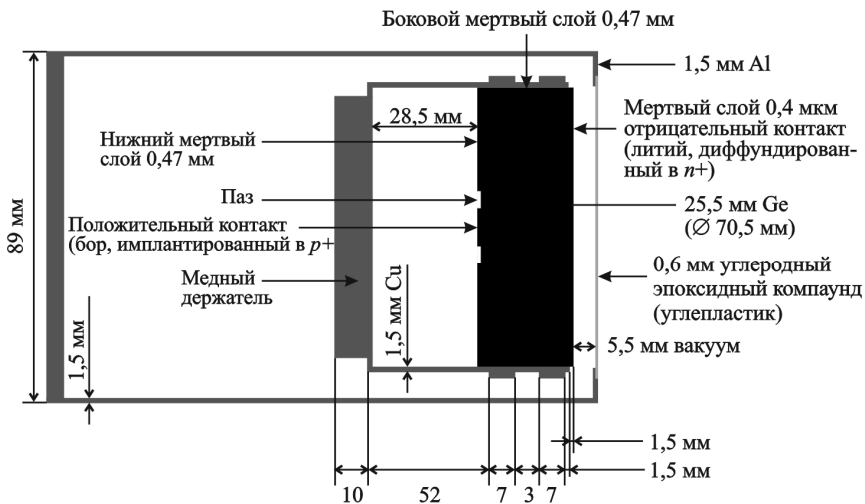


Рис. 2.6. Модель германиевого детектора широкого энергетического диапазона (BEGe-detector, Canberra) для расчета функции отклика методом Монте-Карло [2.6]

Как правило, при моделировании функции отклика используют численные методы Монте-Карло. В настоящее время наибольшее распространение для моделирования функции отклика и других подобных задач получил код MCNP® (*Monte Carlo N-Particle Transport Code*) – пакет программ для моделирования переноса нейтронов, фотонов, электронов и др. в материальных системах. Код разработан в Лос-Аламосской национальной лаборатории США (Los Alamos National Laboratory, USA) [2.7]. Для моделирования также используются код Geant4 (*GEometry ANd Tracking*), разработанный в CERN [2.8], код CEARDRF (*Center for Engineering Application of Radioisotopes, Detector Response Function*) (США) [2.9] и др.

На рис. 2.7 приведены результаты моделирования ФО германиевого детектора для измерения энергии гамма-излучения в широком

энергетическом диапазоне (*broad energy Ge-detector, BEGe detector*), с использованием кода MCNP5 1.6 [2.6]. Как следует из приведенных данных, достигнуто очень хорошее совпадение расчета с данными эксперимента с рядом источников в низкоэнергетическом диапазоне (ниже 0,662 кэВ).

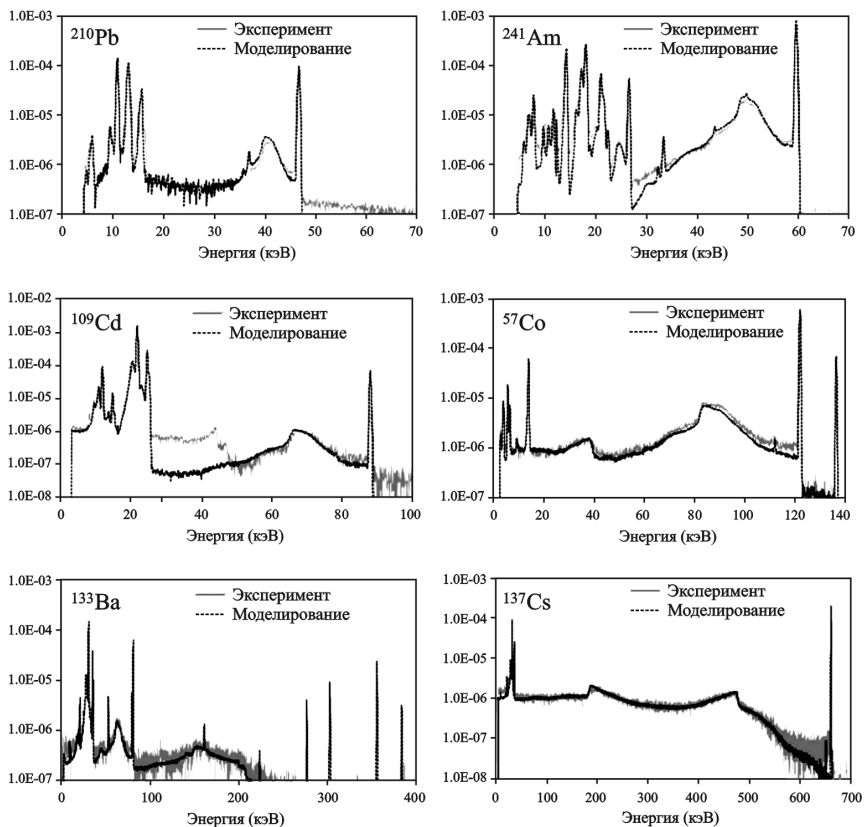


Рис. 2.7. Результаты расчета с помощью кода MCNP5 1.6 аппаратных форм линий BEGe детектора и сравнение с экспериментальными данными для радионуклидов ^{210}Pb , ^{241}Am , ^{109}Cd , ^{133}Ba , ^{57}Co и ^{137}Cs

На рис. 2.8 представлены результаты расчетов, выполненных с помощью двух вычислительных кодов, с экспериментальными данными. И в данном случае продемонстрирована приемлемая точность расчетов.

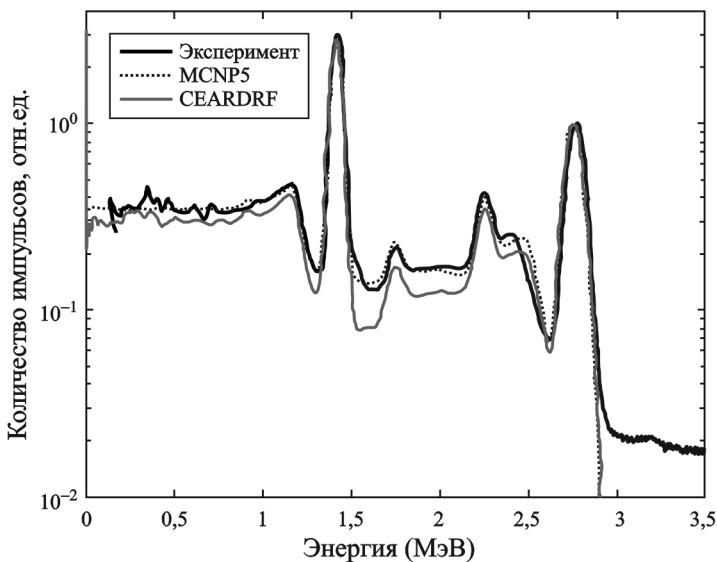


Рис. 2.8. Сравнение эксперимента и расчета АФЛ с использованием кодов MCNP и CEARDRF. Кристалл NaI(Tl), размеры 2''×4''×16'', радионуклид ^{24}Na [2.9]. Фон в расчетах не учитывается

Применение расчетов для определения функции отклика стало возможным благодаря совершенствованию вычислительной техники и соответствующего программного обеспечения. Однако часто ФО определяют экспериментально. Также для ее определения используется гибридный подход, сочетающий математическое моделирование на основе эмпирических либо полуэмпирических параметров, получаемых экспериментально.

Литература к главе 2

2.1. Волков Н.Г., Христофоров В.А., Ушакова Н.П. Методы ядерной спектрометрии: Учеб. пособие для вузов. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 256 с.

2.2. Alpha spectroscopy with silicon charged particles detectors. Exp.VI-4 /AN34 Experiments in Nuclear Science Laboratory. Manual. Fourth Ed. *Ortec-online.com* (2020).

2.3. Beta spectroscopy. Exp.6 /AN34 Experiments in Nuclear Science Laboratory. Manual. Fourth Ed. *Ortec-online.com* (2020).

2.4. Григорьев В.А., Колюбин А.А., Логинов В.А. Электронные методы ядерно-физического эксперимента. М.: Энергоатомиздат, 1988. – 336 с.

2.5. Gilmore G.R. Practical Gamma-ray Spectrometry. 2-nd Edition. John Wiley & Sons, Ltd. 2008. – 387 pp.

2.6. Fantinova K, Fojtik P. Monte Carlo simulation of the BEGe detector response function for *in vivo* measurements of ^{241}Am in the skull. A review // Radiation Physics and Chemistry, 2014, 104. Pp. 345–350.

2.7. Briesmeister J.F. A General Monte Carlo N-Particle transport Code, Version 4C. LA-13709-M Report. Los Alamos National Laboratory, Los Alamos., N. Mex., USA, 2000.

2.8. Allison J., Amako K., Apostolakis J., Banerjee S., et al. Recent developments in GEANT4 // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 2016, A 835. Pp. 186–225.

2.9. J. Wang, Z. Wang, J. Peebles, etc. Development of the simple detector response function generation program: The CEARDRFs code // Applied Radiation and Isotopes, 2014, 70. Pp. 1166–1174.

Контрольные вопросы и задачи к главе 2

1. Какие типы спектров возможны для (а) альфа-излучения; (б) бета-излучения; (в) рентгеновского излучения; (г) гамма-излучения; (д) тормозного излучения; (е) нейтронного излучения?

2. Какие параметры однозначно определяют положение и площадь пика, описываемого распределением Гаусса?

3. Пик аппроксимируется распределением Гаусса. Доказать, что (а) $\text{FWHM} = 2,355\sigma$; (б) $\text{FWTM}/\text{FWHM} = 1,823$; (с) $\text{FWFM}/\text{FWHM} = 2,376$.

4. Чем функция отклика отличается от аппаратурной формы линии?

5. Какие факторы влияют на энергетическое разрешение спектрометра?

Глава 3. Взаимодействие гамма-излучения с веществом и аппаратурная форма линии гамма-излучения

3.1. Источники фотонного излучения. Ослабление в веществе

При контроле производственных процессов ядерных технологий методы гамма-спектрометрии являются самыми распространенными. Это обусловлено:

(1) структурой гамма-спектров и особенностями взаимодействия гамма-излучения с веществом, что, несмотря на сложную функцию отклика, позволяет относительно легко идентифицировать радионуклиды;

(2) высокой проникающей способностью гамма-излучения по сравнению с альфа- и бета-излучением и, вследствие этого, отсутствием необходимости в радиохимическом выделении нуклидов, относительно простой подготовке препаратов для измерений и отсутствием жестких требований к толщине входного окна детектора, как при измерениях энергии альфа- и бета-частиц.

Гамма-излучение возникает при переходах между различными энергетическими уровнями возбужденных ядер, образующихся при альфа- и бета-распадах, а также в результате ядерных реакций. В этих случаях спектр гамма-излучения дискретен, а его энергии лежат в диапазоне несколько кэВ – несколько МэВ. На рис. 3.1. приведена упрощенная схема распада ^{137}Cs , поясняющая появление дискретного (в данном случае, моноэнергетического) спектра гамма-излучения.

К ионизирующему электромагнитному излучению относится также характеристическое рентгеновское излучение (ХРИ), *characteristic X-ray emission*, возникающее при переходе электрона с атомной оболочки на вакантное место – более близкий к ядру энергетический уровень. Вакансия образуется вследствие фотоэффекта, а также при захвате электрона ядром (электронный захват, *EC, electron capture*). Очевидно, спектр ХРИ дискретен и определяется химическим элементом, а не его изотопами (ХРИ различных изотопов одного и того же элемента одинаково).

Электромагнитное излучение возникает и при изменении скорости заряженных частиц. Энергетические потери заряженной части-

цы при ее торможении пропорциональны квадрату ускорения. Так как силы кулоновского взаимодействия между частицей и ядром для различных частиц с одинаковыми зарядами одинаковы, ускорение обратно пропорционально квадрату массы частицы. Поэтому радиационное (тормозное) излучение (*bremsstrahlung*) существенно для электронов. Спектр тормозного излучения непрерывен, а его угловое распределение является функцией энергии.

Наконец, при аннигиляции электрон-позитронной пары возникают 2 гамма-кванта.

На рис. 3.2 изображена шкала электромагнитных излучений. Верхняя часть шкалы (начиная примерно с 10 кэВ) соответствует рентгеновскому и гамма-излучению.

Нерассеянные гамма-кванты, проходя через слой вещества толщиной L , ослабляются по закону

$$I = I_0 e^{-\mu_l L}, \quad (3.1)$$

где I и I_0 – интенсивность прошедшего слой и падающего на него гамма-излучения, соответственно; μ_l – линейный коэффициент ослабления, выраженный в см^{-1} и зависящий от энергии излучения, атомного номера (Z) и плотности (ρ) поглощающего слоя.

Длина пробега гамма-кванта является случайной величиной, среднее значение которой равно величине, обратной линейному коэффициенту ослабления: $\bar{l} = 1 / \mu_l$.

Отношение линейного коэффициента ослабления к плотности ρ называется массовым коэффициентом ослабления $\mu = \mu_l / \rho$. Его размерность – $\text{см}^2/\text{г}$.

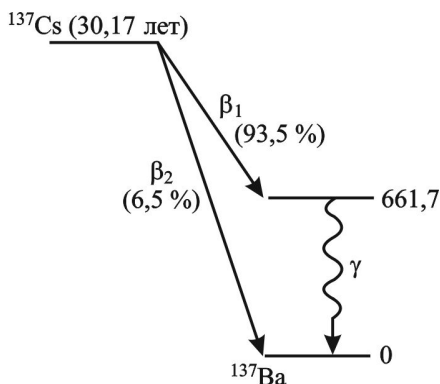


Рис. 3.1. Возникновение гамма-излучения цезия-137 при бета-распаде. Энергия гамма-излучения равна 661,7 кэВ

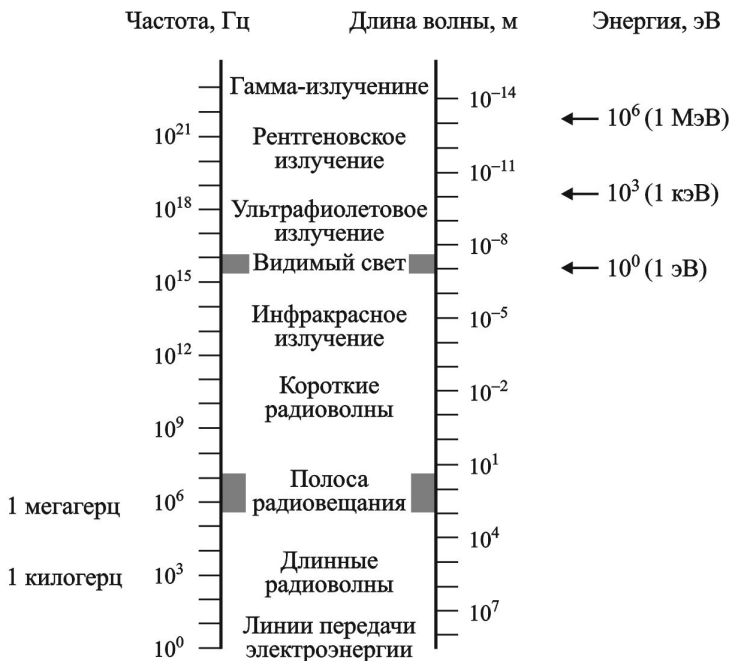


Рис. 3.2. Шкала электромагнитных излучений

Величина μ определяется как $\mu = \frac{N_A \sigma}{A}$, где N_A – число Авогадро, A – атомная масса поглощающего элемента, σ – сечение взаимодействия гамма-кванта (вероятность его взаимодействия с отдельным атомом).

Тогда (3.1) можно записать в виде

$$I = I_0 e^{-\mu x}, \quad (3.2)$$

где $x = \rho L$.

Массовый коэффициент ослабления материала со сложным химическим составом равен $\mu = \sum_i \mu_i w_i$, где индекс суммирования относится к i -му химическому элементу с массовой долей w_i .

В связи с тем, что гамма-излучение не является непосредственно ионизирующим, регистрация гамма-кванта становится возможной только по вторичным эффектам, возникающим при его попа-

дании в детектор. Так как наблюдаемый эффект взаимодействия связан с появлением носителей зарядов в детекторе излучений, собираемых либо непосредственно (ионизационные методы), либо через стадию образования фотонов в видимой части спектра (сцинтилляционные методы), для понимания работы детектора и закономерностей ослабления гамма-излучения необходимо знание механизмов взаимодействия гамма-излучения с веществом.

Удобнее всего рассмотреть случай, когда в детектор попадают гамма-кванты одной энергии. В таком случае мы сможем понять, как формируется аппаратурная форма линии от гамма-излучения и, следовательно, функция отклика.

3.2. Аппаратурная форма линии гамма-излучения

Как уже отмечалось, вид аппаратурной формы линии (АФЛ) определяется характером взаимодействия гамма-излучения не только с чувствительной областью детектора, но и с окружающими ее материалами. К основным механизмам взаимодействия относятся фотоэлектрическое поглощение гамма-квантов (фотонов) электроном атома, сильно связанным с ядром; комптоновское рассеяние гамма-кванта на свободном или слабо связанном с ядром электроном, и (для гамма-квантов с энергией $E_\gamma > 2m_e c^2 = 1,022 \text{ МэВ}$) – образование электронно-позитронных пар.

При фотоэлектрическом поглощении, называемом также **фотоэффектом** (*photoelectric effect*), энергия гамма-кванта в основном передается фотоэлектрону. Часть энергии расходуется на преодоление связи электрона с ядром. Энергетический баланс выглядит следующим образом:

$$E_\gamma = E_e + W + E_{\text{яо}}, \quad (3.3)$$

где E_γ – энергия гамма-кванта, E_e – энергия фотоэлектрона; W – энергия связи электрона с ядром (энергия ионизации K - $L1$ -, $L2$ - и т.д. оболочек, *binding energy*), $E_{\text{яо}}$ – энергия, переданная ядру. Последняя величина много меньше остальных и ее в данном случае в оценках не учитывают.

Очевидно, фотоэффект возможен лишь в случае, если энергия падающего гамма-кванта превышает энергию ионизации. С

наибольшей вероятностью фотоэффект происходит с участием сильно связанного с ядром атомного электрона K -оболочки. При энергиях фотонов много меньше энергии покоя электрона ($m_e c^2 = 0,511$ МэВ) сечение фотоэффекта на K -оболочке приближенно описывается зависимостью

$$\sigma_f \sim \text{Const} \cdot \frac{z^5}{E_\gamma^{7/2}}. \quad (3.4)$$

При значениях энергии, совпадающих с энергиями ионизации K, L, \dots оболочек (E_K, E_{L1}, \dots) сечение фотоэффекта (а, следовательно, и коэффициент ослабления гамма-излучения веществом, рис. 3.3), претерпевает резкие скачки, называемые, соответственно, K, L, \dots краями (K, L, \dots absorption edges).

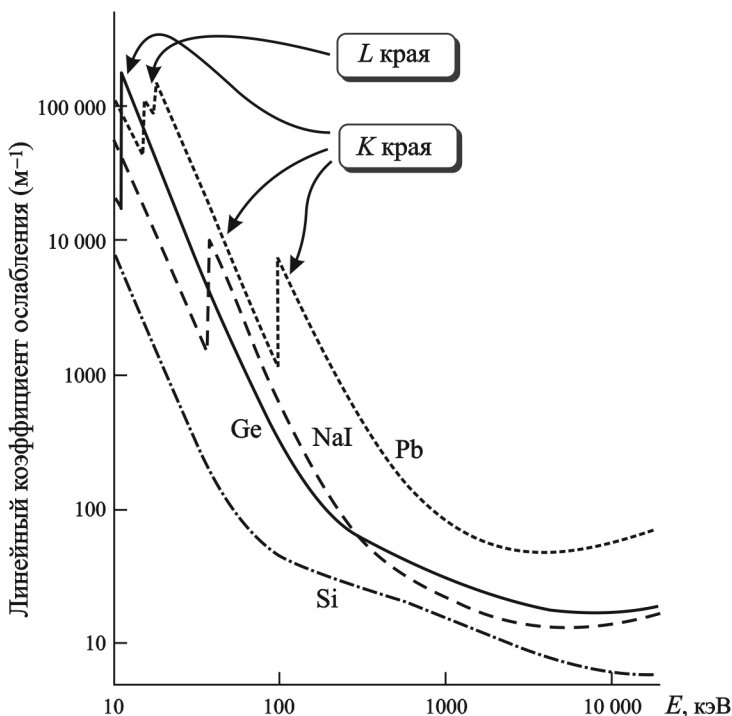


Рис. 3.3. Зависимость линейного коэффициента ослабления от энергии гамма-излучения для Ge, Si и NaI – материалов наиболее распространенных детекторов гамма-излучения, и для Pb – материала защиты [3.1]

При $E_\gamma \gg m_e c^2$ сечение фотоэффекта обратно пропорционально энергии фотонов, поэтому для тяжелых элементов он играет существенную роль даже при больших энергиях.

После вылета фотоэлектрона на вакантные места переходят электроны с соседних оболочек, и атом испускает характеристическое рентгеновское излучение ХРИ (*characteristic X-ray, X-ray fluorescence*) с энергиями, равными разнице между потенциалами ионизации соседних оболочек. Однако ХРИ не всегда сопровождается фотоэффектом: энергия также может быть передана электронам внешней оболочки атома. В этом случае появляются так называемые оже-электроны (*Auger electrons*), названные именем П. Оже (*P. Auger*), который открыл этот эффект в 1923 г. Испускание оже-электронов наиболее вероятно для лёгких атомов и энергии связи электрона, не превышающей 1 кэВ. Метод, основанный на анализе распределения по энергиям оже-электронов, называется Оже-спектроскопией, *AES*.

Заметим, что ХРИ, представляющее собой низкоэнергетическое фотонное излучение, при взаимодействии с веществом также вызывает фотоэффект.

Образующиеся в результате всех описанных механизмов при фотоэффекте электроны возникают практически одновременно, поглощаются в детекторе и сигналы от них суммируются. Практически вся энергия исчезнувшего гамма-кванта (с поправкой на энергию ядра отдачи) передается электронам.

Комптоновское рассеяние (*Compton scattering, A. Compton, 1923*) – это рассеяние гамма-кванта на свободном электроне, в результате чего длина волны гамма-кванта (следовательно, и его энергия) меняется. Энергия падающего кванта распределяется между рассеянным квантом и электроном. Количественные соотношения между этими величинами, а также связь значений энергии фотона и электрона с углом рассеяния можно получить из закона сохранения энергии и импульса.

Дифференциальное сечение комптоновского рассеяния $\frac{d\sigma_c(\theta)}{d\Omega}$, представляющее собой вероятность комптоновского рассеяния в заданном направлении $\theta \in [0, \pi]$, хорошо описывается формулой

Клейна-Нишины-Тамма [3.2], а ее интегрирование по всем углам дает формулу для полного сечения комптоновского рассеяния:

$$\sigma_c = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1+\epsilon}{\epsilon^2} \left[\frac{2(1+\epsilon)}{1+2\epsilon} - \frac{1}{\epsilon} \ln(1+2\epsilon) \right] + \frac{1}{2\epsilon} \ln(1+2\epsilon) - \frac{1+3\epsilon}{(1+\epsilon)^2} \right\}, \quad (3.5)$$

где $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$ – классический радиус электрона, $\epsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$, m_e – масса электрона.

Сечение комптоновского рассеяния σ_c при малых энергиях приблизительно постоянно, а при больших энергиях – обратно пропорционально энергии падающего кванта.

Очевидно, что величина σ_c прямо пропорциональна количеству свободных электронов, то есть заряду ядра атомов среды, Z . Если обозначить энергию рассеянного кванта через E'_γ , то

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}. \quad (3.6)$$

Энергия электрона отдачи в зависимости от угла рассеяния гамма-кванта равна

$$E_e = E_\gamma - E'_\gamma = \frac{E_\gamma^2 (1 - \cos \theta)}{m_e c^2 + E_\gamma (1 - \cos \theta)}. \quad (3.7)$$

Из приведенных формул (3.6) и (3.7) следует, что возможные значения энергии электрона ограничены пределами

$$0 \leq E_e \leq \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_\gamma}}. \quad (3.8)$$

Следовательно, максимальная энергия комптоновских электронов (при рассеянии на угол $\theta = \pi$) меньше, чем энергия электронов, образуемых при фотоэффекте (при энергии связи $W \ll E_\gamma$), на величину

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{2E_\gamma}{m_e c^2}}. \quad (3.9)$$

На рис. 3.4 приведена расчетная зависимость энергии комптоновских электронов от энергии падающих гамма-квантов. Резкие скачки функций соответствуют наибольшим энергиям, которые могут быть переданы электрону при однократном рассеянии.

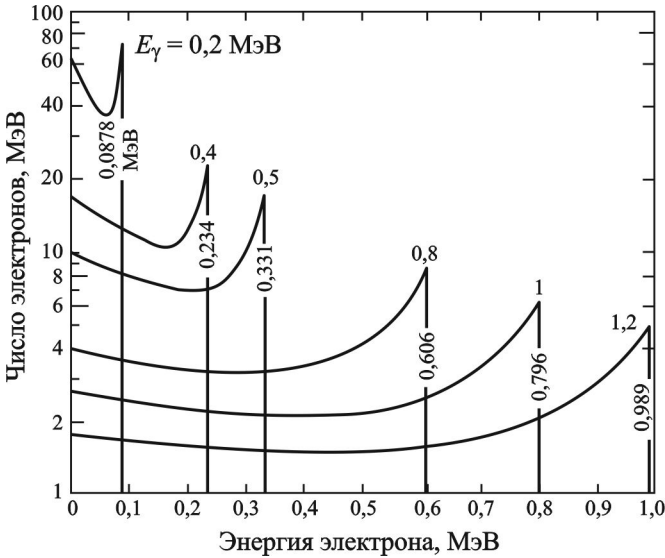


Рис. 3.4. Распределение комптоновских электронов по энергиям в зависимости от энергии падающих квантов (числа у кривых, МэВ)

Образование электрон-позитронных пар (*pair production*) – это пороговый эффект, возникающий при взаимодействии гамма-кванта с электромагнитным полем ядра. Эффект наблюдается при условии

$$E_\gamma > 2m_e c^2. \quad (3.10)$$

В результате взаимодействия гамма-квант исчезает, передавая свою энергию (за вычетом $2m_e c^2 = 1,022$ МэВ) рождающимся элек-

трон и позитрон, а также ядру отдачи (незначительная часть энергии). В чувствительной области детектора электрон и позитрон быстро замедляются. После потери кинетической энергии позитрон аннигилирует с электроном среды, в результате чего образуются два гамма-кванта с энергиями по 0,511 МэВ каждый.

Сечение паробразования ω_p пропорционально квадрату заряда ядра вещества и логарифму энергии гамма-квантов, а с увеличением энергии гамма-квантов зависимость от энергии исчезает.

Сечения описанных выше эффектов определяют количественное значение ослабления гамма-излучения в веществе. Рис. 3.5 иллюстрирует относительный вклад этих эффектов в суммарный

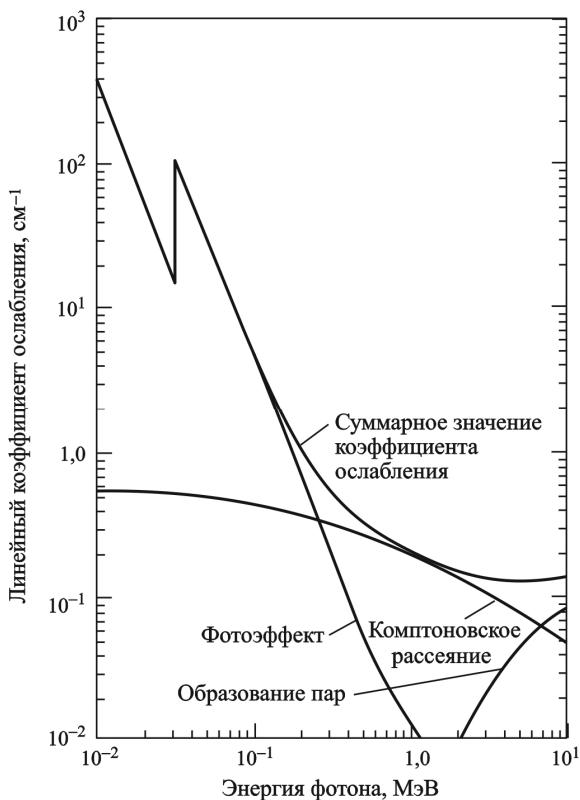


Рис. 3.5. Вклады фотоэффекта, эффекта Комптона и эффекта паробразования в линейный коэффициент ослабления сцинтиллятора NaI(Tl)

линейный коэффициент ослабления, вычисленный для кристалла NaI, а рис. 3.6 поясняет, какой тип взаимодействия гамма-излучения с веществом в зависимости от энергии фотона и атомного номера поглотителя является преобладающим.

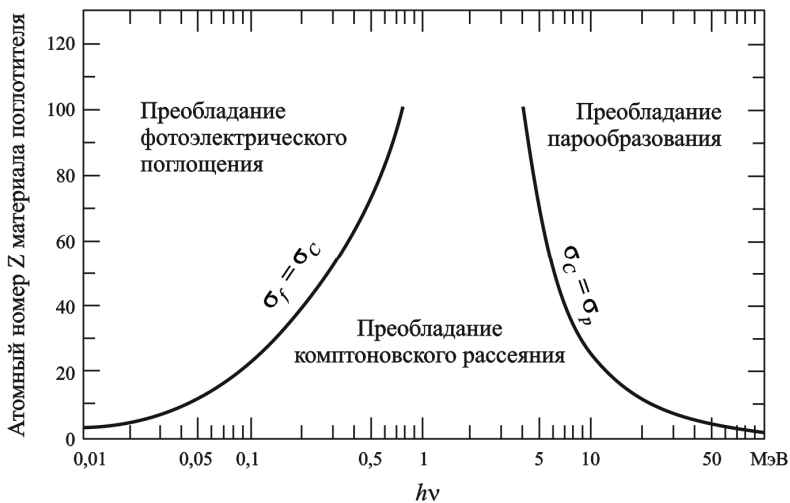


Рис 3.6. Преобладание механизмов взаимодействия гамма-излучения в зависимости от его энергии и атомного номера вещества. σ_f , σ_c , σ_p – сечения фотоэффекта, комптоновского рассеяния и парообразования, соответственно [3.3]

Проанализируем теперь аппаратную форму линии от моноэнергетического гамма-излучения, качественный вид которой приведен на рис. 3.7. Реальные гамма-спектры моноэнергетического излучения, измеренные сцинтилляционными или полупроводниковыми детекторами, отличаются от представленного на рис. 3.7 спектра, так как относительный вклад пиков и участков спектра приведен в таком виде лишь для удобства понимания. Поглощенная в детекторе энергия гамма-кванта прямо пропорциональна амплитуде импульса выходного сигнала детектора.

Пик 1. В экспериментальном спектре справа наблюдается так называемый **пик полного поглощения (ППП)**, (*full energy peak, FEP*), соответствующий энергии гамма-кванта E_γ . Этот пик формируется главным образом, фотоэлектронами, образованными при

фотоэлектрическом поглощении фотона. Как уже отмечено, и ХРИ, сопровождающее фотоэффект, и оже-электроны испускаются практически одновременно (в течение примерно 10^{-15} с) с покинувшими атом фотоэлектронами. В свою очередь, ХРИ также вызывает фотоэффект. Таким образом, электронам передается вся энергия исчезнувшего фотона (если часть ХРИ не покинет чувствительную область), а сигналы от них суммируются и формируют ППП.

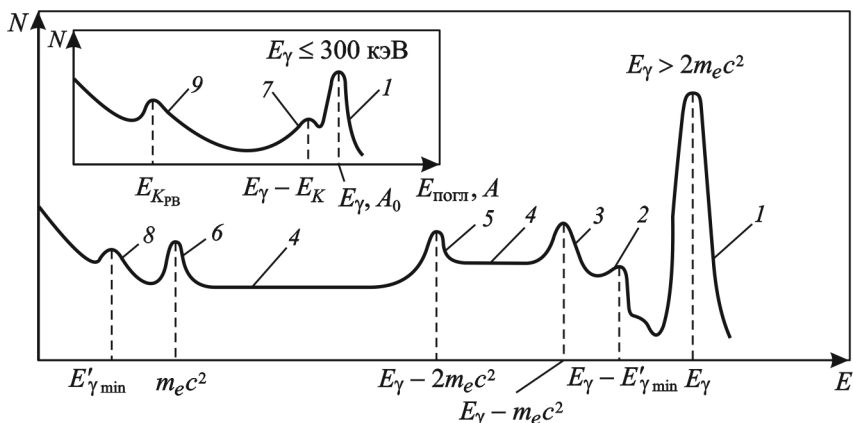


Рис. 3.7. Качественная форма гамма-спектра моноэнергетического источника (АФЛ), измеренного сцинтилляционным или полупроводниковым детектором [3.4]. Пояснения в тексте

В ППП также вносят вклад электроны, образованные в результате фотоэлектрического поглощения однократно или многократно рассеянных вследствие эффекта Комптона гамма-квантов (комptonовской перекачки): эти сигналы суммируются с сигналами от рассеянных комptonовских электронов, полностью поглотившихся в чувствительной области детектора.

Наконец, вклад в ППП вносит и эффект парообразования. Пусть гамма-кванты с энергиями 0,511 МэВ каждый, образованные при аннигиляции позитрона, полностью поглощаются за счет фотоэффекта в веществе чувствительной области детектора. Суммарная энергия порожденных при этом фотоэлектронов в совокупности с энергией электрона, образованного в паре с позитроном, равна энергии первоначального кванта.

Итак, пик полного поглощения сформирован сигналами, полученными в результате трех основных механизмов взаимодействия гамма-излучения с веществом, а не только фотоэффекта. Поэтому нельзя отождествлять ППП с фотопиком.

Пик 2. Ближайший слева к ППП – несимметричный пик, соответствующий наибольшей энергии рассеянных комптоновских электронов. Иногда его называют *комптоновским краем* (*Compton edge*). Энергия этого пика зависит от энергии гамма-кванта и равна $E_\gamma - E'_\gamma$, где E'_γ определяется по формуле (3.9).

Пик 3. Если вследствие образования электрон-позитронной пары один из аннигиляционных гамма-квантов покинет чувствительную область детектора, будет зарегистрирован пик с энергией $E_\gamma - m_0c^2 = E_\gamma - 0,511$ МэВ, называемый *пиком одиночного вылета* или *пиком одиночной утечки* (*single escape peak*). Ширина этого пика (так же, как и пика 5) больше, чем ширина ППП. Причина этого заключается в доплеровском уширении аннигиляционной линии 0,511 МэВ¹.

Область 4, которая простирается от нуля до пика 2 (комптоновского края), представляет собой непрерывное распределение, обусловленное рассеянными комптоновскими электронами, и называется *комптоновским континуумом* (*Compton continuum*), см. формулу (3.8).

Пик 5 образуется в случае, если чувствительную область детектора покинут оба аннигиляционных гамма-кванта, которые унесут

¹ Причина уширения спектральной линии 511 кэВ состоит в том, что аннигиляция происходит после термализации позитрона и его взаимодействия с движущимся свободным или связанным электроном ($e^- + e^+ \rightarrow \gamma_1 + \gamma_2$). В системе центра масс из-за сохранения энергии и импульса два образующихся гамма-кванта будут двигаться в противоположных направлениях с энергией $E_0 = 511$ кэВ каждый. Однако в лабораторной системе отсчета энергия двух аннигиляционных фотонов вследствие эффекта Доплера будет смещена относительно 511 кэВ на величину $\Delta E \sim \pm cp_{-L}/2$, где c – скорость света в вакууме, p_{-L} – продольная компонента импульса электрона. Если при энергиях порядка 511 кэВ разрешение германиевого ППД примерно равно 1,4 кэВ, то FWHM аннигиляционного пика будет около 2,6 кэВ.

из нее энергию 1,022 МэВ. Поэтому энергия, соответствующая пику 5, равна $E_\gamma - 1,022$ МэВ. Этот пик называется **пиком двойного вылета** или **пиком двойной утечки** (*double escape peak, DEP*).

Пик 6 – это **пик аннигиляционного излучения** 0,511 МэВ (*annihilation peak*). Он образуется 1) при аннигиляции позитронов, образованных в окружающих чувствительную область детектора материалах, например, в защите с большим Z , и попадании аннигиляционных гамма-квантов в детектор; 2) при измерении радиоактивных препаратов, имеющих в своем составе β^+ – активные нуклиды, причем образовавшиеся позитроны аннигилируют до попадания в детектор.

Пик 8 образуется при регистрации гамма-квантов, рассеянных на пути к чувствительной области детектора от конструкционных материалов детектора и ФЭУ.

Как следует из (3.6), при углах рассеяния, близких к π , энергия рассеянного кванта слабо зависит от угла ($\cos \theta$ близок к -1), а при $\theta = \pi$ определяется по формуле (3.9). Это означает, что падающие гамма-кванты, пройдя чувствительную область детектора без взаимодействия, могут испытать комптоновское рассеяние в окружающих материалах назад и с энергией (3.9) вернуться в детектор. При энергиях более 500 кэВ энергия рассеянных квантов находится в диапазоне 170–230 кэВ. Этот пик ассиметричен и называется **пиком обратного рассеяния** (*backscatter peak*).

В низкоэнергетической области (в случае, если энергия гамма-кванта не превышает примерно 300 кэВ) наблюдают следующие пики:

Пик 7. Если пик ХРИ возникает в чувствительной области детектора недалеко от ее границы, он может покинуть эту область. В этом случае возникает **пик утечки ХРИ** (*X-ray escape peak*), аналогичный пику одиночного вылета. Очевидно, его энергия равна $E_\gamma - E_K$, где E_K – энергия ионизации K -оболочки (энергия связи с ядром). Для наиболее распространенных детекторов эти пики имеют особые названия в англоязычной литературе: *germanium escape peak* – для германиевых детекторов, и *iodine escape peak* – для детекторов NaI(Tl) , где утечка возникает, главным образом, при вза-

имодействии гамма-квантов с атомами йода). Эти пики наблюдаются при использовании детекторов небольших размеров.

Пик 9. Гамма-излучение, взаимодействуя с окружающими детектор материалами, поглощается за счет фотоэффекта, вероятность которого возрастает при меньших энергиях. Вследствие фотоэффекта в окружающих материалах в спектре наблюдается **пик ХРИ материалов**, соответствующий поглощенной энергии около E_K . С ростом Z материала вероятность фотоэффекта также возрастает, а пик ХРИ смещается в более жесткую область спектра. Так, E_K меди и кадмия равны, соответственно, 8 и 23 кэВ. Пики ХРИ свинца – 72 и 74 кэВ.

На рис. 3.8 представлен спектр ^{241}Am , измеренный полупроводниковым детектором на основе GaAs для рентгеновского и низкоэнергетического гамма-излучения, в присутствии нептуния и серебра (рентгеновские линии), на котором видны пики утечки ХРИ арсенида галия и нептуния.

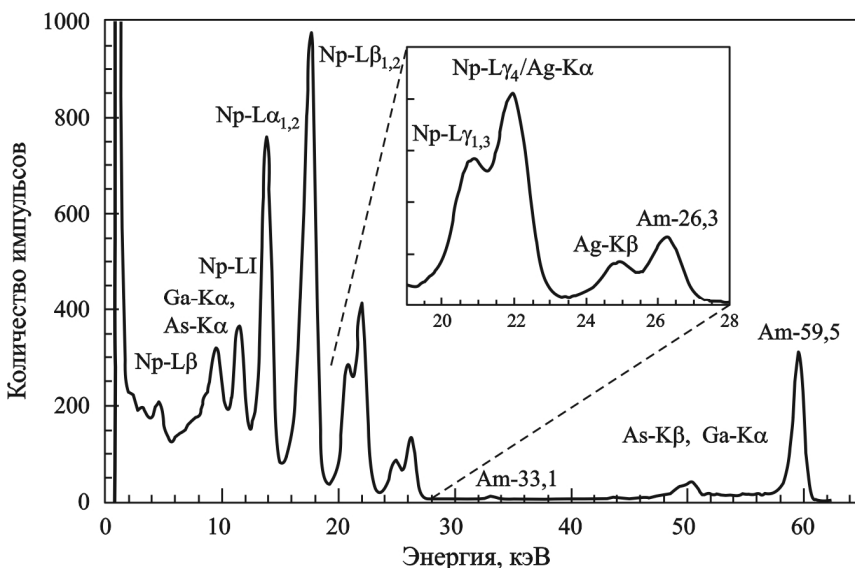


Рис. 3.8. Гамма- и рентгеновские спектры америция-241 в присутствии серебра и нептуния. Измерение детектором из GaAs, FWHM = 950 эВ для линии 59,5 кэВ [3.6]

Кроме рассмотренных пиков, в реальном спектре, который содержит несколько линий, могут обнаруживаться дополнительные пики, обусловленные суммированием импульсов от коррелированных во времени событий (каскадное, или истинное суммирование) и случайным суммированием (см. гл.4).

На рис. 3.9 представлен спектр ^{133}Ba , в котором линия 427 кэВ (измерение дает 426,3 кэВ) обусловлена суммированием энергетических линий 81 и 356 кэВ. На этом же спектре видны 2 пика ХРИ от свинцовой защиты. Схема распада изотопа приведена на рис. 3.10.

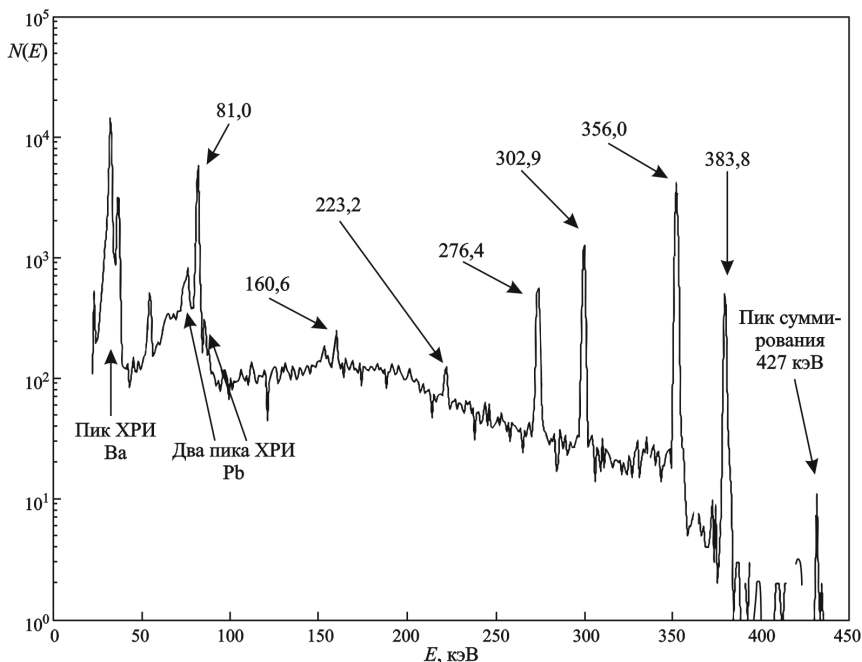


Рис. 3.9. Спектр гамма-излучения ^{133}Ba , измеренный с помощью HPGe детектора. [3.6]

Отметим еще раз, что на рис. 3.7 представлены всевозможные пики, которые могут возникнуть при взаимодействии гамма-излучения с веществом. В реальном детекторе как относительный вклад, так и взаимное расположение описанных пиков индивидуально и некоторые пики могут вообще отсутствовать.

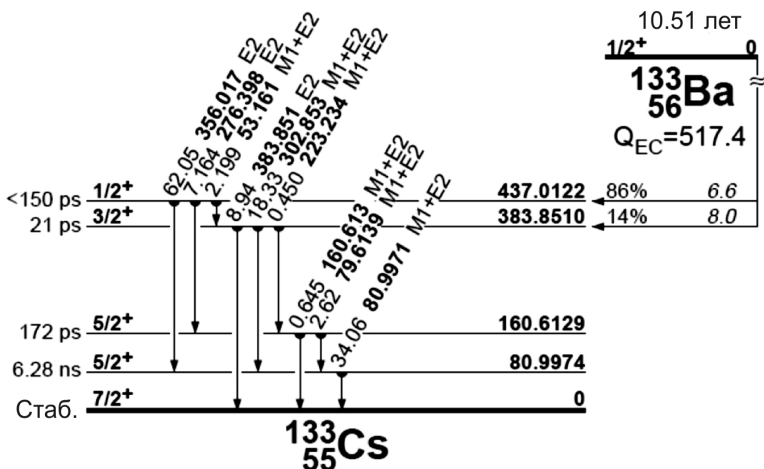


Рис. 3.10. Схема распада ^{133}Ba [3.6]. Каскадное суммирование линий 81 и 356 кэВ приводит к регистрации ложного пика

Например, в органических сцинтилляторах АФЛ моноэнергетического источника гамма-излучения не содержит ППП из-за крайне малой вероятности фотоэффекта на элементах с малым атомным номером, а определяется только рассеянными комптоновскими электронами. Именно поэтому в спектрометрии гамма-излучения с использованием единственного сцинтилляционного детектора органические сцинтилляторы не используют.

При регистрации высокоэнергетических гамма-квантов с ростом размеров детектора амплитуды пиков одинокой и двойной утечек снижаются (или пики практически не наблюдаются) из-за уменьшения объемной доли слоя вблизи границы чувствительной области детектора, который с большой вероятностью могут покинуть аннигиляционные кванты. Естественно, что для гамма-квантов с энергией менее 1,022 МэВ ни аннигиляционных пиков, ни пиков утечки аннигиляционных квантов нет в принципе.

Кратко рассмотрим влияние размеров детектора гамма-излучения на аппаратную форму линии. Условно разделим детекторы по размерам на 3 категории: (а) «очень большие» детекторы; (б) «очень маленькие» детекторы, и (в) «реальные» детекторы.

В категорию (а) включим гипотетические детекторы, в которых заряженные частицы и кванты, образующиеся в результате взаимо-

действия гамма-излучения с веществом, не выходят за пределы детектора. Иначе говоря, пренебрежем фактом наличия у детектора поверхности. Мы полагаем, что в «очень большом» детекторе любой гамма-квант имеет возможность взаимодействия с веществом по одному из трех возможных механизмов и энергия гамма-кванта будет полностью передана носителям заряда.

На рис. 3.11 слева изображены возможные взаимодействия гамма-квантов с веществом чувствительной области «очень большого» детектора.

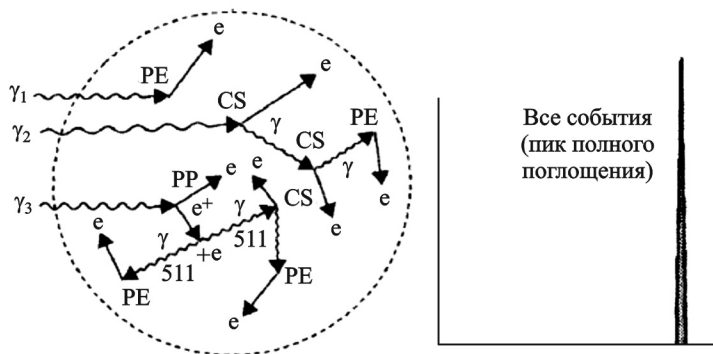


Рис. 3.11. Примеры последовательных взаимодействий гамма-излучения с веществом и аппаратная форма линии (здесь – зависимость скорости счета от измеряемой величины, пропорциональной поглощенной энергии) в «очень большом» детекторе. Обозначения: PE – фотоэффект, CS – комптоновское рассеяние, PP – образование пар [3.1]

В данном случае при фотоэффекте энергия исчезнувшего гамма-кванта распределится между фотоэлектронами и оже-электронами. При комптоновском рассеянии энергия гамма-кванта делится между комптоновским электроном и рассеянным квантом, причем этот квант впоследствии либо теряет энергию при следующем акте комптоновского рассеяния, либо передает энергию фотоэлектронам вследствие фотоэффекта. То есть энергия гамма-кванта распределяется между комптоновскими электронами и фотоэлектронами. Обратим внимание на то, что перечисленные трансформации при комптоновском рассеянии протекают за времена, на много порядков меньшие, чем время собирания зарядов, поэтому все моноэнер-

гетические гамма-кванты так же, как и при фотоэффекте, приведут к одинаковому отклику детектора.

При образовании электрон-позитронной пары позитрон аннигилирует с испусканием двух гамма-квантов, энергия которых трансформируется по двум уже описанным механизмам. И здесь отклик детектора будет одинаковым для фотонов с одной энергией.

Отклик «очень большого» детектора на моноэнергетические гамма-кванты изображен на рис. 3.11 справа и представляет собой пик полного поглощения, сформированный за счет трех основных эффектов взаимодействия.

Рассмотрим случай регистрации излучения «малым» детектором. Если предыдущий пример, отнесенный к категории (а), является гипотетическим, то «малым» можно считать, например, полупроводниковый планарный детектор для регистрации низкоэнергетического гамма-излучения и рентгеновского излучения. Здесь ППП формируется только за счет фотоэффекта. При других механизмах из-за малости детектора полного поглощения энергии не происходит: так, рассеянный при комптоновском взаимодействии гамма-квант, а также фотоны, возникающие при аннигиляции электронов и позитронов, покидают область детектирования (рис. 3.12 слева), поэтому оба эти механизма не вносят вклад в пик полного поглощения. Аппаратурная форма линии, изображенная справа на рис. 3.12, включает, помимо комптоновского рассеяния, и пик двойной утечки (пик 5 на рис. 3.7), так как оба аннигиляционных кванта с большой вероятностью покинут «малый» детектор. Кроме того, опять же из-за «малости» детектора повышается вероятность утечки ХРИ. В АФЛ малого германиевого детектора можно предполагать наличие пика 9,88 кэВ (линия рентгеновского излучения германия K_{α}).

При регистрации гамма-излучения реальным детектором (см. рис. 3.13) АФЛ представляет собой нечто среднее между уже рассмотренными крайними случаями. И комптоновское рассеяние, и образование пар могут добавить вклады в пик полного поглощения. Тем не менее, есть несколько особенностей гамма-спектра. Во-первых, в реальном детекторе может происходить многократное комптоновское рассеяние, что приведет к заполнению области между ППП и комптоновским краем (рис. 3.13, справа).

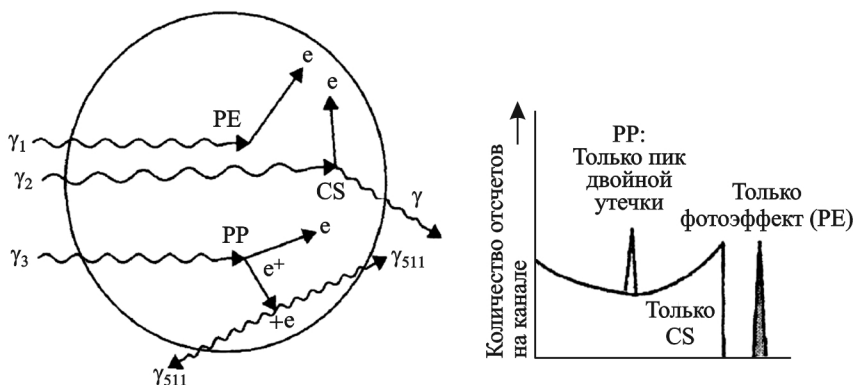


Рис. 3.12. Примеры последовательных взаимодействий гамма-излучения с веществом и аппаратная форма линии «малого» детектора. Обозначения те же, что и на рис. 19 [3.1]

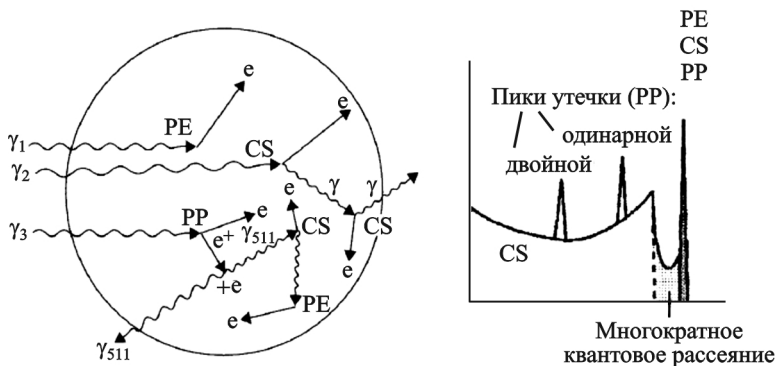


Рис. 3.13. Примеры последовательных взаимодействий гамма-излучения с веществом и аппаратная форма линии реального детектора. Обозначения те же, что и на рис. 19 [3.1]

Во-вторых, при парообразовании возможна утечка одного, а не только двух (как в «малом» детекторе) аннигиляционных квантов, что приводит к появлению пика одиночного вылета с энергией $E_{\gamma} - 511$ кэВ (пик 3, рис. 3.7).

Как уже отмечали, характеристики пиков, возникающих при взаимодействии гамма-квантов с веществом детектора, позволяют идентифицировать нуклидный состав и активность гамма-излучателей. Наиболее информативным является пик полного по-

глощения, положение которого на оси абсцисс соответствует энергии регистрируемого гамма-излучения. С ростом размеров детектора доля зарегистрированных импульсов, формирующих ППП, так же, как и отношение пик-комpton, возрастает.

Еще раз обращаем внимание на артефакты, не имеющие прямого отношения к регистрируемому излучению.

Пик 9 на рис. 3.7 – это пик ХРИ от защиты, окружающей детектор, образовавшийся в результате фотоэффекта. Возникновение этого пика иллюстрирует рис. 3.14.

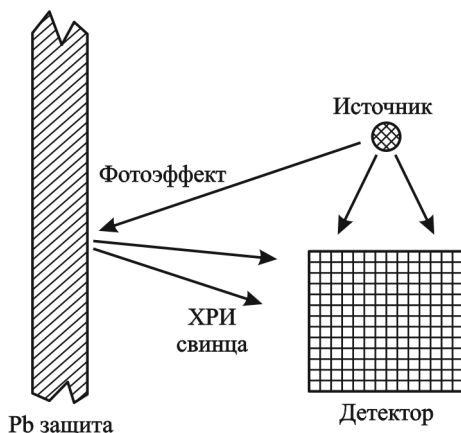


Рис. 3.14. Возникновение характеристического рентгеновского облучения свинца за счет фотоэффекта [3.1]

Нежелательные кванты ХРИ свинца (72 и 74 кэВ) можно «убрать» кадмием, а ХРИ кадмия (23 кэВ) – медью. На рис. 3.15 показана структура трехслойной защиты: Свинцовая защита покрыта тонкими слоями кадмия и меди. Энергия ХРИ меди (примерно 8 кэВ) слишком мала, чтобы создавать проблему при измерениях.

В результате комптоновского рассеяния от материалов защиты возникает асимметричный пик обратного рассеяния в широкой области (см. пояснения к пику 8 рис. 3.7).

Если в результате взаимодействия высокоэнергетического гамма-кванта с защитой или с окружающими материалами образуется электрон-позитронная пара, вышедший из них один аннигиляцион-

ный гамма-квант может быть зарегистрирован детектором (кванты разлетаются в противоположных направлениях). Таким образом, пик $E = 511$ кэВ формируется как по уже упомянутому в описании пика 6 (рис. 3.7) двум механизмам – β^+ распаде, например, ^{22}Na , ^{64}Cu , ^{65}Zn ; и парообразованием в защите от источника, так и за счет третьего механизма – парообразования в защите от фонового космического излучения. Поэтому от идентификации нуклида и определения его содержания по линии 511 кэВ лучше воздержаться.

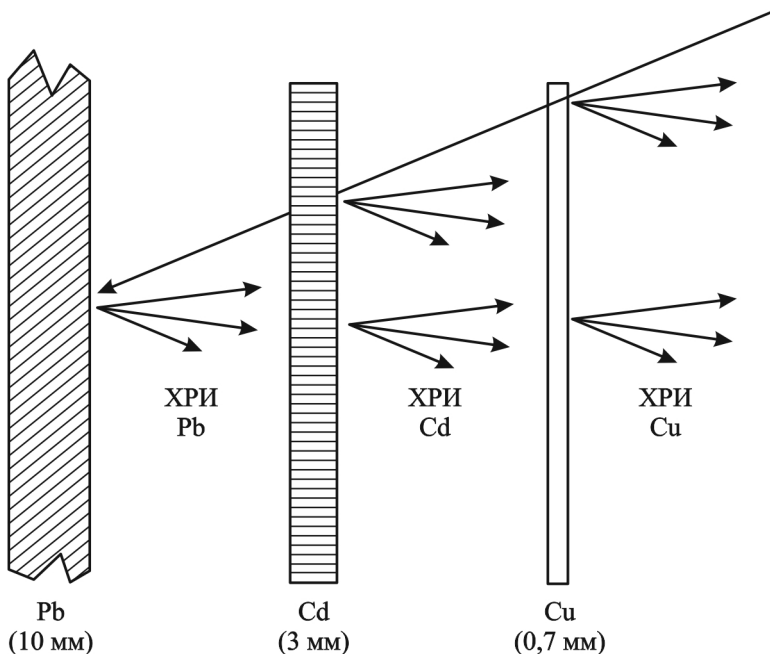


Рис. 3.15. Трехслойная защита при гамма-спектрометрических измерениях [3.1]

При анализе гамма-спектров следует принимать во внимание наличие не только комптоновского континуума, но и континуума, образованного тормозным излучением (это существенно, если энергия β -частиц много больше 1 МэВ). Тормозное излучение увеличивает фон в низкоэнергетической области спектра, в результате чего точность измерений уменьшается (см. рис. 3.16).

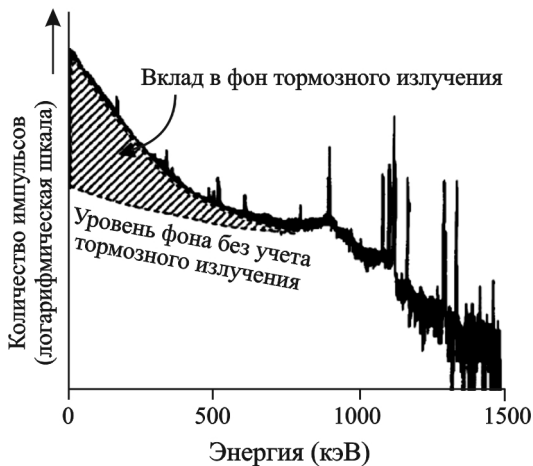


Рис. 3.16. Влияние тормозного излучения бета-частиц ^{32}P (1,711 МэВ) на энергетический спектр. Препарат – облученная биопроба [3.1]

Совершенно исключить влияние тормозного излучения нельзя, но можно окружить источник материалом, поглощающим бета-частицы, либо увеличить расстояние между источником и детектором, либо использовать слой материала с небольшим Z (например, бериллий) для поглощения бета-частиц и низкоэнергетических квантов.

3.3. Эталонные источники гамма-излучения

Эталонные (образцовые) источники используются для поверки и градуировки средств измерений, аттестации методик измерений и контроля правильности измерений фотонного излучения, в том числе с помощью спектрометров. В частности, с их помощью измеряют эффективность и энергетическое разрешение спектрометров, определяют аппаратные формы линии и функции отклика.

В большинстве случаев для перечисленных целей используют закрытые, практически точечные источники с невысокой активностью (в России они называются «образцовыми спектрометрическими гамма-источниками», ОСГИ). ОСГИ представляют собой

плоские алюминиевые кольца диаметром 25 мм и толщиной 3 мм. Радиоактивное вещество в ОСГИ загерметизировано между двумя полиимидными пленками (полиимид – это термостойкий полимер) с общей толщиной 100 ± 10 мкм. Диаметр активной части не более 3 мм. В табл. 3.1 перечислены используемые в ОСГИ радионуклиды и их характеристики.

Таблица 3.1

Образцовые спектрометрические источники гамма-излучения (ОСГИ), поставляемые АО «Изотоп» [3.8]

Основной радионуклид*	Период полураспада**	E γ , кэВ (абсолютная интенсивность, %)**	Номинальная активность*		МЭД, мкЗв/ч
			мКи	кБк	
Натрий-22	2,6027 лет	1274,54 (99,94 %)	0,027 \div 27	1 \div 1000	\leq 35,0
Титан-544	60,0 лет	68,9 (94,4 %) 78,3 (96,2 %) 1157,0 (99,9 %)	0,027 \div 27	1 \div 1000	\leq 3,4
Марганец-54	312,11 дней	834,8 (100 %)	0,027 \div 27	1 \div 1000	\leq 1,4
Железо-55	2,741 года	5,9 (25 %) 6,5 (3,4 %)	0,027 \div 27	1 \div 1000	\leq 0,002
Кобальт-57	271,8 дней	14,4 (9,2 %) 122,1 (85,6 %) 136,5 (10,7 %)	0,027 \div 27	1 \div 1000	\leq 0,17
Кобальт-60	5,271 лет	1173,2 (99,9 %) 1332,5 (100 %)	0,027 \div 27	1 \div 1000	\leq 3,8
Цинк-65	244,06 дней	1115,54 (50,6 %)	0,027 \div 27	1 \div 1000	\leq 1,0
Иттрий-88	106,626 дней	898,0 (94,1 %) 1836,1 (99,4 %)	0,027 \div 27	1 \div 1000	\leq 38,8
Кадмий-109	461,4 дня	88,0 (3,761 %)	0,027 \div 27	1 \div 1000	\leq 0,04
Олово-113	115,09 дней	255,1 (2,1 %) 391,7 (64,9 %)	0,027 \div 27	1 \div 1000	\leq 0,44

Основной радионуклид	Период полураспада	E _γ , кэВ (абсолютная интенсивность, %)**	Номинальная активность		МЭД, мкЗв/ч
			мкКи	кБк	
Барий-133	10,54 лет	81,0 (32,9 %) 276,4 (7,2 %) 302,9 (18,3 %) 356,0 (62,0 %) 383,85 (8,9 %)	0,027÷27	1÷1000	≤ 8,8
Цезий-134	2,0648 года	563,2 (8,4 %) 569,3 (15,4 %) 604,7 (97,6 %) 795,8 (85,5 %)	0,027÷27	1÷1000	≤ 2,5
Цезий-137	30,018 лет	661,7 (85,1 %)	0,027÷27	1÷1000	≤ 10,0
Церий-139	137,641 дней	165,9 (79,9 %)	0,027÷27	1÷1000	≤ 6,3
Европий-152	13,516 лет	121,78÷1408,0	0,027÷27	1÷1000	≤ 2,0
Гадолиний-153	240,4 дней	97,4 (28,0 %) 103,2 (21,1 %)	0,027÷27	1÷1000	≤ 0,2
Висмут-207	32,9 лет	569,7 (97,8 %) 1063,6 (74,6 %)	0,027÷27	1÷1000	≤ 1,3
Торий-228+ дочерние	1,9116 года	84,4÷2614,5	0,027÷27	1÷1000	≤ 0,15
Америций-241	432,6 лет	26,3 (2,4 %) 59,5 (35,8 %)	0,027÷27	1÷1000	≤ 0,04
Америций-243	7379 лет	43,5 (5,9 %) 74,7 (68,2 %)	0,027÷13,5	1÷50	≤ 0,04

* По требованию заказчика могут изготавливаться источники с другими радионуклидами или другими номинальными значениями активности.

МЗА: минимально значимая активность для каждого радионуклида согласно НРБ-99.

МЭД: мощность эквивалентной дозы фотонного излучения на расстоянии 0,1 м.

**Справочные данные: Т.В. Голашвиди, В.П. Чечев, А.А. Лбов, В.М. Куприянов, А.П. Демидов «Справочник нуклидов-2», под ред. В.М. Михайлова, издание второе, М., ЦНИИФТОМИНФОРМ, 2002 г.

Существуют также образцовые источники, содержащие несколько изотопов в одной капсуле. Например, Национальное бюро стандартов США (NBS) выпускает источник SRM-4275, содержащий ^{125}Sb , ^{154}Eu и ^{155}Eu , излучающий 18 хорошо разрешаемых линий в энергетическом диапазоне 27–1275 кэВ с известными интенсивностями, погрешность значений которых менее 1 % [3.7]. В Великобритании для калибровки используют смесь из 12 нуклидов (материалы QCY и QCYK), испускающие гамма-кванты в диапазоне от 59,24 кэВ (^{241}Am) до 1836,05 кэВ (^{88}Y) [3.1]. Аналогичные российские источники, содержащие один или несколько нуклидов, поставляет АО «Изотоп». В качестве примера на рис. 3.17 приведен гамма-спектр образцового источника ^{152}Eu , состоящего из нескольких линий в широком диапазоне энергий [3.10], а на рис. 3.18 – выполненная с помощью такого источника энергетическая калибровка спектрометра (связь энергии гамма-квантов и соответствующих номеров каналов).

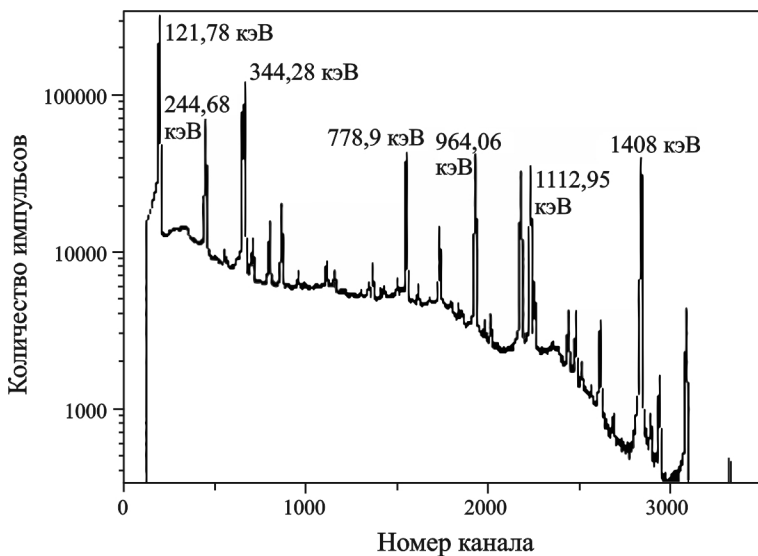


Рис. 3.17. Спектр гамма-излучения ^{152}Eu , измеренный с помощью ППД

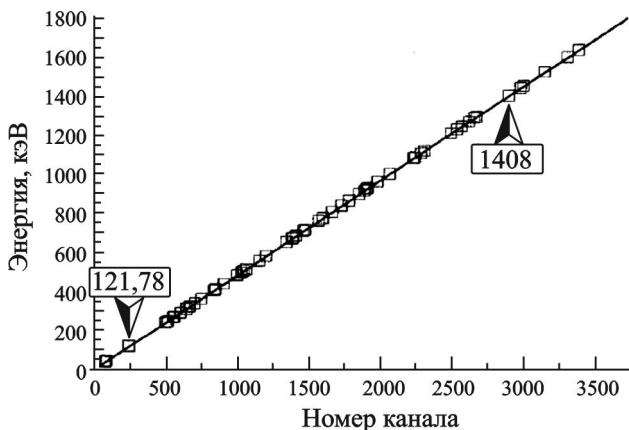


Рис. 3.18. Энергетическая калибровка ППД с использованием источника ^{152}Eu [3.1]

Литература к главе 3

3.1. Gordon R. Gilmore. Practical Gamma-ray Spectrometry. 2-nd Edition. John Wiley & Sons, Ltd. 2008.

3.2. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика: Учебник для вузов. В 2-х т. Т.1. Физика атомного ядра. – 4-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1983. – 616 с.

3.3. Knoll G.F. Radiation detector and measurements. Third edition. Wiley, 2000. – 802 pp.

3.4. Волков Н.Г., Христофоров В.А., Ушакова Н.П. Методы ядерной спектрометрии: Учеб. пособие для вузов. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 256 с.

3.5. The X-ray response of epitaxial GaAs // Alan Owens, M. Bavdaz, S. Kraft, A. Peacock, S. Nenonen, H. Andersson, M.A. Gagliardi, T. Gagliardi, F. Scholze, G. Ulm// J. Appl. Phys., 1999, Vol. 85, № 11, p. 7522

3.6. J. Rittensdorf. Gamma ray spectroscopy. Nucl. Eng. Radiological Sci., Mart, 20, 2007. 44 pp.

3.7. URL: <http://www-personal.umich.edu/~ianrit/gammaspec.pdf>

3.8. Дуглас Райлли (ред). Пассивный неразрушающий контроль ядерных материалов. Пер. с англ. ВНИИА. Часть 1 (гл. 1–14). М.: ВНИИА, 2000. – 437 с.

3.9. Каталог источников В/О «Изотоп». 9 с. www.isotop.ru (2019).

3.10. Мартынюк Ю.Н. Частное сообщение. Спектр ^{152}Eu , измеренный в НПП «Доза» (2018).

Контрольные вопросы к главе 3

1. В чем принципиальное различие между гамма-излучением и характеристическим рентгеновским излучением?

2. Как распределяется энергия гамма-кванта при фотоэффекте?

3. Возможен ли фотоэффект на свободном электроде?

4. Как зависит сечение фотоэффекта от атомного номера вещества?

5. Как ведет себя сечение фотоэффекта вблизи K , L_1 , L_2 ... краев?

6. Почему органические сцинтилляторы неэффективны при регистрации гамма-излучения?

7. Почему энергия комптоновского края всегда меньше энергии пика полного поглощения?

8. Как зависит сечение комптоновского рассеяния от атомного номера вещества?

9. За счет чего образуется ненулевой фон между пиком полного поглощения и комптоновским краем?

10. Как зависит сечение парообразования от энергии гамма-кванта?

11. За счет каких процессов формируется пик аннигиляционного излучения?

12. Может ли энергия пика двойной утечки быть меньше 0,511 МэВ?

13. В чем различие между пиком полного поглощения и фотопиком?

14. За счет чего образуется пик обратного рассеяния?

15. Чему равна сумма энергии пика обратного рассеяния и комптоновского края?

16. Для каких целей изготавливают многослойную защиту детектора?

4.1. Требования к детектору для гамма-спектрометрии

Детектор ионизирующих излучений является главным элементом спектрометра. Для того, чтобы с помощью гамма-спектрометра идентифицировать нуклиды и определять количественные характеристики объектов измерений, детектор должен удовлетворять следующим требованиям:

- Строго однозначная (лучше – прямо пропорциональная) связь между выходным сигналом детектора и поглощенной энергией излучения;
- Высокая эффективность регистрации (высокий коэффициент поглощения излучения);
- Простой механизм сбора сигналов с детектора;
- Наличие средства трансформации сигналов в форму, удобную для их автоматической классификации;
- Энергетическое разрешение, позволяющее идентифицировать и разделять близко находящиеся энергетические пики;
- Высокая стабильность характеристик детектора и его эксплуатационных параметров по отношению к внешним факторам, в том числе стабильность во времени;
- Приемлемые размеры и цена.

Заметим, что кроме первого требования, остальные являются качественными и их следует оценивать в контексте рассматриваемых задач с использованием спектрометров.

Указанные требования предъявляются не только к детекторам, входящих в состав гамма-спектрометров, но и для детекторов альфа-, бета- и нейтронных излучений.

Как отмечено в разделе 1.3, в ядерных технологиях наибольшее распространение получили детекторы, принцип действия которых основан на ионизации гамма-излучением вещества детектора и последующей регистрации образующихся электрических сигналов, зависящих от поглощенной энергии. К подобным детекторам относятся ионизационные и полупроводниковые детекторы. На выходе сцинтилляционного детектора, состоящего из сцинтиллятора и

ФЭУ, через стадию образования фотонов также образуются электрические сигналы.

На рис. 4.1 приведена блок-схема однокристалльного спектрометра с аналоговым спектрометрическим трактом. В настоящей главе речь пойдет только о детекторах и высоковольтных источниках. Остальные компоненты спектрометра будут рассмотрены в главе 5.

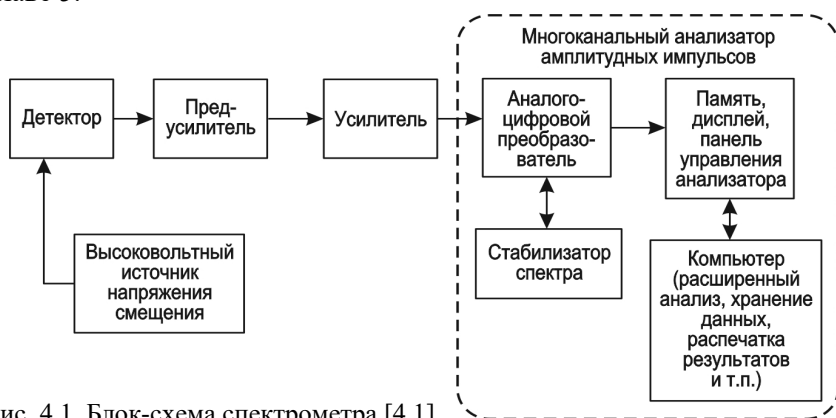


Рис. 4.1. Блок-схема спектрометра [4.1]

Поглощенная детектором энергия гамма-кванта определяет характеристики пика полного поглощения, который формируется, главным образом, за счет фотоэффекта. Сечение фотоэффекта, в свою очередь, сильно зависит от атомных номеров веществ Z , из которых состоит область детектирования, и резко увеличивается с их ростом (см. формулу (3.4) и рис. 3.6).

Подробное описание физических основ работы детекторов приводится в ряде перечисленных во Введении учебных пособий, например, в [В.3, В.16]. Изложение материала в настоящей главе основано на предположении, что читатель в достаточной степени знаком с принципами работы ионизационных камер, ППД и сцинтилляционных детекторов.

4.2. Ионизационные камеры

В чувствительной области ионизационной камеры (ИК) в результате ионизации рабочего вещества образуются электроны и положительные ионы. Средняя энергия, затрачиваемая на образо-

вание пары носителей зарядов в ИК, зависит от газа-наполнителя и составляет примерно 20–30 эВ. В формировании импульса участвуют только электроны, время собирания которых на 3 порядка величины меньше времени собирания ионов. Время собирания электронов определяет временной фронт импульса, возникающего при регистрации излучения, и составляет примерно 1 мкс. Форма фронта импульса определяется формой ИК (как правило, это плоский или цилиндрический конденсатор), а длительность импульса – последующей RC-цепью (см. главу 5). Для исключения влияния на характеристики сигнала места взаимодействия гамма-кванта используется ИК с сеткой.

Применение ионизационных детекторов с газовой чувствительной областью в гамма-спектрометрии неэффективно из-за малой по сравнению с конденсированными средами плотностью газа. Исключением является цилиндрическая ионизационная камера с сеткой, заполненная сверхчистым ксеноном ($Z=54$) под высоким (43–60 атм.) давлением с небольшой (менее 0,5%) добавкой водорода для увеличения скорости дрейфа электронов (*High Pressure Xenon, HPXe*). Решающий вклад в разработку этих детекторов внесен сотрудниками кафедры экспериментальной ядерной физики МИФИ (С.Е. Улин и др.).

Спектрометр на основе HPXe относится к спектрометрам среднего разрешения: энергия образования носителей зарядов в сжатом до плотности $0,5 \text{ г/см}^2$ ксеноне составляет около 20 эВ, а относительное энергетическое разрешение – 2,5 % (наилучший результат – 1,7 %) по линии 662 кэВ (^{137}Cs); широким диапазоном рабочих температур (–20...+100 °C), высокой временной стабильностью и высокой по сравнению с ППД радиационной стойкостью ($>1,5 \cdot 10^{10} \text{ н/см}^2$).

На рис. 4.2 приведены спектры гамма-излучения ^{241}Am , ^{57}Co и ^{137}Cs , измеренные детектором HPXe диаметром 4,5 см и длиной 10 см. Энергетическое разрешение этого детектора примерно в 4–5 раз лучше, чем у NaI(Tl).

На рис. 4.3 сравнивается собственная эффективность HPXe, полупроводникового детектора СРГ и сцинтилляционного на основе NaI. Из приведенных данных следует, что использование HPXe наиболее предпочтительно при энергиях гамма-излучения менее 1 МэВ.

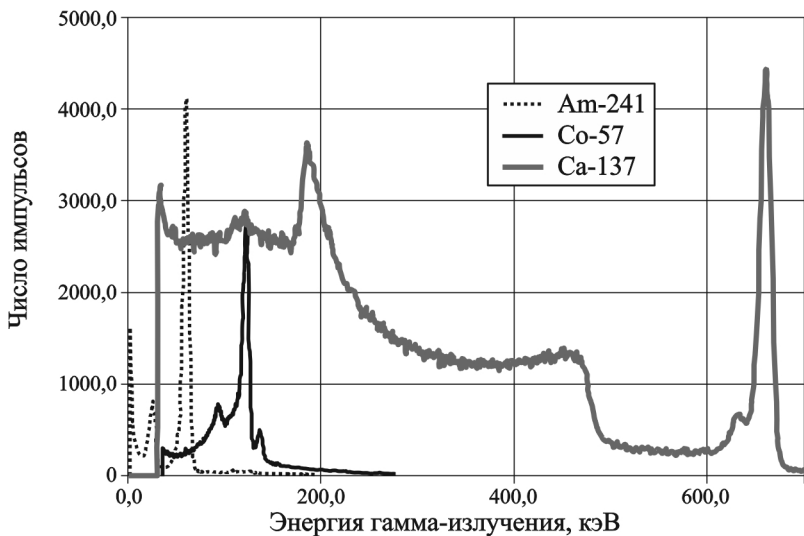


Рис. 4.2. Спектры гамма-излучения трех нуклидов, измеренные с помощью HPGe [4.1]

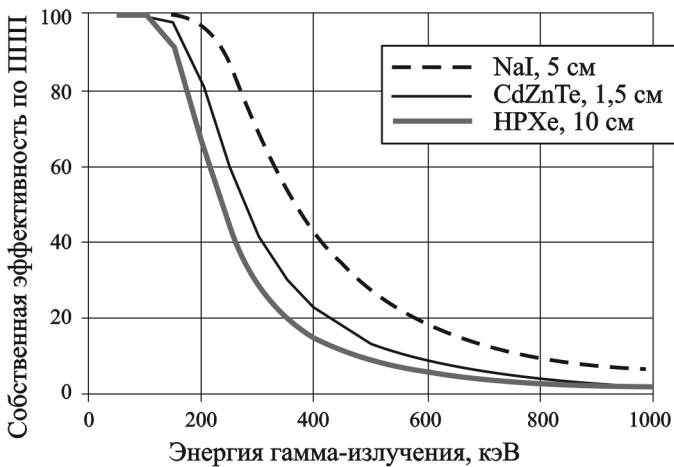


Рис. 4.3. Зависимость собственной эффективности регистрации по пику полного поглощения (ППП) от энергии гамма-излучения для компактного детектора NaI(Tl) толщиной 5 см (пунктирная линия), самого большого детектора СРГ CdZnTe толщиной 1,5 см (тонкая сплошная линия) и детектора HPGe диаметром 10 см (толстая сплошная линия) с плотностью газа $0,4 \text{ г/см}^3$ [4.1]

Детекторы на сжатом ксеноне находят применение в составе портальных мониторов для контроля за перемещением радиоактивных и делящихся материалов и в некоторых других областях. Широкомасштабное производство таких детекторов, в отличие от ППД и сцинтилляционных детекторов, пока не ведется.

4.3. Полупроводниковые детекторы

В полупроводниковых детекторах (ППД) в результате взаимодействия гамма-излучения с веществом образуются носители заряда обоих знаков – электроны и дырки. Последние представляют собой вакантные места в валентной зоне, образовавшиеся после ухода электрона, которым для удобства описания приписывают положительный заряд. Чувствительная область детектора – это обедненная носителями заряда область, искусственно созданная при обратном смещении $p-n$ перехода за счет подключения отрицательного потенциала к p -области и положительного – к n -области. При использовании $p-i-n$ структуры чувствительной является область собственной проводимости (i). На рис. 4.4. приведена схема $p-n$ перехода без приложенного напряжения и в случае обратного смещения с распределением потенциала и зарядов вдоль перехода.

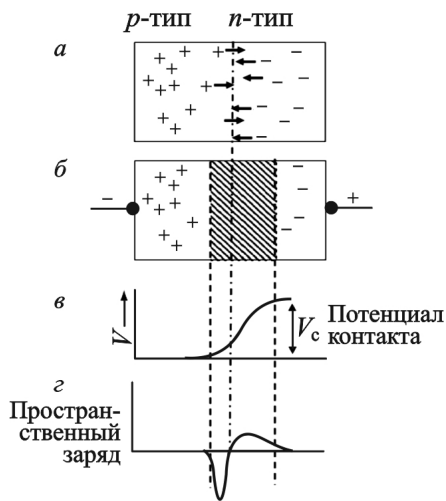


Рис. 4.4. Схема $p-n$ перехода: a – до перераспределения зарядов; $б$ – обедненная область, созданная при перераспределении зарядов с помощью обратного смещения; $в$ – вариация потенциала вдоль перехода; $г$ – вариация пространственного заряда вдоль перехода [4.2]

ионизационной камерой, но в отличие от ИК, при взаимодействии излучения с веществом в ППД регистрируются образовавшиеся электроны и дырки, то есть носители обоих знаков.

Характеристики полупроводников, которые могут быть использованы при детектировании гамма-излучения, приведены в табл. 4.1.

Таблица 4.1

Характеристики полупроводниковых материалов [4.2]

Вещество	Атомный номер	Температура эксплуатации	Ширина запрещенной зоны, эВ*	Энергия образования электронно-дырочной пары, эВ*	Плотность, г/см ³	Подвижность, см ² /(В·с)10 ⁴ *	
						Электроны	Дырки
Si	14	Комнатная температура	1,106	3,62	2,33	0,135	0,048
Ge	32	77К	0,67	2,96	5,32	3,6	4,2
CdTe	48,52	Комнатная температура	1,47	4,43	6,06	0,1	0,008
CdZnTe	48,30,52	Комнатная температура	1,57	4,64	5,78	0,1	0,005–0,008
HgI ₂	80,53	Комнатная температура	2,13	4,22	6,30	0,01	0,0004
GaAs	31,33	Комнатная температура	1,45	4,51	5,35	0,8	0,04

*Данные для Ge-при 77К, для остальных полупроводников при 300 К.

Для того чтобы использовать полупроводниковые материалы для детектирования ионизирующих излучений в спектрометрических измерениях, чувствительная область детектора должна удовлетворять следующим требованиям:

- Для максимизации количества пар носителей, образованных после поглощения единичной энергии чувствительной областью, средняя энергия, расходуемая на создание пары носителей зарядов в полупроводнике, должна быть минимальна.

- Должна отсутствовать рекомбинация и захват носителей зарядов, так как при высокой вероятности рекомбинации величина собранного заряда снижается.

- Необходимы большие и близкие по величине значения подвижности носителей зарядов. Скорость дрейфа носителей пропорциональна их подвижности и напряженности электрического поля. При равенстве подвижностей амплитуда сигнала не будет зависеть от места образования носителей.

- Для снижения вклада флуктуаций тока утечки необходимо наличие большого удельного электрического сопротивления.

Из приведенных в табл. 4.1 характеристик следует, что одним из основных кандидатов для использования в детекторах гамма-излучения является германий (Ge). *Атомная масса* германия равна 32, что свидетельствует о высоком вкладе фотоэффекта в суммарное сечение взаимодействия. Ширина запрещенной зоны (*band gap*) германия при температуре 77 К составляет 0,67 эВ, что существенно ниже, чем у остальных полупроводниковых материалов, представленных в табл. 4.1. *Энергия, затрачиваемая на образование носителей заряда (электронно-дырочной пары), ϵ* – у германия самая низкая из представленных в табл. 4.1. Это означает, что в германии на единицу поглощенной энергии гамма-кванта образуется больше всего зарядов и, следовательно, величина FWHM у германиевого детектора наименьшая (она для Ge-ППД составляет менее 1,8 кэВ по линии 1332 кэВ). Наконец, величины *подвижностей носителей зарядов* (электронов и дырок) у германия максимальные, поэтому временной фронт сигнала с детектора при регистрации гамма-кванта наименьший. Следовательно, германиевый детектор может быть использован и для измерения интенсивных потоков гамма-квантов от высокоактивных источников. Вместе с тем, чем меньше ширина запрещенной зоны, тем больше величина темнового тока, и для его снижения германиевый детектор приходится охлаждать до низких температур.

Несмотря на то, что кремний (Si) является основным элементом для создания электронных компонентов, технологии обращения с

кремнием наиболее развиты и цена кремния – вполне приемлемая, с точки зрения регистрации гамма-излучения его главный недостаток – малый атомный номер. Поэтому кремниевые детекторы используются для регистрации низкоэнергетических фотонов и рентгеновского излучения, но в основном – для измерения энергии заряженных частиц.

Кроме германия и кремния, для измерения энергии гамма-излучения могут быть использованы полупроводниковые соединения (неорганические химические соединения, обладающие полупроводниковыми свойствами), свойства которых определяются дополнительными примесями. В табл. 4.1 присутствуют 4 сложных полупроводниковых материала (CdTe , CdZnTe , GaAs , HgI_2). Сравнение параметров этих соединений позволяет предположить, что теллурид кадмия CdTe , имеющий наименьшую ширину запрещенной зоны, обладает наилучшим энергетическим разрешением, а иодид ртути HgI_2 , обладающий самой широкой зоной, лучше всего подходит для работы при комнатной температуре. Подробно описание и свойства таких соединений приведены в [4.1].

Существует несколько типов ППД, различающихся по технологии получения p - n переходов. В **диффузионных ППД** p - n переход формируют с помощью диффузии донорных или акцепторных примесных атомов в тонкий поверхностный слой полупроводников p - или n -типов. В большинстве случаев исходным материалом служит p -кремний, а донором – фосфор. Эти детекторы работают без охлаждения, а толщина чувствительного слоя у них составляет 0,2–0,5 мм – такая же, как у **поверхностно-барьерных**, в которых p - n переход образуется при окислении протравленной поверхности основного материала кислородом. На образованный таким образом поверхностный p -слой напыляют тонкий слой металла, служащий электродом. Как и у всех ППД, ширина чувствительной области зависит от напряжения смещения. Такие детекторы используют при комнатной температуре. Поверхностно-барьерные детекторы применяются для спектрометрии осколков деления, альфа-частиц и протонов небольших энергий. Из-за малой толщины чувствительной области их емкость велика, а энергетическое разрешение не слишком высоко. **Ионно-имплантированные детекторы** изготавливают путем облучения поверхности кремния пучком ускоренных ионов (ионной имплантации). Кристалл кремния после облучения

ионами бора будет содержать слой материала *p*-типа, сформированный вблизи поверхности. Ионно-имплантированные детекторы могут производиться с тонким входным окном для регистрации альфа- и бета-излучений. **Пассивированные ионно-имплантированные планарные кремниевые детекторы** (*Passivated Implanted Planar Silicon detectors, PIPS*) – продукт современных технологий полупроводников, которые успешно заменяют известные с 60-х годов поверхностно-барьерные детекторы и детекторы с диффузным переходом. Детекторы PIPS (торговое наименование детекторов, изготавливаемых фирмой Canberra) имеют ряд преимуществ перед детекторами старых типов: *p-n* переход находится внутри слоя кремния, а не на его поверхности, поэтому нет необходимости в использовании дополнительной герметизации детекторов. Контакты, сформированные методом ионной имплантации, обеспечивают тонкий, хорошо сформированный переход. Окно детекторов имеет достаточную прочность, что позволяет проводить его дезактивацию. Детекторы имеют существенно меньший ток утечки, существенно меньшую толщину мёртвого слоя (не более 500 Å). Стандартные модели детекторов PIPS допускают отжиг при температурах до 100 °С. Используются эти детекторы в спектрометрии заряженных частиц.

Вследствие высокой подвижности ионов лития в четырехвалентных кристаллах и низкой энергии его ионизации можно создать большие области с проводимостью, близкой к собственной проводимости (*intrinsic, i*). При изготовлении **детекторов с *p-i-n* переходом**, образованным с помощью дрейфа ионов лития, ионы напыляют на полупроводник *p*-типа, затем при повышенной температуре литий диффундирует вглубь образца примерно на 0,1 мм. После этого к переходу прикладывают обратное напряжение смещения, и происходит дрейф ионов лития от *n*-стороны к *p*-стороне, где они компенсируют акцепторные атомы *p*-материала. *Si(Li) кремниевые детекторы с *p-i-n* переходом* применяют в спектрометрии заряженных частиц, пробег которых не укладывается в чувствительном слое поверхностно-барьерных и диффузионных детекторов. Кремниеволитиевые детекторы эксплуатируются при нормальной температуре.

В гамма-спектрометрических измерениях с 1960–70 годов XX века используются Ge(Li) – *германиево-литиевые детекторы с*

p-i-n переходом. Для этих же целей применяются детекторы с *p-i-n* переходом из особо чистого германия (*high purity germanium detector*, HPGe). В кристалле Ge достигнута концентрация электрически активных атомов примесей менее 10^{10} см^{-3} . Эти детекторы в настоящее время получили наибольшее распространение в гамма-спектрометрии для исследования нуклидов с энергией до 10 МэВ. В зависимости от степени очистки германия HPGe детекторы могут обладать собственной проводимостью *n*- или *p*-типов (для низкоэнергетических квантов предпочтительней *n*-тип). Современные технологии позволяют выращивать кристаллы объемом около 1000 см^3 и более, а их эффективность сопоставима или превышает эффективность сцинтиллятора *Nal(Tl)*.

Основными производителями германиевых и кремниевых кристаллов являются фирмы ORTEC (AMETEC), PGT и CANBERRA (Mirion Technologies), выращивающие их методом Чохральского (*Jan Czochralski, 1915*). Остальные компании, выпускающие ППД из Ge, используют кристаллы и другие комплектующие, изготовленные в упомянутых фирмах.

К недостаткам ППД из особо чистого германия относится их невысокая радиационная стойкость. Облучение детекторов из Ge быстрыми нейтронами может приводить к смещению атомов относительно их положений в кристаллической решетке и образованию точечных дефектов (ловушек), состоящих из вакансий и междузельного атома (пары Френкеля). Ловушки ухудшают энергетический спектр, так как захватывают образующиеся при регистрации излучений заряды. Неполное собирание заряда ведет, в частности, к появлению хвоста с низкоэнергетической стороны пика и, следовательно, к ухудшению энергетического разрешения. Сказанное относится и к разработанным ранее германиево-литиевым детекторам. На рис. 4.5 показана трансформация спектра гамма-излучения ^{60}Co при облучении Ge(Li) детектора *n*-типа высокого разрешения быстрыми нейтронами. Видно, что с ростом флюенса нейтронов существенно ухудшается энергетическое разрешение, искажается форма пика, а сами пики смещаются влево по шкале энергии.

В табл. 4.2 приведены минимальные значения флюенсов быстрых нейтронов, превышение которых ведет к деградации свойств ППД [4.2].

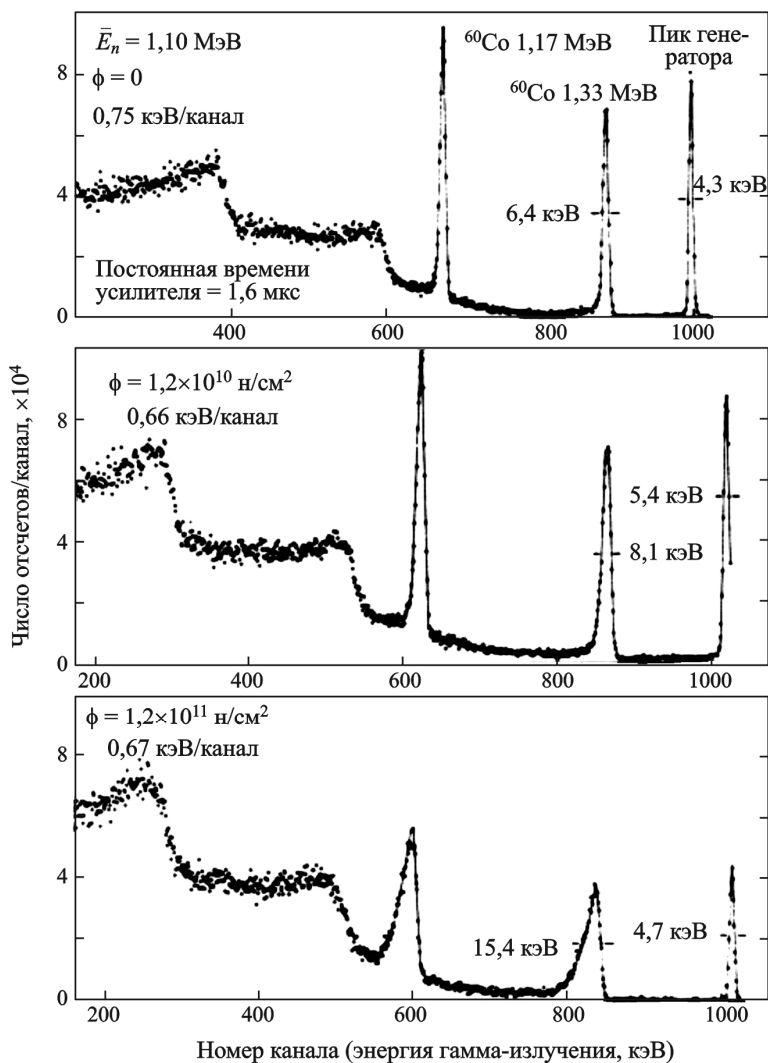


Рис. 4.5. Влияние облучения быстрыми нейтронами Ge(Li) ППД высокого разрешения на качество гамма-спектра ^{60}Co . \bar{E}_n – средняя энергия нейтронов, Φ – флюэнс, н/см²

Как следует из табл. 4.2, детекторы, использующие полупроводники *n*-типа, более устойчивы к воздействию нейтронов, чем изго-

товленные из материала *p*-типа. Качественно различие в радиационной стойкости объясняется следующим образом. Дефекты распределены равномерно по всему объему детектора, в то время как гамма-квант будет скорее всего взаимодействовать с веществом чувствительной области вблизи поверхности кристалла. Поэтому дырка в полупроводнике *p*-типа в среднем будет проходить большее расстояние до центрального отрицательного электрода, чем электрон до положительного, расположенного на поверхности. Это означает, что вероятность захвата дырки дефектом будет выше, чем электрона.

Таблица 4.2

Значения минимальных потоков быстрых нейтронов, приводящих к ухудшению свойств полупроводниковых детекторов [42]

Тип детектора	Относительная эффективность, %	Пороговый флюенс быстрых нейтронов, $n \cdot \text{см}^{-2}$
<i>p</i> -тип	20	$2 \cdot 10^8$
<i>p</i> -тип	70	$1 \cdot 10^7$
<i>n</i> -тип	30	$4 \cdot 10^9$
<i>n</i> -тип	70	$1 \cdot 10^8$
Планарный	–	$1 \cdot 10^9$

В детекторе на основе полупроводника *n*-типа ситуация будет обратной, так как в нем электрон должен пройти до центрального положительного электрода большее расстояние, чем дырка до отрицательного электрода на поверхности. Но захват электрона не так критичен, как захват дырки. К тому же, подвижность электронов больше подвижности дырок (см. табл. 4.1), поэтому электроны двигаются к электроду быстрее и время собирания заряда меньше.

Из-за большего среднего расстояния от места рождения заряда до электрода большие ППД более восприимчивы к облучению, чем маленькие.

Дефекты, вызванные нейтронами, можно «отжечь», нагревая детектор *p*-типа до 120 °С в течение 1 недели, а *n*-типа – до 100 °С в течение 24 ч. После отжига характеристики детекторов (особенно из полупроводников *p*-типа) могут немного ухудшиться.

Недостатком HPGe-детекторов является то, что во время измерений их необходимо охлаждать до 77 К (температура кипения жидкого азота, LN₂). Более того, разработанные гораздо раньше, чем HPGe, Ge(Li) детекторы должны постоянно находиться в охлажденном состоянии во избежание нежелательной диффузии ионов лития.

Современные технологии позволяют поддерживать требуемую температуру ППД не только с помощью жидкого азота, но и используя электрическое охлаждение на основе теплового цикла Стирлинга или аналогичных циклов. Например, фирма ORTEC производит электромеханические охладители серии X-COOLER, которые понижают температуру детекторов до минус 185...195 °С и совместимы со всеми германиевыми ППД производства ORTEC, При электроохлаждении производитель гарантирует, что ухудшение энергетического разрешения коаксиального детектора для энергий ниже 500 кэВ не превышает 10 % по сравнению со значениями FWHM, указанными в каталоге, а у планарного детектора – не более 20 % по сравнению с данными из каталога детекторов; для энергий выше 500 кэВ ухудшение разрешения не наблюдается. Фирма CANBERRA, входящей с 2016 г. в состав Mirion Technologies, выпускает электрическую систему охлаждения для блоков детектирования высокого разрешения – Cryo-Pulse 5 Plus. В интегральные криостаты с данной системой охлаждения могут быть смонтированы любые детекторы, при этом производитель гарантирует сохранность основных характеристик детекторов.

4.4. Сцинтилляционные детекторы

Для регистрации ионизирующих излучений сцинтилляционные детекторы используются практически со становления экспериментальной ядерной физики. До появления ППД «стандартным» детектором гамма-излучения являлся кристалл NaI(Tl) с фотоэлектронным умножителем (ФЭУ). На рис. 4.6 приведена схема сцинтилляционного детектора.

Чувствительный объем сцинтилляционного детектора – это *сцинтиллятор* – вещество, испускающее под действием заряженных частиц кванты видимого или ультрафиолетового энергетических диапазонов.

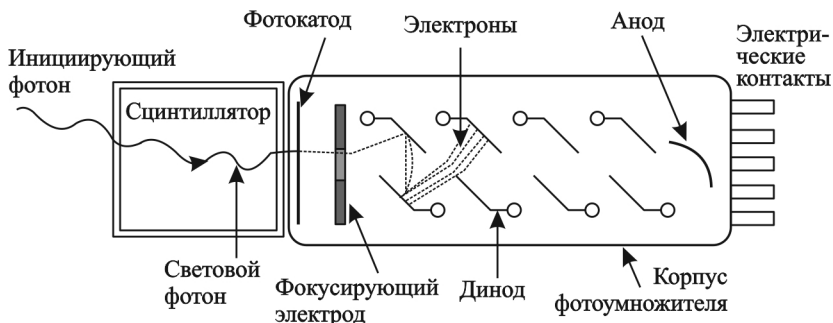


Рис. 4.6. Схема сцинтилляционного детектора

Взаимодействие гамма-излучения с веществом сцинтиллятора (фотоэффект, комптоновское рассеяние и образование пар) приводит к появлению электронов отдачи в чувствительной области детектора, которые инициируют свечение сцинтиллятора. В результате взаимодействия нейтронов с веществом сцинтиллятора также образуются заряженные частицы: ядра отдачи (например, протоны) или продукты ядерной реакции (альфа-частицы, протоны), передающие электронам свою энергию при ионизационном торможении. Корпускулярное излучение (α - и β -частицы) при торможении в среде также передает энергию электронам.

Упрощенная схема появления отклика сцинтилляционного детектора при регистрации гамма-излучения выглядит следующим образом:

- (1) Энергия гамма-кванта вследствие взаимодействия с веществом сцинтиллятора передается первичным электронам;
- (2) Поглощение энергии электрона или ее части ведет к возбуждению центров свечения, снимаемое испусканием фотонов видимого или ультрафиолетового энергетических диапазонов, обычно 300–700 нм;
- (3) Фотоны, испущенные сцинтиллятором, достигают фото катода ФЭУ;
- (4) На фотокатоде энергия фотона конвертируется в электроны, покидающие фотокаатод;
- (5) Умножение количества фотоэлектронов осуществляется при последовательном прохождении динодов ФЭУ;
- (6) На аноде ФЭУ формируется импульс тока.

Для использования в гамма-спектрометрии сцинтиллятор должен обладать следующими свойствами

- Эффективно поглощать гамма-излучение (на практике это означает, что сцинтиллятор должен иметь большие величины плотности и эффективного атомного номера).
- Образовывать значительное число фотонов, однозначно связанное с величиной поглощенной энергией гамма-кванта.
- Быть прозрачным для испускаемых фотонов.
- Иметь небольшое время высвечивания для обеспечения высокой скорости счета.
- Иметь показатель преломления близким к показателю используемого в ФЭУ стекла (примерно 1,5) для исключения потерь в местах соединения сцинтиллятора с входным окном ФЭУ.

4.4.1. Характеристики сцинтилляторов

Сцинтиллятор представляет собой люминесцентный материал, находящийся в твердом, жидком или газообразном агрегатном состоянии. В отличие от чувствительной области полупроводникового детектора, сцинтиллятор является не полупроводником, а изолятором.

По составу вещества сцинтилляторы подразделяются на неорганические и органические, различающиеся, помимо всего прочего, механизмами высвечивания. Если в органических сцинтилляторах процесс высвечивания определяется люминесценцией отдельных молекул (и поэтому используемые органические вещества обладают свойствами сцинтиллятора в любом агрегатном состоянии), то механизм люминесценции неорганических сцинтилляторов определяется появлением в кристалле вследствие поглощения излучения связанных электронно-дырочных пар (экситонов). Поэтому сцинтилляционные свойства неорганического кристалла исчезают, например, при его растворении.

Для увеличения количества испущенных фотонов (световыхода сцинтиллятора) к его основному веществу добавляют активаторы – небольшие количества примесей. Например, активатором для NaI является талий (Tl). Для сцинтилляторов подбирают оптимальное количество активатора, при котором световыход максимален.

К основным характеристикам сцинтиллятора относятся:

Конверсионная эффективность (КЭ) – это отношение энергии фотонов (энергии световой вспышки), $\epsilon_{\text{св}}$, к поглощенной в сцинтилляторе энергии частицы, E .

$$\eta_k = \frac{\epsilon_{\text{св}}}{E} = \frac{N_{\phi} h\nu}{E}, \quad (4.1)$$

где N_{ϕ} – количество фотонов с энергией $h\nu$ (средняя энергия одного фотона).

В идеальном сцинтилляторе КЭ не зависит от энергии и вида регистрируемых частиц, то есть является постоянной величиной. В этом случае, как следует из (4.1), интенсивность световой вспышки прямо пропорциональна энергии, потерянной частицей в сцинтилляторе.

В действительности конверсионная эффективность зависит от удельных потерь энергии, dE/dx , которая, в свою очередь, определяется типом частицы и ее характеристиками.

Световыход – это полное число фотонов, возникающих в сцинтилляторе при попадании в него частицы с энергией E :

$$L = \alpha = N_{\phi} = \int_0^E \alpha_E dE, \quad (4.2)$$

где $\alpha_E = \frac{dL}{dE}$ – удельный световыход – число фотонов, возникающих в сцинтилляторе при поглощении в нем частицы с единичной энергией.

Тогда из (4.1) и (4.2) следует, что

$$\eta_k = \frac{h\nu}{E} \int_0^E \alpha_E dE. \quad (4.3)$$

Световыход имеет то же значение, что и количество носителей зарядов в ионизационных и полупроводниковых детекторах.

Время высвечивания сцинтиллятора

В первом приближении вспышка света от сцинтиллятора, образующаяся при поглощении энергии, затухает по экспоненциальному закону:

$$I(t) = I_0 e^{-t/\tau}, \quad (4.4)$$

где I_0 – амплитуда световой вспышки, τ – время высвечивания (время, за которое интенсивность свечения сцинтиллятора снижается в e раз).

Амплитуда вспышки зависит от энергии, поглощенной сцинтиллятором: чем больше величина поглощенной энергии, тем больше амплитуда. Время высвечивания определяется типом сцинтиллятора, его внутренними характеристиками и процессами, протекающими во время преобразования энергии ионизирующего излучения в оптические фотоны. Идеальный сцинтиллятор должен обладать как можно меньшим временем высвечивания, так как фронт импульса напряжения, возникающий при регистрации излучений, определяется именно временем высвечивания. Поэтому время высвечивания сцинтиллятора аналогично времени сбора зарядов в ионизационных и полупроводниковых детекторах.

Хотя простое выражение для временной зависимости интенсивности вспышки (4.4) приемлемо в большинстве случаев, более точно зависимость описывается суммой двух экспонент:

$$I(t) = Ae^{-\frac{t}{\tau_f}} + Be^{-\frac{t}{\tau_s}}, \quad (4.5)$$

где индексы f и s при величине времени высвечивания τ означают быстрый и медленный компоненты, соответственно (*fast, prompt* – быстрый компонент; *slow, delayed* – медленный компонент). Относительные величины A и B зависят от материала сцинтиллятора. Как правило, быстрый компонент доминирует.

Другие физические и физико-химические характеристики (плотность, элементный состав, гигроскопичность, температура плавления, механические свойства) также определяют область использования того или иного сцинтиллятора.

Так же, как и в случае ППД, для регистрации гамма-излучения необходимо использовать сцинтилляторы с как можно большим средним атомным номером. Это означает, что в гамма-спектрометрии наиболее часто используют неорганические сцинтилляторы. Самый известный среди них – уже неоднократно упоминаемый йодид натрия, активированный таллием: NaI(Tl).

В табл. 4.3 приведены характеристики неорганических сцинтилляторов, используемых для детектирования гамма-излучения. Кро-

ме упомянутых выше характеристик сцинтилляторов, в таблице представлены важные для практического использования параметры: плотность сцинтиллятора, длина волны фотона, соответствующая моде распределения (WL), показатель преломления (RI), доля излучения, испускаемого через 6 мс после начала вспышки (*After glow*), гигроскопичность и $FWHM$.

Как следует из табл. 4.3, наилучшим энергетическим разрешением (2,7% по линии 662 кэВ) обладает выпускаемый компанией *Saint-Gobain Crystals* под торговой маркой *BrillanCe380* (сокращенно – В380) сцинтиллятор бромида лантана, активированного церием: $LaBr_3(Ce)$.

На рис. 4.7 приведены гамма-спектры, измеренные в одинаковых условиях кристаллами NaI и В380 одинаковых размеров. Видно, что кристалл В380 эффективней классического йодида натрия. К преимуществам В380 можно отнести также высокую термостабильность. Однако В380 обладает собственной внутренней активностью, обусловленной наличием нестабильного изотопа ^{138}La и загрязнением ^{227}Ac , что наряду с сильной анизотропией температурного коэффициента линейного расширения являются существенными недостатками этого сцинтиллятора.

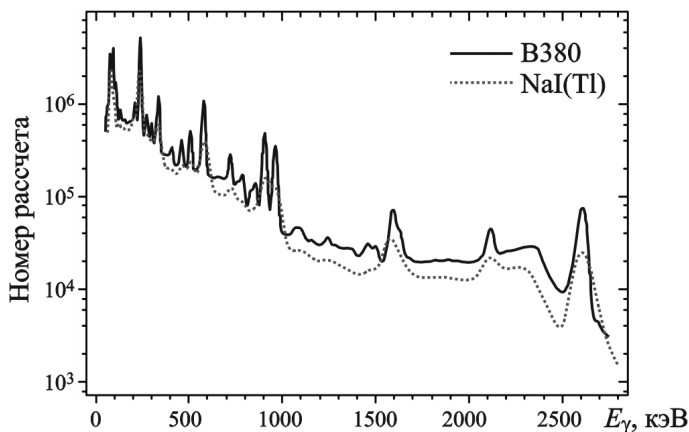


Рис. 4.7. Спектр ториевого источника, измеренный в идентичных условиях сцинтилляторами NaI(Tl) и В380 – $LaBr_3(Ce)$ [4.4]

Таблица 4.3

Характеристики неорганических сцинтилляторов, используемых для спектрометрии гамма-излучения [4.2]

Сцинтиллятор	Активатор	Обозначение	Плотность, г/см ³	WL, Нм*	Время выветчивания, нс	RI**	RCE, %***	Послесвечение, %****	Гигроскопичность	FWHM, %,*****
Йодид натрия	Tl	NaI(Tl)	3,67	415	230	1,85	100	0,3–5,0	Да	7,0
Йодид цезия	Tl	CsI(Tl)	4,51	550	1000	1,79	45	0,5–5,0	Да	–
	Na	CsI(Na)	4,51	420	630	1,84	85	0,5–5,0	Слабая	7,5
Фторид цезия	–	CsF	4,64	390	3–5	1,48	5–7	0,003–0,060	Слабая	–
Фторид кальция	Eu	CaF ₂ (Eu)	3,18	435	940	1,47	50	<0,3	Да	–
Фторид бария	–	BaF ₂	4,88	310	630+0,6	1,50	16+5	–	Нет	–
Германат висмута		BGO	7,13	480	300+60	2,15	15–20	0,005	Нет	>10
Вольфрамат кадмия		CdWO ₄	7,90	540	5000	2,3	40	0,10	Нет	–
Хлорид лантана	Ce	LaCl ₃ (Ce)	3,79	350	28	1,9	130	–	Да	3,8
Бромид лантана	Ce	LaBr ₃ (Ce)	5,29	380	16	1,9	160	–	Да	2,7
Силикат гадолиния	Ce	GSO	7,13	430	30–60	1,85	20	–	Нет	–
Ортосиликат лютеция	Ce	LYSO	7,15	420	40–45	1,82	40–75	–	Нет	<12
Иттриево–алюминиевый перовскит	Ce	YAP	5,37	347	28	1,94	40	–	Нет	–

*Длина волны, соответствующая моде эмиссионного спектра.

**Показатель преломления.

***Конверсионная эффективность в процентах от конверсионной эффективности NaI(Tl).

****Доля фотонов, испущенных через 6 нс после начала флуоресценции.

*****Величина FWHM определена по линии 661,6 кэВ (¹³⁷Cs).

Сцинтиллятор BGO (германат висмута, $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) – относительно новый материал, синтезированный в 80-х годах XX века. Он отличается высокой ($7,12 \text{ г/см}^3$) плотностью и, следовательно, гораздо более эффективен, чем йодид натрия (90 % гамма-квантов с энергией 150 кэВ поглощаются слоем BGO толщиной всего 2,3 мм) и высокой радиационной стойкостью (более 5×10^4 Гр). Однако к недостаткам германата висмута относятся малый световыход и плохое разрешение.

Одним из перспективных сцинтилляционных материалов является ортосиликат лютеция, легированный церием (LYSO) [4.5]. Этот сцинтиллятор имеет сходные с BGO характеристики по энергетическому разрешению – от 7 до 11 % по линии 662 кэВ. Плотность и эффективный атомный номер кристаллов LYSO также близки к характеристикам кристаллов BGO и, соответственно, сцинтилляторы LYSO имеют близкую, хотя и несколько большую, эффективность регистрации по сравнению с кристаллами BGO.

Отличительной особенностью сцинтиллятора LYSO в сравнении с кристаллами NaI(Tl) и BGO является существенно меньший температурный коэффициент светового выхода ($0,28 \text{ \%}/^\circ\text{C}$). Это свойство важно для гамма-спектрометров, применяемых вне лабораторных помещений. Но основным преимуществом кристаллов LYSO перед NaI(Tl) и BGO является малое время высвечивания – 45 нс по сравнению с 230 нс и 300 нс для NaI(Tl) и BGO, соответственно. Основной недостаток кристаллов LYSO – высокая собственная радиоактивность, обусловленная наличием изотопа ^{176}Lu .

Если сцинтилляционные детекторы находятся в полях ионизирующих излучений, их свойства (в первую очередь, световыход) с увеличением поглощенной дозы ухудшаются. В табл. 4.4 приведены значения доз, вызывающих снижение световыхода у распространенных сцинтилляторов.

Таблица 4.4

Радиационная стойкость неорганических сцинтилляторов [4.6]

Кристалл	PbWO_4	NaI(Tl)	CsI(Tl)	BGO	CdWO_4	LuAG-Pr	BaF_2	LaBr_3
Доза, Гр	$> 2 \cdot 10^4$	$> 10^3$	$> 2 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^4$	$> 10^3$	10^5	10^5	10^5

Следует отметить, что постоянно разрабатываются сцинтилляторы с улучшенными по сравнению с предшественниками свойствами. Информацию о новинках можно найти у производителей и поставщиков (см., например, [4.7]).

4.4.2. Фотоэлектронные умножители

Фотоны, испущенные сцинтиллятором, попадают на фотокатод фотоэлектронного умножителя (ФЭУ), *photomultiplier tube, PMT* – электровакуумного прибора, в котором поток электронов, эмитируемый фотокатодом под действием оптического излучения, усиливается в умножительной системе в результате процесса вторичной электронной эмиссии. Наиболее распространены ФЭУ, в которых усиление электронного потока осуществляется при помощи нескольких специальных электродов изогнутой формы – динодов, обладающих коэффициентом вторичной эмиссии больше 1. Для фокусировки и ускорения электронов на анод и диноды подаётся высокое напряжение (600–3000 В). Иногда также применяется магнитная фокусировка или фокусировка в скрещенных электрическом и магнитном полях. На рис. 4.8 схематически изображено устройство ФЭУ и способ его подключения к источнику питания.

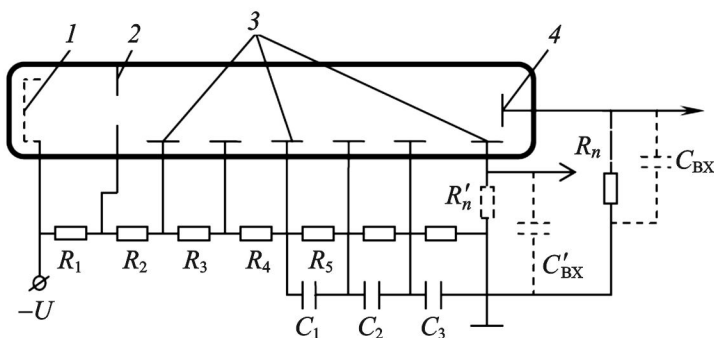


Рис. 4.8. Устройство и схема включения ФЭУ:

1 – фотокатод; 2 – фокусирующая система; 3 – диноды; 4 – анод

Для работы ФЭУ на диноды с помощью делителя $R_1 \dots R_7$ подается последовательно возрастающее напряжение. Полярности сигналов, снимаемых с анода (R_n) и с последнего динода (R'_n) противо-

положны. Форма импульса определяется временем высвечивания сцинтиллятора и постоянной времени $R_n C_{ВХ}$ (см. главу 5).

Фотокатоды ФЭУ изготавливают из полупроводников на основе соединений элементов I или III группы с элементами V группы Периодической системы. Например, встречаются бищелочные фотокатоды (*bialkali*, K-Cs-Sb); бищелочные фотокатоды, легированные рубидием (*rubidium bialkali*, Rb-Cs-Sb); мультищелочные фотокатоды (*multialkali* S20, Na-K-Cs-Sb) и др.

Полупрозрачные фотокатоды обычно наносят на внутреннюю поверхность входного окна стеклянного баллона ФЭУ. Для изготовления дискретных динодов используют Cs_3Sb , сплавы CuBe, CuAlMg, и др. Материал входного окна ФЭУ определяет его рабочий спектральный диапазон. Традиционно применяются боросиликатные, кварцевые и др. стекла [4.8].

К основным параметрам ФЭУ относятся:

- световая анодная чувствительность (отношение анодного фототока к вызывающему его световому потоку при номинальных потенциалах электродов);

- спектральная чувствительность фотокатода (должна в наибольшей мере соответствовать спектру испускаемых сцинтиллятором фотонов).

- темновой ток (ток в анодной цепи при отсутствии светового потока);

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

- коэффициент усиления ФЭУ $k = q\sigma^n$, где σ – коэффициент вторичной эмиссии, n – число динодов, q – множитель, учитывающий неполное собиране электронов с фотокатода на первый динод ФЭУ.

Существует большое количество вариантов ФЭУ, использующих различные конструкционные материалы. Однако далеко не все ФЭУ используются в спектрометрии. Перечислим основные требования к спектрометрическим ФЭУ.

- Высокий квантовый выход и однородность по площади чувствительности фотокатода;

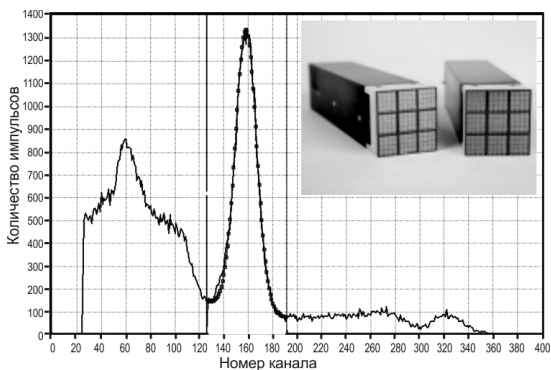
- Эффективность фокусировки (множитель q) близка к единице;

- Линейная зависимость амплитуды выходного импульса ФЭУ от количества фотонов, поступивших на фотокатод;
- Отсутствие перегрузок ниже заданной интегральной скорости счета;
- Температурная и временная стабильность коэффициента усиления ФЭУ;
- Малый уровень шумов.

Кремниевые ФЭУ представляют собой альтернативу твердотельным лавинным фотодиодам, а также традиционным стеклянным ФЭУ в широком круге задач, предъявляющих повышенные требования к высокой чувствительности и регистрации слабых световых сигналов в диапазоне длин волн от 300 до 1000 нм. Данные детекторы широко известны под общим названием «кремниевые фотоумножители» (Si-ФЭУ, MAPD, MPPC, SiPM, G-APD и т.д.) и так же, как и традиционные ФЭУ, используется в спектрометрии. Приоритет создания кремниевых ФЭУ принадлежит советским ученым из Института ядерных исследований АН СССР [4.9], а название «кремниевые фотоумножители» в 1993 г. предложено профессором МИФИ Б.А. Долгошеиным.

Кремниевый ФЭУ – это блок лавинных фотодиодов, функционирующих в гейгеровском режиме и состоящий из одинаковых независимых ячеек, на выходе каждой из которых в случае попадания фотона появляется единичный сигнал, а на выходе SiФЭУ – их сумма, пропорциональная поглощенной энергии образовавшихся фотонов. На рис. 4.9 приведен фрагмент гамма-спектра ^{22}Na ,

Рис. 4.9. Спектр ^{22}Na , измеренный с помощью кремниевого ФЭУ со сцинтиллятором LYSO с размерами $6 \times 6 \times 15$ мм, и фотографии кремниевых ФЭУ. Энергетическое разрешение спектрометра 12,8 %



измеренного сцинтиляционным детектором из ортосиликата лютеция (LYSO) с кремниевым ФЭУ. Справа на этом же рисунке размещено изображение кремниевого ФЭУ.

4.5. Выбор детектора

Выбор детектора для спектрометра гамма-излучений не может быть обусловлен его единственной характеристикой, а должен основываться на оптимальных решениях конкретных спектрометрических задач.

Рассмотрим некоторые критерии выбора.

Энергетическое разрешение. Основная задача спектрометрических измерений – нахождение характеристик источника, включающих его радионуклидный состав и активность каждого нуклида. Если энергетические линии спектра гамма-излучения расположены близко друг к другу, задача идентификации радионуклидов может быть решена только с помощью детектора с хорошим энергетическим разрешением. При использовании такого детектора: (1) пик полного поглощения определяется точнее; (2) снижается вероятность перекрытия пиков, осложняющего обработку спектра для идентификации нуклидов; (3) проще учитывается фон, всегда мешающий измерениям; (4) снижается интерференция от комптоновского рассеяния на малые углы.

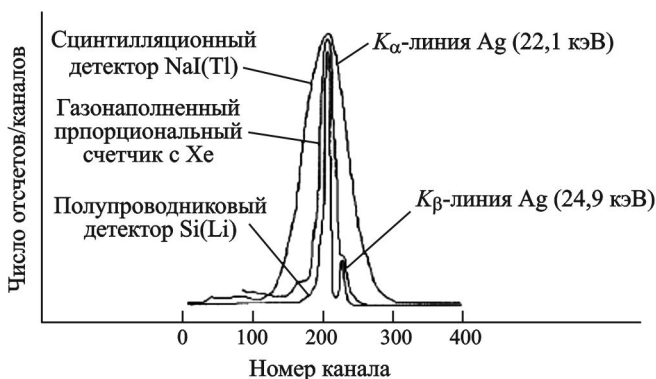


Рис. 4.10. Спектр первичного рентгеновского излучения серебра, измеренный с помощью сцинтиляционного детектора NaI(Tl), газонаполненного счетчика и Si(Li) детектора [4.10]

На рис. 4.10 приведен фрагмент спектра рентгеновского излучения, измеренного с помощью газонаполненного, полупроводникового и сцинтилляционного спектрометров. Как следует из рис. 4.10, рядом расположенные линии 22,1 и 24,9 кэВ хорошо разрешаются только с помощью кремниевого ППД. Если требуется идентифицировать гамма-излучающие нуклиды, источником которых является облученное ядерное топливо или газо-аэрозольный выброс из действующего реактора, полупроводниковым детекторам в настоящее время альтернативы нет.

Как уже отмечали, полуширина пика полного поглощения, а, следовательно, и энергетическое разрешение спектрометра, зависит от флуктуации количества носителей заряда, образовавшихся при взаимодействии излучения с веществом, флуктуации числа собранных носителей и от электронных шумов.

В высококачественных спектрометрах определяющим фактором является флуктуация числа носителей заряда, образованных при поглощении энергии частицы, так как вклад других факторов можно минимизировать теми или иными способами.

Количество пар носителей зарядов, образующихся в детекторе, определяется как $n = \frac{E}{\epsilon}$, где E – энергия, поглощенная в чувствительной области детектора; ϵ – энергия, необходимая на образование пары носителей. В случае, если n описывается распределением Пуассона,

$$\sigma_n = \sqrt{n} = \sqrt{\frac{E}{\epsilon}}. \quad (4.6)$$

Тогда $\text{FWHM} = 2,355 \sigma_E$, где $\sigma_E = \epsilon \sigma_n$ – величина стандартного отклонения в энергетических единицах. Для германия энергия образования пары носителей равна $\epsilon = 2,96$ эВ, поэтому расчет дает, что при регистрации гамма-кванта 1332,5 кэВ (^{60}Co) $\text{FWHM} = 4,67$ кэВ. Однако экспериментально определенная величина FWHM при измерении высококачественным Ge детектором, составляет всего около 1,8 кэВ. Это означает, что предположение о полной независимости актов ионизации чувствительной области детектора, лежащее в основе гипотезы о пуассоновском распределении числа носителей заряда, неверно. Причина такого расхождения состоит в том, что часть энергии, поглощенная германием, идет

на возбуждение фононов, которое трансформируется в тепловую энергию. Это явление учитывается коэффициентом, который называется фактором Фано F [4.11].

$$\text{FWHM (кэВ)} = 2,355\sqrt{F\epsilon E} \approx 0,128\sqrt{FE} \text{ (кэВ)}. \quad (4.7)$$

В табл. 4.5 приведены значения факторов Фано для некоторых детекторов [4.12], а в табл. 4.6 - значения наилучшего энергетического разрешения для некоторых детектирующих сред.

Таблица 4.5

Значения факторов Фано

Детектор	Si	Ge	GaAs	алмаз	Ar	Xe	NaI(Tl)
F	0,115	0,13	0,12	0,08	0,20	0,21	1

Таблица 4.6

Теоретическое энергетическое разрешение некоторых детекторов [4.17]

Детектирующая среда	Средняя энергия образования пары носителей, эВ	Энергетическое разрешение по линии 300 кэВ (без учета дисперсии сбора носителей и шумов), кэВ	Энергетическое разрешение по линии 1332 кэВ (без учета дисперсии сбора носителей и шумов), кэВ
Ge	2,96	0,86	1,6
Газ	30	2,73	**)
NaI	*)	22,6	30

* В сцинтилляторах образованный заряд измеряется непрямым путем.

** Для измерений высокоэнергетических гамма-квантов газонаполненные камеры неэффективны.

Данные табл. 4.6. свидетельствуют о том, что наилучшим энергетическим разрешением обладает германиевый детектор, и с этой точки зрения он не имеет конкурентов в широком энергетическом диапазоне. Это утверждение также иллюстрирует рис. 4.11, где приведены измеренные различными детекторами низкоэнергетические области спектров плутония высокого выгорания, содержащего 64 % ^{239}Pu . Энергетическое разрешение используемых детекторов

измерено по линии 662 кэВ и составляло 7 % для NaI(Tl), 3,2 % для CdZnTe, 0,6 % для CdTe и 0,2 % для Ge. Собственные эффективности по пику полного поглощения линии 122 кэВ у первых трех используемых детекторов одинаковы и приняты за единицу, а у германиевого составляет 0,78 [4.1].

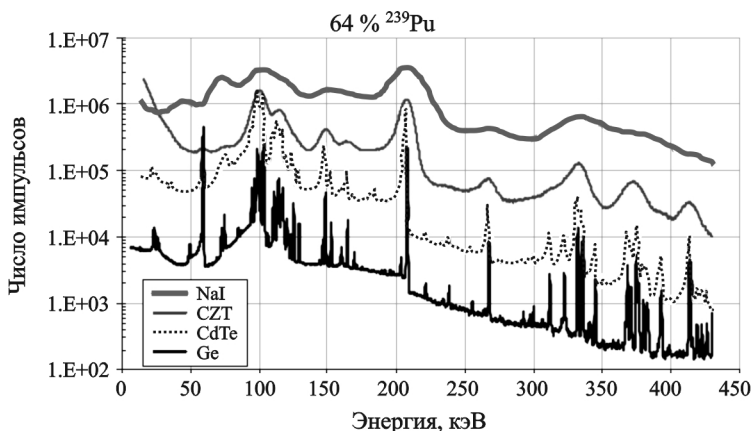


Рис. 4.11. Спектры гамма-излучения плутония высокого (64 %) выгорания, измеренные с помощью детектора NaI(Tl) объемом $5 \text{ см}^2 \times 5 \text{ см}$ и твердотельных детекторов CZT (CdZnTe) объемом $2,3 \text{ см}^2 \times 1,5 \text{ см}$, CdTe объемом $1,2 \text{ см}^2 \times 0,3 \text{ см}$ и планарного Ge-детектора объемом $5 \text{ см}^2 \times 1,5 \text{ см}$ [4.1]

Заметим, что если энергетическое разрешение ППД принято выражать в энергетических единицах, то для сцинтилляционных детекторов более распространены величины относительного энергетического разрешения, выражаемые в % или в долях целого числа:

$$W = \text{FWHM} \cdot \frac{100}{E} \text{ (\%)}. \text{ Неопределенность этой величины зависит,}$$

главным образом, от флуктуации количества носителей зарядов, которая, в свою очередь, определяется флуктуацией количества электронно-дырочных пар в сцинтилляторе; флуктуацией количества фотоэлектронов, испускаемых фотокатодом при поглощении фотона; флуктуацией коэффициента усиления на первом диноде; флуктуациями коэффициентов усиления каждого последующего динода и флуктуацией сбора электронов анодом ФЭУ. Среди дру-

гих факторов, влияющих на разрешение сцинтилляционных спектрометров, но не зависящих от энергии гамма-излучения, выделим однородность и химическую чистоту сцинтиллятора, «доставку» световых квантов к фотокатоду, однородность материалов фотокатода и динодов, электронные шумы и нестабильность параметров спектрометра в процессе измерений. Также заметим, что световыход сцинтилляторов немного зависит от поглощенной энергии. Так, у NaI(Tl) он меняется в пределах 5–15 % в диапазоне 0,1...2 МэВ [4.2].

Влияние электронных шумов на энергетическое разрешение спектрометра рассмотрено в разделе 5.1 главы 5.

Эффективность детектора. Эта важнейшая характеристика детектора определяет, в первую очередь, скорость счета (следовательно, время измерения), необходимое для достижения заданной точности определяемой величины.

В случае, если высокого энергетического разрешения не требуется (например, если энергетические пики исследуемых нуклидов находятся друг от друга на расстояниях, превышающих утроенное значение FWHM, заданной величины эффективности регистрации дешевле добиться с использованием сцинтилляционного детектора NaI(Tl) низкого разрешения, чем германиевых и кремниевых детекторов высокого разрешения.

Общее определение эффективности, приведенное в разделе 2.2, не позволяет в полной мере использовать ее величину для выбора детектора, требуемого для выполнения конкретных спектрометрических измерений. Данное выше определение эффективности называют также **внутренней, или собственной эффективностью** (*intrinsic efficiency*). Однако следует уточнить, о чем идет речь: либо об отношении количества гамма-квантов, зарегистрированных детектором (в том числе и рассеянных в результате эффекта Комптона), к количеству гамма-квантов, попавших в детектор, либо об отношении гамма-квантов, зарегистрированных детектором в пике полного поглощения, к количеству квантов, попавших в детектор (*intrinsic peak efficiency*). Собственная эффективность не зависит от геометрии измерений, среди которых – размеры источника и расстояние от источника до детектора.

Помимо этого, имеют место и другие определения, характеризующие эффективность.

Абсолютная эффективность (*absolute total efficiency*) – это отношение количества гамма-квантов, зарегистрированных детектором, к количеству гамма-квантов, испущенных источником. Очевидно, эта величина совпадает с ранее определенной **светосилой**.

Абсолютная эффективность по пику полного поглощения (*absolute full-energy peak efficiency*) – это отношение количества гамма-квантов, зарегистрированных детектором в пике полного поглощения, к количеству гамма-квантов, испущенных источником. Так же, как и абсолютная эффективность, эта величина зависит от конфигурации источник-детектор в спектрометре.

Геометрическая эффективность (*geometric efficiency*) – отношение количества гамма-квантов, попавших в детектор, к количеству гамма-квантов, испущенных источником. Легко определяемая величина, зависящая только от геометрических параметров.

Относительная интенсивность (*relative efficiency*) часто используется для характеристики детекторов, которые сравниваются с «классическим» сцинтилляционным детектором. Количество событий, зарегистрированных в ППП линии 1332 кэВ ^{60}Co с известной активностью и расположенного на расстоянии 25 см от торцевой поверхности детектора, делится на количество событий, регистрируемых стандартным цилиндрическим детектором NaI(Tl) 3"×3" при том же расстоянии источник – детектор и за то же время. (Скорость регистрации событий в пике полного поглощения $1,2 \times 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ на Бк) [4.13].

Кроме перечисленных параметров для характеристики детекторов используются **отношение количества зарегистрированных событий в ППП к количеству всех зарегистрированных событий** (*Peak-to-Total Ratio*) и **отношение пик-комpton** (*peak-to-compton ratio*). Последняя величина позволяет оценить возможности определения низкоэнергетических пиков на комптоновском фоне, возникающем вследствие рассеяния гамма-квантов больших энергий. Согласно стандарту [4.13], отношение пик-комpton определяется для источника ^{60}Co . Это отношение количества отсчетов в максимуме пика полного поглощения линии 1322 кэВ к среднему

количеству отсчетов в его комптоновском распределении в области от 1040 кэВ до 1096 кэВ. Отношение пик-комптон указывается для коаксиальных детекторов. Для современных HPGe детекторов оно составляет 40-70. Отношение пик-комптон тем больше, чем лучше разрешение и эффективность детектора [4.14].

Методы измерения основных параметров спектрометров в РФ стандартизованы (см. [4.15]).

На рис. 4.12 приведены зависимости собственной эффективности кристаллов NaI(Tl) трех разных размеров, определенной по пика полного поглощения, от энергии гамма-излучения. Рост эффективности при снижении энергии гамма-квантов и увеличении размеров детектора легко объясним и не требует комментариев.

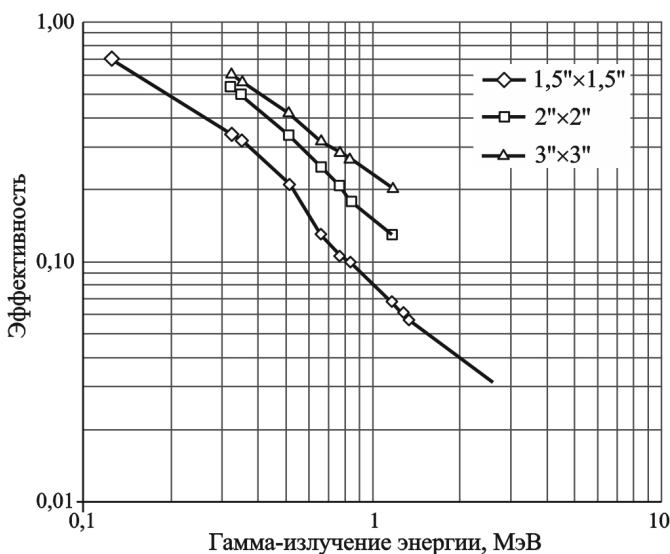


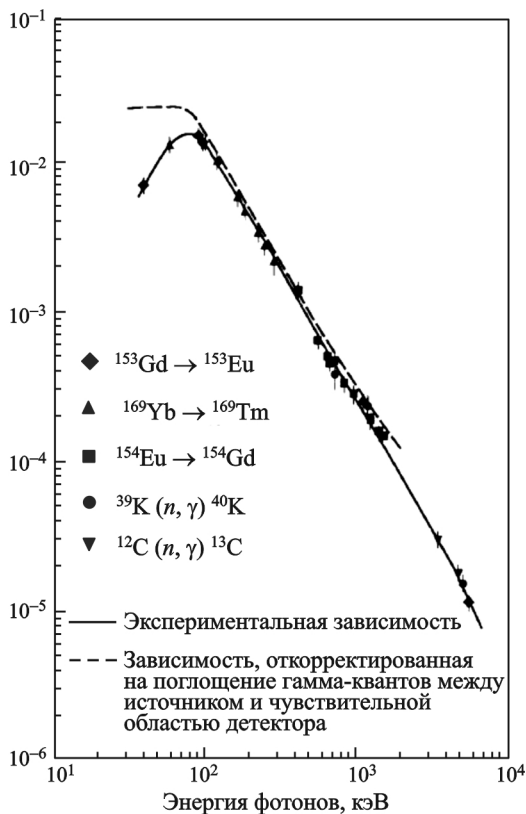
Рис. 4.12. Зависимость собственной эффективности кристаллов NaI(Tl), определенной по пика полного поглощения, от энергии гамма-излучения. Измерения выполнены при расстояниях точечный источник-детектор, равных 9,3 см для кристаллов 3×3 и 2×2 дюйма и 10 см для кристалла 1,5×1,5 дюйма [4.16]

Из приведенной на рис. 4.13 зависимости следует, что в низкоэнергетической области с ростом энергии эффективность полупроводникового детектора увеличивается: слева от максимума

кривой (примерно 100 кэВ и менее) снижение эффективности с уменьшением энергии объясняется поглощением низкоэнергетических гамма-квантов по пути от источника к чувствительной области детектора. На рис. 4.12 этот эффект не виден, так как энергетические диапазоны источников на рис. 4.12 и 4.13 не совпадают: измерения со сцинтилляционными детекторами проведены с использованием источников с энергией 120 кэВ и более.

На рис. 4.14 приведены зависимости абсолютной эффективности ППД фирмы ORTEC без учета (1) и с учетом (2) поправки на каскадное суммирование гамма-квантов. [4.18]. Ход кривых аналогичен ходу кривой эффективности, изображенной на рис. 4.13. Каскадное суммирование от используемых при калибровке источников излучений следует принимать во внимание путем введения соответствующих поправок. Более того, в требования, предъявляемые к современному программному обеспечению гамма-спектрометрии, включена необходимость учета поправок на каскадное суммирование.

Рис. 4.13. Абсолютная эффективность регистрации по ППП для точечного источника на расстоянии 54 от поверхности планарного детектора Ge(Li) диаметром 33 мм и толщиной 6,8 мм. [4.17]



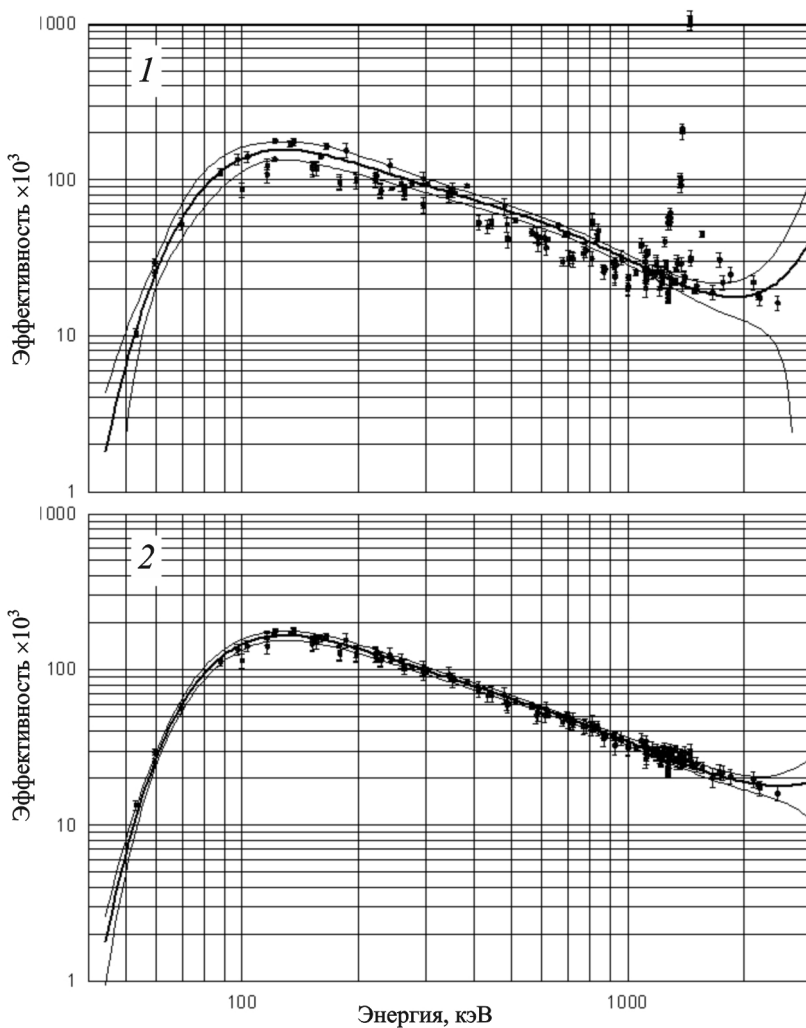


Рис. 4.14. Абсолютная эффективность регистрации детектора ORTEC GEM-30185 для точечного источника, расположенного на поверхности детектора на его оси: 1 – без коррекции на каскадное суммирование; 2 – с коррекцией на каскадное суммирование гамма-квантов [4.18]

Каскадное, или истинное суммирование (*cascade summing, true coincidence*) имеет место в случае, когда измеряются каскадные источники гамма-излучения. Эффект обусловлен суммированием им-

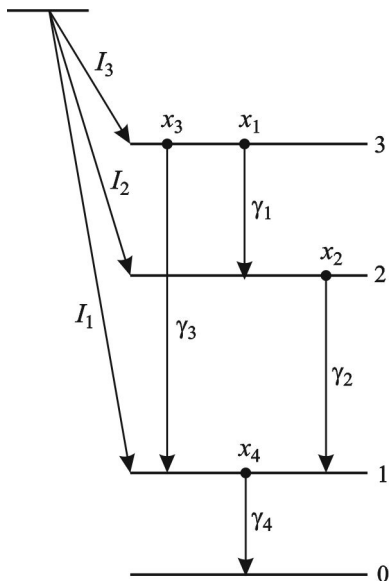
пульсов при одновременной¹ регистрации детектором двух или более каскадных γ -квантов. Это приводит к искажению измеряемого γ -спектра, в частности, к изменению площадей пиков полного поглощения (ППП), к искажению комптоновского континуума и к появлению ложных пиков, энергия которых отсутствует в спектре гамма-излучения источника. Если при случайном суммировании вероятность одновременной регистрации гамма-квантов разных энергий пропорциональна произведению их скоростей счета на входе спектрометрического тракта², то вероятность каскадного суммирования определяется геометрией измерения, характеристиками детектора и особенностями схемы распада радионуклида.

Рассмотрим [4.19] фрагмент схемы распада нуклида, изображенный на рис. 4.15. Вероятности перехода x_j равны относительному числу распадов возбужденного состояния по данному каналу. Переход ядра с уровня 3 в основное состояние (на уровень 0) происходит по двум цепочкам: (γ_3, γ_4) и $(\gamma_1, \gamma_2, \gamma_4)$, вклады которых равны, соответственно, $r_1 = I_3 x_3 x_4$ и $r_2 = I_3 x_1 x_2 x_4$. Выход гамма-квантов γ_3 равен $p_3 = I_3 x_3$.

Если измерять активность нуклида по ППП, соответствующему энергии гамма-кванта γ_3 , необходимо учитывать возможность его регистрации одновременно с квантом γ_4 : детектор будет воспринимать регистрацию обоих квантов как одно событие, суммарная энергия которого ($E_{34} = E_3 + E_4$) находится за границей ППП кванта γ_3 . С другой стороны, одновременная регистрация гамма-квантов γ_1 и γ_2 воспринимается детектором как квант γ_3 . Таким

¹ Детектор из-за конечного временного разрешения все испускаемые каскадом гамма-кванты регистрирует одновременно. Поэтому существует определенная вероятность того, что некоторые из этих гамма-квантов (или гамма-квант и рентгеновский квант) будут зарегистрированы вместе. В этом случае возникший при регистрации импульс детектора будет соответствовать суммарной энергии зарегистрированных одновременно квантов.

² Поправки на случайное суммирование вследствие наложения импульсов определяют экспериментально или методами математического моделирования.



образом, при наличии в схемах распада каскадов возможна как недооценка, так и переоценка определяемых экспериментально площадей ППП за счет каскадного суммирования. Именно это и является причиной разброса экспериментальных точек вокруг аппроксимирующей кривой (рис. 4.14, (1)).

Рис 4.15. Схема распада с тремя возбужденными уровнями. $I_i, i=1...3$ – вероятности начального заселения уровней; $x_j, j=1...4$ – вероятности перехода с испусканием гамма-квантов γ_j с энергиями E_j ; 0 – основное состояние

Существенно снизить количество артефактов вследствие каскадного суммирования можно, если размещать измеряемый источник на отдалении от детектора. Действительно, если точечный источник находится на поверхности детектора, два каскадных кванта попадут в его чувствительную область с вероятностью, чуть меньшей $0,5 \times 0,5 = 0,25$ (в случае очень тонкого мертвого слоя детектора и при изотропном гамма-излучении источника вероятность того, что вылетевший гамма-квант попадет в детектор, примерно равна $1/2$). Если же точечный источник разместить на расстоянии d от поверхности коаксиального детектора диаметром $2r$ и толщиной мертвого слоя d_0 (рис. 4.16), то геометрическая эффективность детектора легко определяется как отношение значения телесного угла, охватывающего чувствительную область детектора, к 4π :

$$p(d) = \frac{r}{2} \cdot \frac{\sqrt{(d-d_0)^2 + r^2} - (d+d_0)}{r^2 + (d+d_0)^2}. \quad (4.8)$$

Тогда вероятность попадания в детектор двух квантов каскада будет равна $p^2(d)$. Для размеров, указанных на рис. 4.16, эта вероятность составляет 0,02%. Таким образом, начиная с некоторого расстояния между источником и детектором влиянием каскадного суммирования можно пренебречь (см. рис. 4.17).

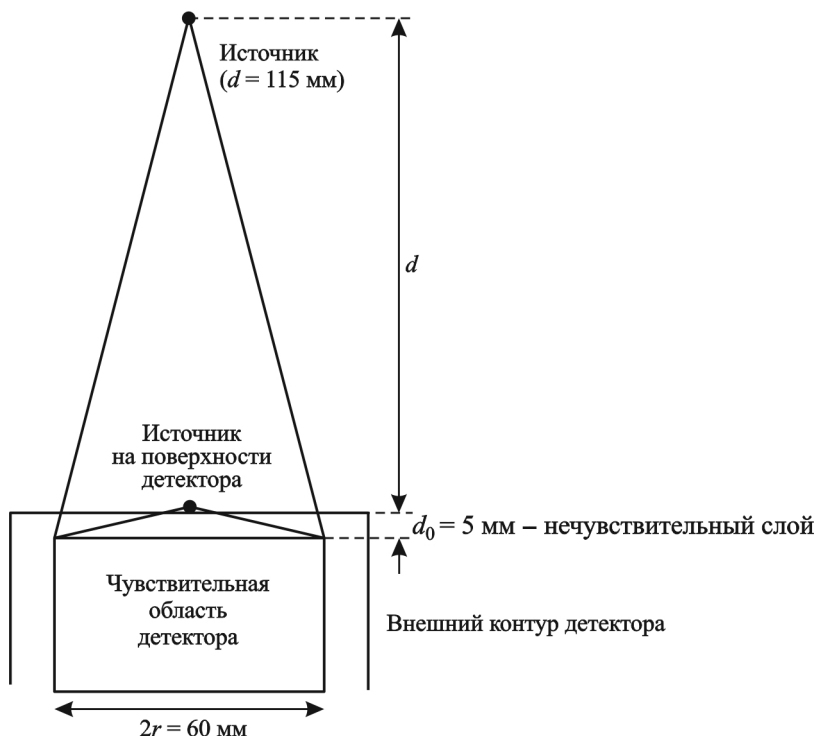


Рис. 4.16. К определению геометрической составляющей поправки на каскадное суммирование [4.2]

Сложность коррекции на каскадное суммирование обусловлена прежде всего необходимостью знания собственной эффективности регистрации γ -излучения по ППП и абсолютной эффективности, зависящей не только от взаимного расположения источника и детектора, но и от окружающих материалов установки, поглощающих и рассеивающих излучение. Кроме того, объемный источник будет поглощать и рассеивать собственное излучение. Также необ-

ходимо учитывать возможную анизотропию углового распределения каскадных квантов и их вторичное рассеяние. При измерении источника β^+ -излучения возможно совпадение γ -излучения с аннигиляционными (511 кэВ) квантами и т.д. Ни один из аналитических и полуэмпирических методов введения поправок на каскадное суммирование не обладает достаточной точностью и универсальностью. Тем не менее, можно успешно решить задачу коррекции на каскадное суммирование [4.20, 4.21], если моделировать распространение гамма-излучения в детекторе (в частности, используя код MCNP на основе метода Монте-Карло) в совокупности с наиболее точными схемами распадов радионуклидов. Схемы распадов содержатся в файлах оцененных ядерных данных ENSDF (*Evaluated Nuclear Structure Data File*), публикуемых Брукхэвнской национальной лабораторией [4.22].

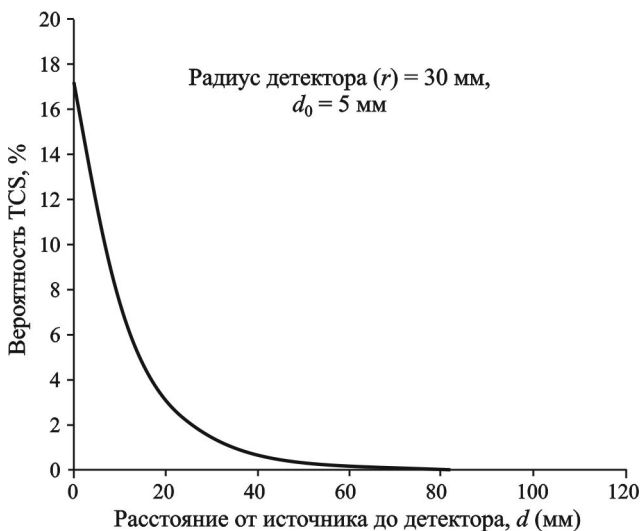


Рис. 4.17. Вероятность попадания двух каскадных квантов в детектор как функция расстояния источник-детектор. Размеры детектора указаны на рис. 4.16

При выборе полупроводникового детектора также принимают во внимание уровни измеряемой активности и энергетический диапазон гамма-излучения. В зависимости от задачи, оптимальным

выбором может стать Si(Li) детектор для рентгеновского диапазона, планарный германиевый детектор (до 1 МэВ), коаксиальные германиевые детекторы *p*- и *n*-типов, укомплектованные различными электронными блоками. Рекомендации по выбору детекторов содержатся в технической документации производителей спектрометров.

Для правильного выбора детектора, помимо энергетического диапазона гамма-излучения, представляющего интерес, также желательно иметь представление об особенностях его использования (в лабораторных или в полевых условиях), а также учитывать *дополнительные требования* (цена, размеры детектора, требования к охлаждению, возможность длительной эксплуатации в радиационных полях и т.д.), которые зачастую доминируют. Из-за разнообразия упомянутых требований их рассмотрение в рамках данного пособия не имеет смысла, так как они целиком определяются особенностями организации измерений и экономическими соображениями. Исчерпывающую информацию о характеристиках и возможностях использования детектора должен предоставлять производитель или поставщик оборудования.

4.6. Источник напряжения и типы импульсов

Источник напряжения не является составляющей системы, через которую проходит сигнал, но необходим для работы детектора.

1) Токи в Ge- и Si-детекторах составляют порядка 10^{-9} А. Напряжение смещения, подаваемое на детекторы для сбора зарядов, образовавшихся при взаимодействии излучения с веществом, составляет от сотен вольт (для небольших планарных Si детекторов) – до нескольких киловольт (для больших коаксиальных Ge детекторов). Обычно источник, предназначенный для ППД, обеспечивает подачу напряжения до 5 кВ с возможностью плавной регулировки и с током до 100 мкА. Так как в детекторе отсутствует усиление заряда, требование к низкочастотной фильтрации не является жестким.

Требования к источнику питания для ФЭУ являются более строгими: напряжение составляет несколько киловольт, а сила тока – от 1 до 10 мА. В связи с тем, что коэффициент усиления ФЭУ сильно зависит от приложенного напряжения, стабильность и фильтрация

напряжения должны быть очень высокими. Для ФЭУ не годятся источники питания, предназначенные для ППД (для полупроводниковых детекторов достаточен ток 100 мкА).

Напряжение смещения обеспечивается различными способами. В спектрометрии наиболее часто используемыми являются модули в стандарте NIM (*Nuclear Instrumentation Modules*), которые размещены в каркасе BIN (NIM-BIN). Питающий модуль, также установленный в каркасе, снабжает остальные блоки необходимым напряжением постоянного тока. Стандарт NIM принят в 1964 г. Другие источники напряжения смещения совместимы с каркасами NIM, но получают энергию от обычного источника переменного тока. Источники напряжения смещения с высокими значениями тока, используемые для питания цепей ФЭУ, часто устанавливаются в стандартных каркасах высотой 44,45 см (8,75") и минимальной шириной 3,43 см (1,35") или кратным значениям ширины ($\times 2$, $\times 3 \dots$). В стандартный каркас NIM можно разместить до 12 модулей минимальной ширины.

Для генерации требуемого напряжения в NIM-источниках напряжения смещения часто используют электронный ключевой преобразователь, создающий высокочастотную помеху, которая может проникнуть в предусилитель и ухудшить качество спектра [4.17]. Внешний вид модулей NIM приведен на рис. 4.18.

В ядерной физике низких и средних энергий, помимо NIM используются и другие модульные системы, например, САМАС (*Computer Aided Measurement And Control*). Эта система разработана позже, чем NIM и отличается от NIM габаритными размерами, а также характеристиками линейных и логических импульсов, передающихся от модуля к модулю.

В каждом стандарте амплитуды линейных сигналов варьируются в широком диапазоне, а амплитуды и формы логических сигналов фиксированы. В спектрометрических электронных блоках используются три типа импульсов:

1. **Линейные импульсы.** Форма и размер (высота и площадь) выходных импульсов предусилителя и усилителя содержат необходимую информацию. Линейность этих величин играет решающую роль. Если необходимо определить энергию 1 МэВ с точностью не более 0,1 кэВ, мы должны быть уверены в том, что коэф-

коэффициент усиления должен быть постоянным с отклонением не более 0,01% в течение всего времени измерений.

2. **Логические импульсы** – это управляющие импульсы, которые запускают или останавливают различные процессы; информация содержится в наличии либо отсутствии этих импульсов. Имеется 2 стандарта для логических импульсов, которые используются в системах разных типов: медленные положительные (соответствующие 93Ω), и быстрые отрицательные (50Ω). Понятие «быстрые» и «медленные» относятся к длительности фронта импульсов.

3. Существует также особый тип логических импульсов с фиксированной высотой и переменной шириной (**стробирующие импульсы**). С их помощью электронные ворота (линейные ворота, *linear gates*) удерживают открытыми или закрытыми в течение определенного времени. Такие сигналы могут быть использованы для указания периода, в течение которого электронный модуль выполняет задание.

Отметим, что упомянутые модули относятся исключительно к аналоговым устройствам. Цифровая обработка сигналов выполняется отдельными многофункциональными устройствами.

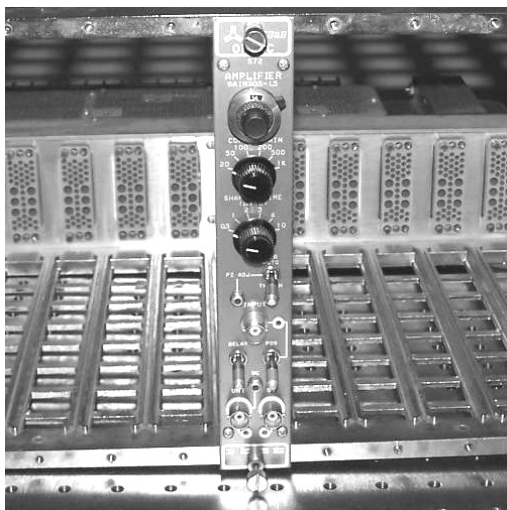


Рис. 4.18. Модуль NIM BIN для гамма-спектрометра (Усилитель ORTEC 572A для ППД) [4.23]

Литература к главе 4

- 4.1. Райлли Д. Пассивный неразрушающий анализ ядерных материалов. Дополнение 2007 г. – М.: Бином, 2013. – 456 с.
- 4.2. Gordon R. Gilmore. Practical Gamma-ray Spectrometry. 2-nd Edition. John Wiley & Sons, Ltd. 2008.
- 4.3. Cramer H.W., Chasman C, Jones K.W. Effects produced by fast neutron bombardment of Ge(Li) gamma-ray detector. // Nucl. Instruments&Meth., 1968, 22, p.173
- 4.4. Westmejer W., Siemon K. New trends in nuclear spectrometry // J. Env. Radioactivity, 2013, 117, p. 25–30
- 4.5. Chen J., Mao R., Zhang L., Zhu R.-Y. Large Size LSO and LYSO Crystals for Future High Energy Physics Experiments//IEEE Transactions on Nuclear Science, 2007, vol. 54. № 3, p. 718–724.
- 4.6. Шендрик Р.Ю. Методы экспериментальной физики конденсированного состояния. Часть 3. Введение в физику сцинтилляторов-1. Учебное пособие. Иркутск. Изд-во Ирк. Гос. Университета, 2013. – 110 с.
- 4.7. <http://azimp.ru/catalogue/Scintillators-crystals1> (2020)
- 4.8. <http://azimp.ru/catalogue/photomultiplier/> (2020)
- 4.9. Гасанов А.Г., Головин В.М., Садыгов З.Я., Юсипов Н.Ю. Лавинный фотоприемник. АС СССР № 1702831 (1989)
- 4.10. Muggleton A.F. Semiconductor X-ray Spectrometers // Nucl. Instruments and methods, 1972, 101, p. 113.
- 4.11. Fano U. Ionization Yield of Radiations. II. The Fluctuations of the Number of Ions//Physical Review. 1947, 72, 1, p. 26–29.
- 4.12. https://en.wikipedia.org/wiki/Fano_factor
- 4.13. Germanium Gamma-Ray Detectors, Test Procedures for /Note: reaffirmation of ANSI/IEEE 325-1996* Approved 2003-01-22, 1997-01-06.
- 4.14. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Кэбин Э.И. Частицы и ядра. Эксперимент. М.: Макс Пресс, 2013.
- 4.15. Блоки и устройства детектирования гамма-излучения спектрометрические на основе полупроводниковых детекторов. Методы измерения основных параметров. ГОСТ-29115-91. – 22 с.
- 4.16. AN34 Experiments in Nuclear Science Laboratory. Manual. 4-th ed. Experiment IV-3. Gamma-ray spectroscopy using NaI(Tl). 16 pp. www.ortec-online.com (2020).

4.17. Дуглас Райлли (ред). Пассивный неразрушающий контроль ядерных материалов. Пер. с англ. ВНИИА. Часть 1 (гл. 1–14). М.: ВНИИА, 2000. – 437 с.

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

4.19. Савицкая Е.Н., Белецкая Ю.В., Крупный Г.И., Расцветалов Я.Н., Санников А.В. Эффективность регистрации фотонов германиевым полупроводниковым спектрометром. // Приборы и техника эксперимента, 2012, № 3, с. 116–123.

4.20. Berlizov A.N., Tryshyn V.V. A Monte-Carlo approach to true coincidence summing correction factor calculation for gamma-ray spectrometry application // Rad. Nuclear Chem., 2005, 264, p. 169–174.

4.21. Берлизов А.Н., Даниленко В.Н., Соловьева С.Л., Казимиров А.С. Расчет поправок на истинное суммирование каскадных гамма-квантов на основе статистического моделирования с использованием оцененных ядерных данных // Атомная энергия, 2006, т. 100, вып. 5, с. 382–388.

4.22. <https://www.nndc.bnl.gov/ensdf/> (2020)

4.23. <https://www.idealvac.com/Ortec-572A--Amplifier-For-Use-with-Germanium-and-Silicon-Detectors-NIM-BIN-Module/pp/P10946> (2020).

Контрольные вопросы к главе 4

1. Каковы требования, предъявляемые к детектору в гамма-спектрометрии?

2. В чем общность и различие принципа работы ионизационной камеры и ППД, предназначенных для спектрометрии гамма-излучения?

3. Каковы требования к чувствительной области гамма-спектрометра с ППД?

4. Какие характеристики германия делают его наиболее предпочтительным материалом для использования в гамма-спектрометрии?

5. Почему германиевые детекторы требуют охлаждения?

6. Почему ППД *n*-типа обладает более высокой радиационной стойкостью в нейтронных полях, чем ППД *p*-типа?

7. Как формируется электрический сигнал в сцинтиляционном детекторе?
8. В чем принципиальное различие механизмов высвечивания в неорганических и органических сцинтилляторах?
9. Как связана конверсионная эффективность и световыход?
10. Чем определяется быстродействие ионизационной камеры, ППД и сцинтиляционного детектора?
11. Каковы основные требования к спектрометрическому ФЭУ?
12. Как средняя энергия образования носителей зарядов связана с энергетическим разрешением детектора?
13. Что такое фактор Фано и как он влияет на энергетическое разрешение?
14. Дайте определение: а) собственной эффективности по пику полного поглощения (ППП); б) абсолютной эффективности по ППП; в) относительной эффективности; г) отношения пик-комpton.
15. Почему в области малых энергий гамма-излучения эффективность детектора возрастает?
16. Как проявляется эффект каскадного суммирования в измеренном гамма-спектре?
17. Как можно снизить вклад каскадного суммирования?
18. Почему к источнику высокого напряжения для сцинтиляционного детектора предъявляются более высокие требования, чем для ППД?

Глава 5. Электронный спектрометрический тракт

Первичным источником информации о ядерных процессах является отклик детектора излучений. В нашем курсе мы изучаем спектрометры на основе детекторов, электрические сигналы которых однозначно связаны с величиной поглощенной энергии гамма-квантов. Однако амплитуда и форма этих сигналов таковы, что непосредственная их классификация по энергиям невозможна: для этого сигналы от детектора необходимо усилить и изменить их форму. Для того, чтобы усилить, классифицировать и запомнить эти сигналы, получив в конечном итоге энергетический спектр излучения, после детектора размещены электронные блоки, образующие электронный спектрометрический тракт. В этой главе мы рассмотрим принципы работы составляющих спектрометрического тракта.

5.1. Условие полного интегрирования

Детектор является генератором тока во внешнюю регистрирующую цепь. По определению, генератор тока – это двухполюсник, создающий ток, величина которого не зависит от нагрузки. Иначе говоря, внутреннее сопротивление детектора-генератора тока должно быть много больше, чем сопротивление нагрузки:

$$R_{\text{вн}} \gg R_{\text{н}}. \quad (5.1)$$

Покажем это на примере ионизационной камеры (ИК). Пусть q – заряд, образованный в детекторе в результате поглощения гамма-кванта, Δt – время собирания заряда, E – энергия гамма-кванта, ε – средняя энергия образования пары носителей зарядов, e – заряд электрона ($1,6 \times 10^{-19}$ Кл), k – коэффициент собирания заряда.

Характерное время собирания электронов в ИК примем равным $t_i = 10^{-6}$ с (напомним, что эта величина зависит от подвижности зарядов, характерного размера чувствительной области и от напряженности поля внутри области); энергию частицы, поглощенной в детекторе – 3 МэВ, среднюю энергию образования пары ионов – 30 эВ.

Тогда ток через детектор при регистрации частицы составит

$$I = \frac{\Delta q}{\Delta t} = e \cdot \frac{E}{\varepsilon} \cdot \frac{1}{t_i} = k \cdot 1,6 \cdot 10^{-8} \text{ А.} \quad (5.2)$$

Если к детектору приложено напряжение 100 В и все образующиеся заряды достигают электродов ($k = 1$), то внутреннее сопротивление детектора равно

$$R_{\text{вн}} = \frac{U}{I} = 10^{10} \text{ Ом.}$$

Как правило, значение сопротивления нагрузки $R_{\text{н}}$ составляет величину порядка 10^5 Ом. Следовательно, условие (5.1) выполняется. Поэтому ток не зависит от нагрузки, а определяется только физическими процессами в детекторе. Аналогичные оценки можно получить и для других типов детекторов.

Эквивалентная схема детектора представлена на рис. 5.1.

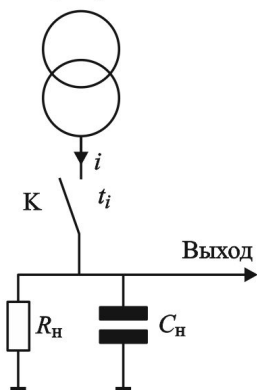


Рис. 5.1. Электрическая эквивалентная схема детектора ионизирующих излучений

Ток детектора (i) через ключ К, замыкаемый на время длительности импульса тока t_i , поступает во внешнюю цепь нагрузки детектора, состоящую из сопротивления нагрузки ($R_{\text{н}}$) и подключенной параллельно ему емкости нагрузки ($C_{\text{н}}$). Емкость нагрузки складывается из емкости самого детектора $C_{\text{дет}}$, емкости входного устройства, подключенного к детектору $C_{\text{вх}}$, и емкости монтажа $C_{\text{к}}$, причем последняя величина включает в себя емкость соединительных проводов или кабеля между детектором и электронным устройством:

$$C_{\text{н}} = C_{\text{дет}} + C_{\text{вх}} + C_{\text{к}}. \quad (5.3)$$

Сопротивление и емкость нагрузки образуют интегрирующую RC-цепочку на выходе детектора. Уравнение, связывающее параметры интегрирующей RC-цепи, выглядит следующим образом:

$$i(t) = \frac{U(t)}{R} + C \frac{dU(t)}{dt},$$

поэтому (в обозначениях рис. 5.1)

$$U(t) = \frac{1}{C_H} e^{-\frac{t}{R_H C_H}} \int_0^{\infty} i(t) e^{-\frac{t}{R_H C_H}} dt.$$

Очевидно, что от величины постоянной времени $\tau_H = R_H C_H$ существенно зависит точность измерения энергии и момента регистрации гамма-кванта.

Если энергия, необходимая для образования носителей зарядов, не зависит от энергии регистрируемого кванта (частицы), а коэффициент собирания заряда не меняется, то измерение образовавшегося заряда позволяет найти энергию частицы. Самый простой способ определения этого заряда Q состоит в интегрировании тока, проходящего через детектор, на емкости нагрузки, C_H .

В самом деле, если сопротивление нагрузки выбрать достаточно большим, то $\tau_H = R_H C_H \rightarrow \infty$ и поэтому напряжение U на емкости нагрузки после регистрации частицы будет пропорциональным энергии частицы:

$$U = \frac{1}{C_H} \int_0^{\infty} i(t) dt = \frac{q}{C_H} = \frac{eE}{\epsilon C_H}. \quad (5.4)$$

При регистрации потоков частиц необходимо, чтобы емкость нагрузки успевала разряжаться за промежуток времени между моментами регистрации отдельных частиц во избежание наложений сигналов и потери информации вследствие наложений. Это означает, что следует выбирать конечное значение постоянной времени (τ_H). Тем не менее, в случае, если эта величина много больше времени собирания зарядов (t_i):

$$R_H C_H = \tau_H \gg t_i, \quad (5.5)$$

т.е. если разряд емкости происходит гораздо медленнее, чем ее заряд током детектора, выражение (5.4) остается справедливым с высокой степенью точности.

Неравенство (5.5) называется условием полного интегрирования. При его выполнении форма импульса напряжения, снимаемо-

го с нагрузки, выглядит как на рис. 5.2. Время нарастания сигнала (длительность фронта) t_f определяется длительностью протекания тока через детектор (временем собирания зарядов, t_i), а время спада – постоянной времени RC -цепи¹.

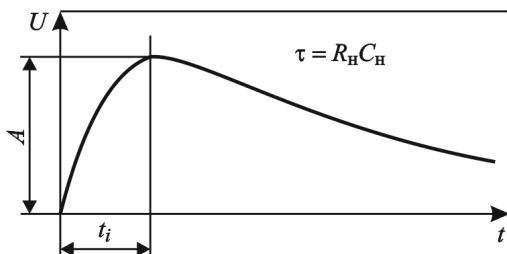


Рис. 5.2. Форма импульса напряжения на выходе цепи нагрузки [5.1]

Таким образом, при выполнении условия полного интегрирования амплитуда импульса однозначно связана с энергией, теряемой частицей в чувствительной области детектора.

Из соотношения (5.4) следует, что для увеличения импульса напряжения необходимо уменьшать емкость нагрузки. Следовательно, для того, чтобы постоянная времени удовлетворяла условию (5.5), должна быть увеличена величина сопротивления нагрузки R_n .

С другой стороны, для уменьшения вероятности наложения сигналов постоянную времени интегрирующей цепочки (τ_n) необходимо снижать. Поэтому требуется подобрать такой режим, чтобы значение τ_n было бы минимальным при условии, что энергетическое разрешение детектора из-за неполного интегрирования существенно не ухудшится.

Из-за того, что подвижности носителей заряда различны и время собирания зарядов, определяемое величиной τ_n , конечно, в ионизационных камерах и полупроводниковых детекторах имеет место

¹ Временной фронт импульса (*rise time*) строго определяется как время между точками, соответствующими 10 и 90 % амплитуды импульса слева от максимума. См. также раздел 5.2.

индукционный эффект, заключающийся в зависимости амплитуды и формы импульса от ориентации трека частицы и места взаимодействия кванта с веществом. На рис. 5.3 показано, как меняется форма фронта импульса, определяемая временем собирания электронов и дырок, от места взаимодействия гамма-кванта в коаксиальном германиевом ППД n -типа.

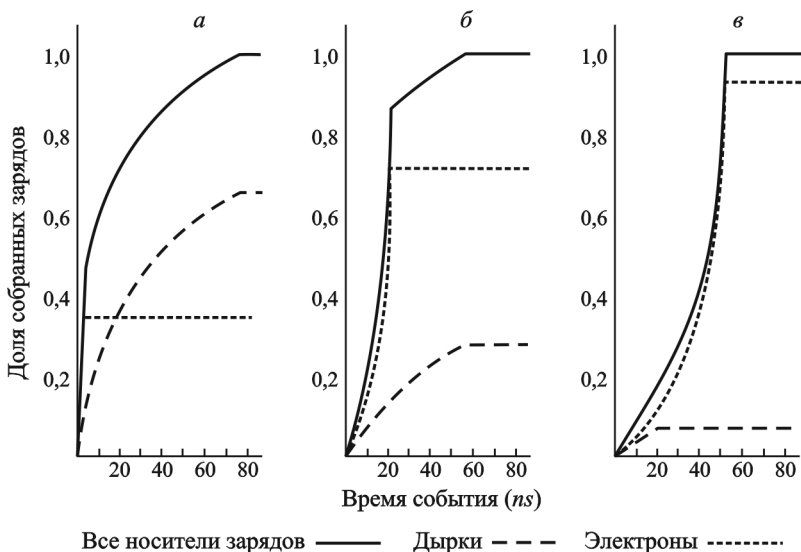


Рис. 5.3. Расчетные зависимости времени собирания электронов и дырок (фронта импульса) от места взаимодействия гамма-кванта в германиевом ППД n -типа: *а*) вблизи центральной части детектора; *б*) в середине чувствительной области; *в*) вблизи края детектора [5.2]

Также вследствие конечности величины τ_n заряды собираются не полностью, и амплитуда сигнала уменьшается. Этот эффект называется баллистической ошибкой или баллистическим дефицитом (*ballistic deficit*). Он существенен для сцинтилляторов, но незначителен для ионизационных и полупроводниковых детекторов (у последних всегда $\tau_n \gg t_i$). Баллистическая ошибка измерения также приводит к размытию пика полного поглощения. Проявление баллистической ошибки иллюстрирует рис. 5.4.

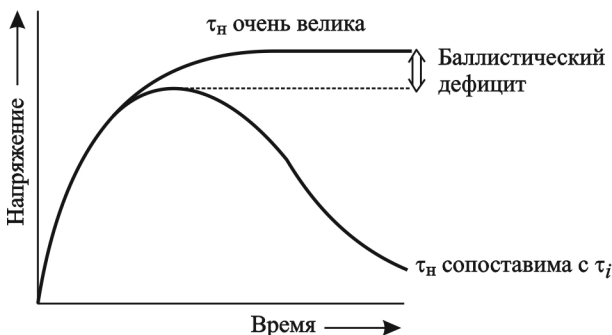


Рис. 5.4. Баллистическая ошибка [5.2]. Приведена форма временного импульса напряжения при очень большой величине τ_H и при постоянной времени, сопоставимой с фронтом импульса

Как уже было отмечено, сигнал от детектора необходимо привести к такому виду, чтобы информация о собранном заряде сохранялась, а форма сигнала была бы приемлемой для его дальнейшей обработки (классификации).

5.2. Усиление сигналов с детектора

Амплитуды сигналов, снимаемых с полупроводниковых детекторов, недостаточно велики для срабатывания анализирующих устройств. Используя соотношение (5.4), можно определить, что амплитуда импульса, возникающего при регистрации гамма-кванта с энергией 1 МэВ ППД большого объема, составляет 0,5 мВ, а при использовании ионизационной камеры – 0,1 мВ. Амплитуда сигнала от ППД небольших размеров при регистрации рентгеновского кванта с энергией 10 кэВ равна 0,1 мВ [5.1]. В то же время амплитуды входных сигналов аналого-цифрового преобразователя (АЦП), входящего в состав анализатора импульсов (см. раздел 5.6.1) обычно находятся в диапазоне до 10 В.

Сцинтилляционные детекторы (к примеру, на основе NaI(Tl)), генерируют импульсы, амплитуды которых намного больше, чем у ППД: примерно 1 В при коэффициенте усиления ФЭУ порядка 10^6 для энергии частиц около 0,5 МэВ.

Таким образом, сигналы с детекторов, как правило, необходимо усиливать: в зависимости от типа детектора и энергии регистриру-

емого излучения иногда во много (вплоть до нескольких десятков тысяч) раз. Усилительные блоки не должны существенно ухудшать энергетическое разрешение детектора, вызываемое шумами электроники, наложениями сигналов, амплитудными перегрузками, смещением базового уровня и т.п.

5.3. Соединительный кабель

Детектор соединяют с последующими электронными блоками с помощью кабеля. В ядерной электронике для этого используют коаксиальный кабель, который характеризуется *импедансом*, зависящим от емкости C и индуктивности L кабеля единичной длины и имеющим размерность электрического сопротивления (рис. 5.5).

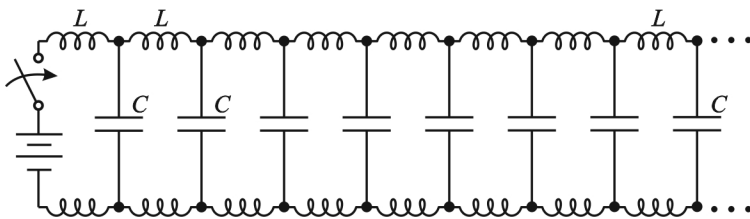


Рис. 5.5. Фрагмент бесконечного кабеля как комбинации L и C

Характеристический импеданс кабеля Z_0 определяется из решения волнового уравнения для переменного тока и напряжения, в котором приравнены к нулю активное сопротивление и проводимость диэлектрика кабеля единичной длины:

$$Z_0 = \frac{U}{I} = \sqrt{\frac{L}{C}}. \quad (5.6)$$

Для коаксиального кабеля можно найти характеристический импеданс (Ом), зная геометрические параметры кабеля (рис. 5.6) и физические константы диэлектрика [5.3]:

$$Z_0 = 60 \sqrt{\frac{K_m}{K_e}} \ln \frac{d_2}{d_1}.$$

Здесь K_m и K_e – относительные магнитная и диэлектрическая проницаемости диэлектрического слоя, соответственно.



Рис. 5.6. Геометрические параметры коаксиального кабеля

Для «быстрой» электроники в стандарте NIM используется однопроволочный кабель с $Z_0 = 50$ Ом (RG58 и аналоги), а для использования в спектрометрических системах – также кабели с $Z_0 = 93$ Ом (RG62 и аналоги). Скорость распространения электромагнитных волн в них такова, что 1 м кабеля электромагнитная волна пробегает за 5,14 и 4,0 нс, соответственно.

Если выход детектора соединить со входом усилителя коаксиальным кабелем с емкостью C_k , то к емкости детектора $C_{дет}$ и емкости входа усилителя $C_{вх}$ добавится емкость кабеля, в результате чего амплитуда импульса напряжения на входе усилителя в соответствии с (5.3) и (5.4) снизится до величины

$$U = \frac{q}{C_{дет} + C_{вх} + C_k}. \quad (5.7)$$

Емкость кабеля RG58 длиной 1 м составляет 93,5 пФ, а RG62 – 44,3 пФ. Эти величины сопоставимы с емкостью полупроводникового детектора для гамма-спектрометрии и существенно больше емкости ППД, предназначенного для спектрометрии рентгеновского излучения. Входная емкость усилителя обычно составляет 5–10 пФ. Таким образом, в случае соединения полупроводникового детектора (собственная емкость 50 пФ) с усилителем с помощью кабеля RG58 или аналогичного ему российского кабеля РК-50 длиной всего 30 см, амплитуда сигнала будет в 1,5 раза меньше, чем при непосредственном соединении детектора с усилителем.

Помимо снижения амплитуды сигнала существует еще одна особенность передачи импульсов, которую нельзя не учитывать. При соединении (см. рис. 5.7) источника напряжения, выходной импеданс (выходное сопротивление) которого равен Z_S , с нагрузкой, входной импеданс (входное сопротивление) которой равен Z_L , напряжение на нагрузке составит

$$V_L = V_S \frac{Z_L}{Z_S + Z_L}. \quad (5.8)$$

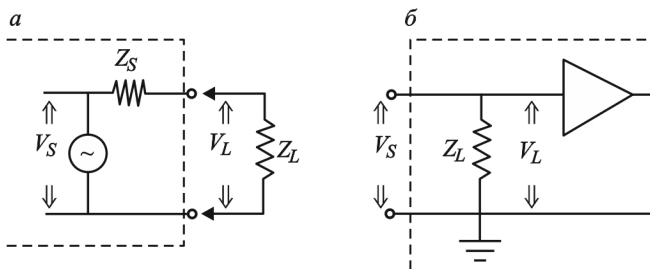


Рис. 5.7. Принципиальные схемы выходной (а) и входной (б) цепей сопряженных устройств [5.2]

Для того, чтобы отношение сигнал-шум¹, SNR (*Signal to Noise Ratio*), не уменьшалось, входное напряжение не должно значительно снижаться. Из соотношения (5.8) следует, что для этого выходной импеданс должен быть низким по сравнению с входным: $Z_S \ll Z_L$. Обычно его величина выбирается порядка 0,1 Ом. Входной импеданс, наоборот, должен быть высоким. Типичное значение этой величины для усилителя – более 1 кОм.

Если сигнал передается по соединительному кабелю, то прямой сигнал частично или полностью будет отражаться, если характеристический импеданс кабеля (Z_0) не совпадает с входным импедансом (активным сопротивлением) устройства (R). Коэффициент отражения (ρ) определяют [5.3] по следующей формуле:

$$\rho = \frac{U_r}{U_0} = -\frac{I_r}{I_0} = \frac{R + Z_0}{R - Z_0}, \quad (5.9)$$

¹Отношение сигнал-шум (S/N или SNR) определяется как отношение мощности полезного сигнала к мощности шума. Так как мощность пропорциональна квадрату напряжения, то $SNR = \left(\frac{U_{\text{сигн}}}{U_{\text{ш}}}\right)^2$. Часто эту величину выражают в децибелах: $SNR \text{ (дБ)} = 20 \lg\left(\frac{U_{\text{сигн}}}{U_{\text{ш}}}\right)$.

где U_0, I_0 – амплитуды падающих (прямых) импульсов напряжения и тока, соответственно; U_r, I_r – то же для отраженных импульсов.

Полярность и амплитуда отраженного сигнала будет зависеть от обоих импедансов. Если $R > Z_0$, отраженный сигнал будет иметь ту же полярность, что и падающий, но значение его амплитуды будет лежать в диапазоне от 0 до значения амплитуды прямого сигнала. Если $R \rightarrow \infty$ (например, в случае разомкнутой цепи) амплитуды прямого и отраженного сигналов равны. В случае если $R < Z_0$, полярность отраженного сигнала будет противоположной, а модуль его амплитуды также будет находиться между нулем и амплитудой прямого сигнала. В предельном случае, когда $R = 0$ (короткое замыкание), амплитуда отраженного сигнала будет равна амплитуде падающего сигнала, но его полярность будет противоположной. Единственный случай, когда отражение отсутствует, наблюдается при равенстве импедансов: $R = Z_0$. Импедансы обычно выравнивают, устанавливая дополнительные резисторы, называемые *терминаторами*. Так, терминатор номиналом 100 Ом, размещенный параллельно импедансу 1 кОм и более, обеспечит адекватный импеданс около 93 Ом.

Часто измерения проводят в условиях, когда нахождение персонала в помещении, где расположен детектор, невозможно. Поэтому для изменения настроек усилителя в процессе эксперимента последний иногда располагают на значительном (сотни м) расстоянии от детектора. В длинном кабеле¹, таким образом (в случае, если Z_0 кабеля отличается от импеданса последующего устройства), возникают медленно затухающие колебания из-за образования стоячей волны при сложении прямого и отраженного сигналов. Если для исключения колебаний перед входом в усилитель для выравнивания импедансов установить дополнительный резистор R_n , может нарушиться условие (5.5).

¹ Кабель считается длинным, если на его длине умещается не менее $\frac{1}{4}$ длины волны переменного сигнала. При длительности импульса от ППД в несколько десятков нм кабель протяженностью 50–100 см будет в указанном смысле длинным.

Для выхода из такого положения в спектрометрах используют усилительные тракты, состоящие из двух частей – предусилителя (ПУ), соединенного непосредственно с детектором, и основного усилителя, располагающегося на значительном расстоянии от детектора. Основной усилитель позволяет менять параметры усиления и форму сигнала либо размещенными на нем переключателями, либо с помощью управляющего компьютера.

5.4. Предусилитель

Основная задача, которую выполняет предусилитель – усиление слабого сигнала от детектора и его передача на вход спектрометрического усилителя. Поэтому для минимизации случайных электромагнитных наводок и сохранения величины SNR предусилитель размещается как можно ближе к детектору, а его вход согласован по импедансу с характеристиками детектора.

В усилительном тракте источником шумов является, прежде всего, его головные каскады, в которых величина SNR является наименьшей из-за малого значения амплитуды сигнала при постоянном среднем значении амплитуды шумов. Шумовые токи различной природы создают в интегрирующих цепочках флуктуации числа накопленных зарядов, которые суммируются с зарядом, образующимся при регистрации частиц и ухудшают энергетическое разрешение спектрометра. Интегрирование зарядов происходит на емкости C_n (см. раздел 5.1), вследствие чего возникает импульс напряжения с амплитудой q/C_n и флуктуирующее шумовое напряжение $U_{ш}(t)$.

Шумы в усилительных блоках возникают за счет хаотического теплового движения носителей заряда внутри проводника (тепловой шум) и за счет флуктуации числа носителей заряда, проходящих через сечение проводника в единицу времени (дробовой шум). Если тепловой и дробовой шумы возникают вследствие физических явлений, не зависящих от используемых технологий, то шум вследствие так называемых «мерцательных» изменений параметров электронных компонентов (фликкер-шум) зависит именно от технологических параметров (материал резистора, тип соединений и т.п. Фликкер-шум, скорее всего, возникает при частотах f менее 1 кГц и его интенсивность примерно пропорциональна $1/f$.

Тепловой шум описывается формулой Найквиста, дробовой – формулой Шоттки. Природа фликкер-шума до конца не изучена и описана рядом моделей [5.4].

Электронные шумы ухудшают энергетическое разрешение спектрометра. Если обозначить энергетический эквивалент шумов через $W_E = 2,355 q_{ш} \omega / e$ ($q_{ш} = C_n U_{ш}$ – среднеквадратичный (эквивалентный) шумовой заряд, $U_{ш}$ – среднеквадратичное шумовое напряжение, ω – энергия, затрачиваемая на образование пары носителей заряда, e – элементарный заряд, C_n – емкость нагрузки), то влияние шума на энергетическое разрешение спектрометра W_T будет описываться формулой [5.1]:

$$W_T = (W_D^2 + W_X^2 + W_E^2)^{1/2}, \quad (5.10)$$

где W_D – энергетическое разрешение детектора, W_X – вклад эффективности сбора носителей заряда. Относительные вклады составляющих энергетического разрешения из формулы (5.10) представлены на рис. 5.8, на котором приведены зависимости FWHM (W_T) от энергии гамма-излучения [5.5].

Для того, чтобы снизить шумы различной природы, приходится принимать взаимоисключающие меры. Например, шум, обусловленный током утечки детектора и тепловым шумом в резисторе обратной связи (последовательный шум), можно уменьшить, снижая общий ток детектора, охлаждая резистор, увеличивая его номинал и снижая постоянную времени усилителя. Шум, обусловленный емкостью на входе предусилителя и полевым транзистором (параллельный шум) уменьшают, снижая емкость, охлаждая полевой транзистор и увеличивая постоянную времени усилителя. Иллюстрацией к сказанному служит рис. 5.9,а, где представлена зависимость энергетического эквивалента шумов предусилителя от емкости нагрузки. Шумовая составляющая FWHM типичного зарядочувствительного предусилителя при росте емкости нагрузки от 1 до 1000 пФ возрастает более чем в 10 раз [5.6].

В сцинтилляционных детекторах амплитуда выходного сигнала достаточно велика уже на входе в предусилитель. Поэтому коэффициент усиления и характеристики шумов менее критичны, а предусилитель используется главным образом для интегрирования заряда выходного импульса детектора и для обеспечения согласования импедансов детектора и последующего усилителя.

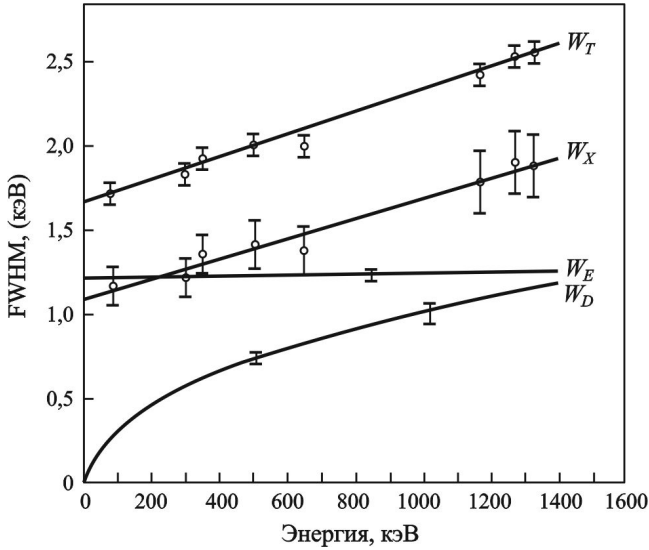


Рис. 5.8. Пример изменения W_T – суммарной величины FWHM пика полного поглощения гамма-излучения, измеренного полупроводниковым детектором из особо чистого германия объемом 86 см^3 : W_D – вклад статистических флуктуаций количества носителей заряда, W_E – вклад электронных шумов, W_X – вклад неполного сбора зарядов в детекторе [5.5]

При условии передачи выходного сигнала предусилителя по длинному кабелю предусилитель должен иметь *малое выходное сопротивление*, то есть являться генератором напряжения. Если входное сопротивление основного усилителя много больше выходного сопротивления предусилителя $r_{\text{ВЫХ}}$, то амплитуду передаваемого по кабелю сигнала можно определить из выражения [5.1]:

$$A = A_0 \left(1 - \exp \left[- \frac{t_i}{r_{\text{ВЫХ}} C_k} \right] \right), \quad (5.11)$$

где A_0 – амплитуда сигнала при нулевой емкости кабеля.

Задав величину предельного ослабления амплитуды $\left(\delta_A = \frac{A_0 - A}{A_0} \right)$, длительность импульса t_i и выходное сопротивление

ние предусилителя, можно найти предельную длину кабеля с известной удельной емкостью, используя соотношение

$$C_k \leq \frac{t_i}{r_{\text{вых}} \cdot \ln \delta_A}.$$

Существуют предусилители, чувствительные по току, по напряжению и по заряду. Наибольшее распространение в спектрометрии получил третий тип, называемый **зарядочувствительным предусилителем** (*charge sensitive preamplifier*). Это связано со следующим обстоятельством. Необходимо принимать во внимание снижение амплитуды сигнала при росте емкости нагрузки детектора C_i , зависящей в том числе и от емкости детектора (для ППД эта емкость, в свою очередь, зависит от приложенного напряжения). На рис. 5.9,б показано изменение емкости типичного полупроводникового детектора Canberra (эффективность 30 %) в зависимости от приложенного напряжения смещения.

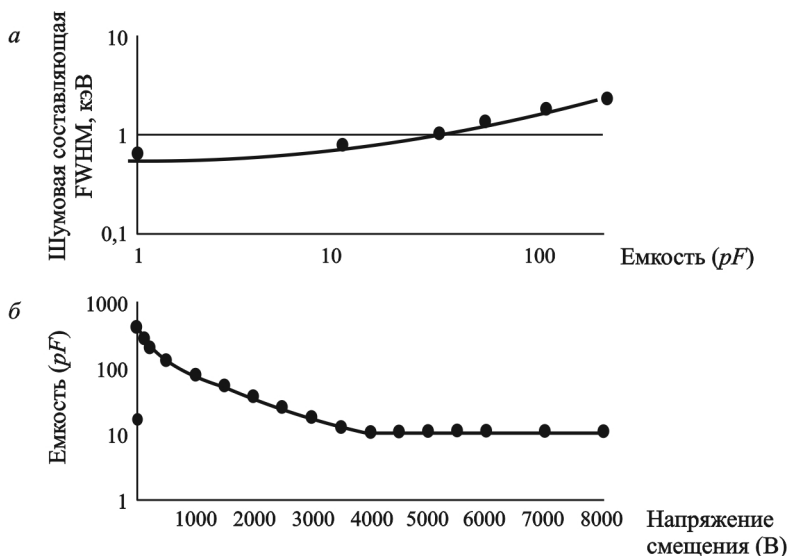


Рис. 5.9. Влияние емкости нагрузки на энергетический эквивалент шума предусилителя (а); зависимость емкости полупроводникового детектора от приложенного напряжения смещения (б) [5.1]

Для минимизации зависимости амплитуды от емкости и обеспечения высокого соотношения сигнал-шум в зарядочувствительных предусилителях интегрирование сигнала происходит не на емкости нагрузки, а на конденсаторе C_f отрицательной обратной связи (negative feedback) усилителя (рис 5.10). При высоком коэффициенте усиления k (без обратной связи) и небольшой емкости нагрузки амплитуда импульса на выходе предусилителя определяется следующим образом: $A_{\text{вых}} \approx q/C_f$ [5.1].

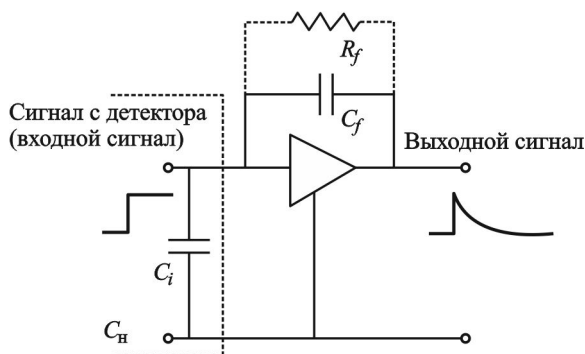


Рис. 5.10. Упрощенная схема зарядочувствительного предусилителя с отрицательной обратной связью [5.2]. Пояснения в тексте

Для разряда конденсатора обратной связи параллельно ему установлен резистор обратной связи R_f . На выходе предусилителя формируется импульс с крутым (100–700 нс) фронтом и амплитудой, пропорциональной собранному заряду, то есть энергии излучения, потерянной в детекторе. Импульс имеет пологий (несколько десятков мкс) экспоненциальный хвост, длительность которого определяется постоянной времени такой цепи резистивной обратной связи (рис. 5.11).

Для согласования выхода предусилителя с импедансом кабеля установлено сопротивление, равное импедансу используемого кабеля (50, 75, 93 Ом).

Как уже было сказано, амплитуда выходного импульса предусилителя содержит информацию об энергии излучения. Информация искажается только при чрезмерной скорости потери энергии в де-

текторе. Максимальная нагрузка предусилителя указывается в Кл/с (для сцинтилляционного детектора) или в МэВ/с (для ППД). Например, энергия гамма-излучения ^{137}Cs равна 0,662 МэВ. Тогда нагрузка 10^5 МэВ/с соответствует максимальной скорости счета, равной $10^5/0,662 = 1,51 \times 10^5$ имп/с.

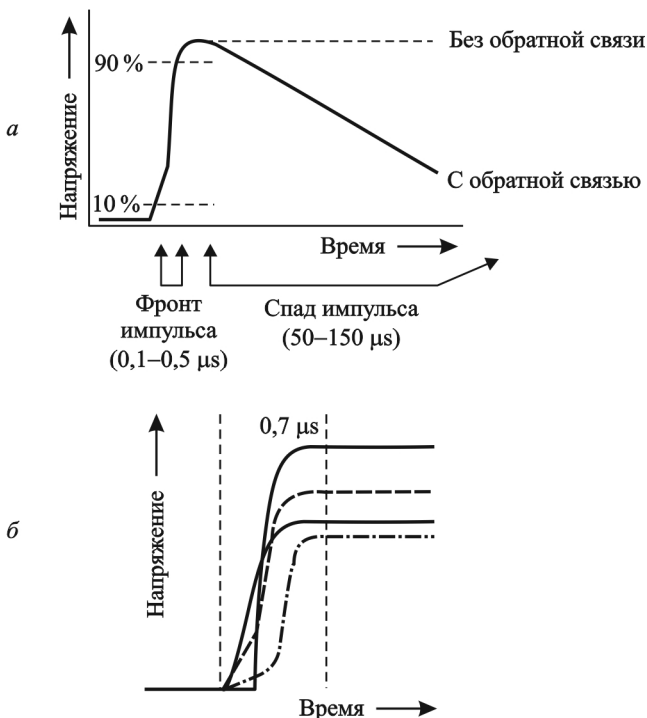


Рис. 5.11. Форма выходного импульса зарядочувствительного предусилителя с обратной связью: а) определение фронта импульса и времени спада; б) формы фронтов импульсов от различных детекторов [5.2]

В предположении, что энергетический эквивалент шума составляет величину порядка 1 кэВ при регистрации гамма-кванта энергии 1 МэВ, можно получить, что входной ток не должен превышать 10^{-9} А. Поэтому в первом каскаде предусилителя для снижения шума используется полевой транзистор, так как величины входных токов обычных биполярных транзисторов на несколько порядков больше, чем 10^{-9} А [5.1].

Полупроводниковые детекторы, предназначенные для гамма- и рентгеновской спектromетрии высокого разрешения, работают при низкой температуре. Полевые транзисторы предусилителей для уменьшения шума также охлаждаются, размещая их внутри криостата. Охлаждение полевого транзистора до температуры жидкого азота (77 К) позволяет снизить энергетическое разрешение спектрометра, что особенно существенно при измерении малых энергий ($E < 200$ кэВ).

Фирмы-изготовители детекторов и спектрометрической аппаратуры, среди которых основными являются ORTEC (Ametek) и CANBERRA (Mirion), предлагают разнообразные предусилители, рассчитанные на определенные условия их использования (например, для низких и высоких скоростей счета). Следует помнить, что предусилитель, оптимизированный под ту или иную скорость счета, поставляется вместе с детектором, поэтому для выбора необходимой модели предусилителя необходимо заранее определить решаемые задачи. В типовом предусилителе предусмотрены разъемы для присоединения генератора импульсов и для подачи высокого напряжения смещения к детектору; выход для измерения энергии и «быстрый» выход для контроля временных процессов. Имеются индикаторы превышения температуры и предельной загрузки. На входе предусилителя устанавливают диод с барьером Шоттки, обеспечивающий защиту головного каскада от быстрых перепадов напряжения.

Если интенсивность поступающих импульсов превысит некоторый уровень, то из-за их медленно спадающих хвостов возможен рост напряжения, связанный с нехваткой времени на возвращение к базовому уровню при наложении импульсов, и даже выход выходного напряжения за пределы динамического диапазона. Последнее нежелательное явление искажает информацию (рис. 5.12).

Как уже было отмечено, резистор в цепи обратной связи необходим для обеспечения разряда конденсатора, интегрирующего образующийся в детекторе заряд. Возможен отказ от резистора и сброс накопленного заряда при достижении предельного значения. Это обеспечивается двумя способами.

В низкоэнергетических рентгеновских спектрометрах чаще всего используют **предусилитель с оптической импульсной обратной связью** на базе светодиода, который освещает полевой транзи-

стор при достижении определенного напряжения (обычно несколько В), тем самым сбрасывая напряжение до начального уровня (рис. 5.13).

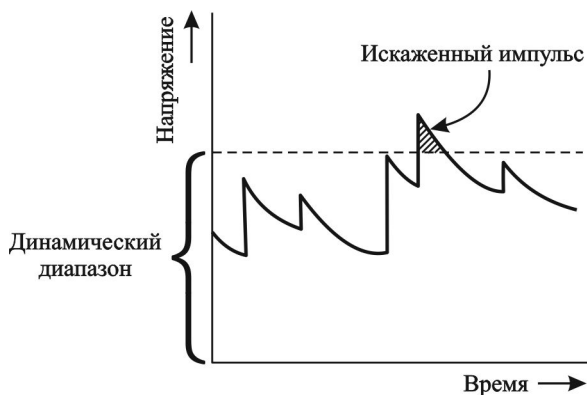


Рис. 5.12. Выходное напряжение предусилителя германиевого детектора. Наложение импульсов на длинных хвостах не искажает энергетическую информацию, но может привести к выходу за пределы динамического диапазона [5.2, 5.7]

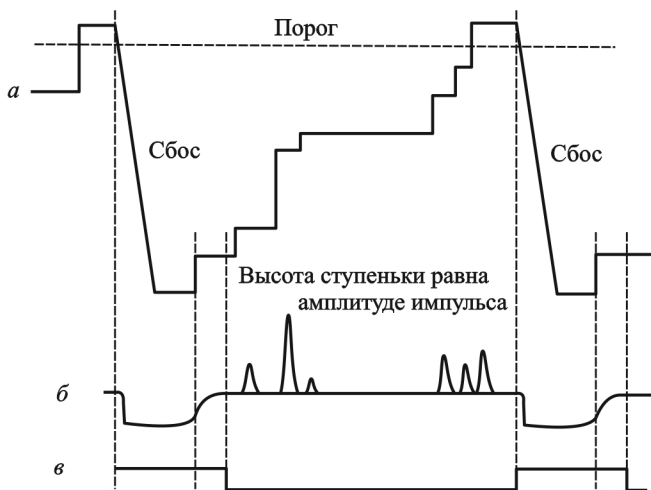


Рис. 5.13. Временные диаграммы процессов при сбросе напряжения в предусилителе с оптической обратной связью: а) выход предусилителя; б) выход линейного усилителя; в) рабочее и нерабочее состояния предусилителя [5.2]

В предусилителе с транзисторной импульсной обратной связью (*Transistor-Reset-Preamplifier, TRP*). [5.7] сброс накопленного заряда происходит за счет управляемого отпираания не светодиода, а встроенного транзистора. Поэтому этот предусилитель свободен от недостатка, присущего предусилителям с оптической обратной связью – длительного времени восстановления (это связано с освещением полевого транзистора). Небольшое время восстановления предусилителя TRP позволяет использовать детекторы при высоких нагрузках. Однако высокий коэффициент усиления TRP делает его не слишком подходящим для использования в области высоких энергий: частота сброса напряжения будет быстро увеличиваться при увеличении поглощенной в кристалле детектора энергии, и доля времени, в течение которого предусилитель находится в состоянии сброса, будет расти.

5.5. Спектрометрический усилитель

Для того чтобы амплитуды сигналов от детектора попадали в рабочий диапазон входных напряжений АЦП анализатора, выходной импульс от предусилителя должен быть усилен. Однако форма этого импульса неудобна для оцифровки из-за крутого фронта и относительно медленного спада, приводящего к неизбежному наложению сигналов. Поэтому последующий усилительный блок должен сформировать выходной импульс, удобный для дальнейшей обработки и содержащий всю необходимую информацию о регистрируемом кванте или частице. Для снижения вероятности наложения сигналов длительность такого импульса должна быть не слишком продолжительной. В этом случае усилитель быстро возвращается к базовому (нулевому) уровню напряжения, который не должен меняться при изменении интенсивности загрузки, температуры эксплуатации и других факторов в пределах их рабочих диапазонов. Наконец, для хорошего энергетического разрешения спектрометра отношение сигнал-шум на выходе усилителя должно быть максимально возможным.

К сожалению, на практике все перечисленные пожелания одновременно реализовать невозможно. Например, для полного сброса заряда и для хорошего энергетического разрешения требуется довольно продолжительный импульс, а для повышения пропускной

способности – короткий. Настройка усилителя – это всегда результат компромисса между взаимоисключающими требованиями к выходному сигналу.

К функциям спектрометрического усилителя (*linear pulse-shaping amplifier for pulse-height (energy) spectroscopy*) относят: 1) усиление сигнала, поступающего с выхода предусилителя, и 2) формирование сигнала для его дальнейшей обработки. В обоих случаях должна всегда сохраняться содержательная информация, получаемая от детектора.

Спектрометрический усилитель должен усиливать входной импульс напряжения до уровня 10–12 В по амплитуде, прямо пропорциональной величине амплитуды входного импульса. Коэффициент усиления, регулируемый в диапазоне от 1 почти до 10^4 , должен быть стабилен во всем динамическом диапазоне¹.

Формирование выходного импульса аналогового усилителя в настоящее время в основном осуществляется двумя методами: с использованием линии задержки и с помощью *CR*- и *RC*- (дифференцирующих и интегрирующих) цепочек.

Ниже кратко приводятся основы и принципиальные схемы реализации каждого из методов.

Формирование униполярного прямоугольного импульса длительностью ΔT (рис. 5.14) основано на использовании искусственной линии задержки (ИЛЗ), состоящей из последовательных *LC*-цепочек². Импульс в виде ступеньки инвертируется, задерживается и суммируется с исходным, в результате чего формируется прямоугольный выходной импульс, ширина которого равна времени задержки ИЛЗ. При правильной регулировке с помощью переменного резистора $2R_D$ (для компенсации экспоненциального затухания) выходной импульс быстро возвращается к базовой линии. Форма импульса симметрична: время его нарастания равно времени спада.

¹ Динамический диапазон усилителя определяется отношением максимального уровня входного сигнала к его минимальному уровню при условии, что сохраняется линейная зависимость между выходным и входным сигналами.

² Коаксиальный кабель также является широкополосным устройством задержки сигнала (4–5 нс/м), следовательно, для задержки на 1 мкс требуется около 200 м кабеля. Поэтому из-за габаритов в системах амплитудного анализа кабель не применяется.

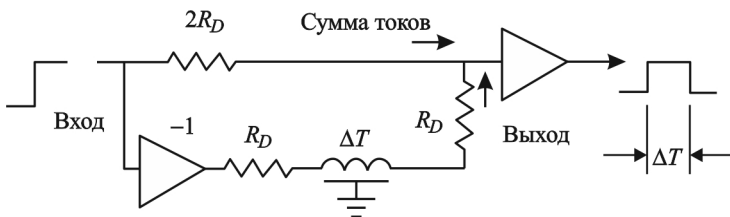


Рис. 5.14. Формирование прямоугольного импульса с помощью линии задержки [5.9]

Усилитель, построенный на данном принципе, подходит для сцинтилляционных детекторов, так как у них невысокое по сравнению с ППД энергетическое разрешение и отношение сигнал-шум не слишком влияет на его величину (см. формулу (5.10)). Для получения биполярного импульса с суммарной длительностью, равной $2\Delta T$, к схеме, изображенной на рис. 5.14, добавляется такой же участок [5.9].

Однако для детекторов, у которых внутреннее усиление как у сцинтилляционных, отсутствует, формирование выходного импульса линиями задержки уступает формированию CR- и RC-цепочками: SNR усилителя на ИЛЗ меньше, чем у усилителя с использованием дифференцирования и интегрирования.

Для максимизации SNR, связанной с понятием «относительный шум», требуется определить оптимальную форму импульса спектротрического усилителя. Известно [5.5, 5.10], что минимальный относительный шум наблюдается, если форма сигнала описывается выражением $U(t) = U_0 \exp(-k|t - \tau|)$, где U_0 и k – постоянные, и напоминает острие (*cusp*). Приняв для этого сигнала величину относительного шума за единицу, можно вычислить относительный шум для импульсов других форм. На рис. 5.15 приведены формы импульсов и соответствующие им величины относительного шума.

Получить сигнал с минимальным относительным шумом (острие) методами аналоговой электроники с использованием пассивных элементов практически невозможно, к тому же он неудобен для амплитудного анализа. Треугольный импульс формируется идеальным интегратором совместно с линией задержки или в результате сложения сигналов от нескольких интегрирующих секций с соответствующими весами.







Форма импульса	Относительный шум	
 Острие	1,00	
 Треугольник	1,08	
 Гауссиан	1,12	
 R, nRC	$\left\{ \begin{array}{l} 1,36, n = 1 \\ 1,22, n = 2 \\ 1,18, n = 3 \\ 1,12, n = \infty \end{array} \right.$	
 Двойной CR, RC		1,88
 Линия задержки DL, RC		1,10–1,41

Рис. 5.15. Связь формы импульса с относительным шумом [5.2]

Аналоговые схемы не позволяют сформировать импульс, форма которого описывается гауссианом. Однако используя дифференцирующие и интегрирующие цепочки, можно сформировать так называемый полугауссиан, стремящийся по форме и относительному шуму к гауссиану при использовании одной CR и n интегрирующих RC-цепочек. Униполярный сигнал в форме полугауссиана (например, при $n = 5$, т.е. для случая $CR + (RC)^5$ форма сигнала описывается кривой $U(t) = A_{SG} (t/\tau)^4 \exp(-t/\tau)$, где A_{SG} – константа) удобен для его обработки аналогово-цифровым преобразователем.

Дифференцирующую CR-цепочку (*differentiator, high-pass filter*) можно рассматривать как фильтр, ослабляющий низкочастотную составляющую сигнала и пропускающий его высокочастотную составляющую. Ее постоянная времени равна $\tau_D = C_D R_D$. За это время амплитуда исходного сигнала A (ступеньки) спадает по экспоненте до уровня $0,37A$. Напротив, интегрирующая RC-цепочка (*integrator, low-pass filter*) ослабляет высокочастотную компоненту и практически не затрагивает низкочастотную. Постоянная времени

интегрирующей цепи равна $\tau_I = C_I R_I$ и определяет время нарастающего выходного сигнала до уровня 0,63 А [5.11].

Линейное формирование сигналов осуществляется только при совместном использовании интегрирующих и дифференцирующих цепочек. Вариант их применения изображен на рис. 5.16.

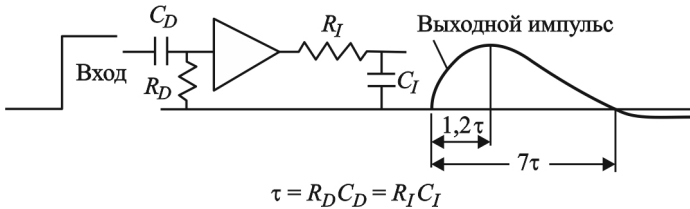


Рис. 5.16. Формирование выходного униполярного импульса спектрометрического усилителя. Постоянные времени у дифференцирующей и интегрирующей цепочек одинаковы [5.9]

Условие, при котором отношение сигнала к шуму (SNR) наибольшее, можно найти, рассмотрев различные факторы, влияющие на амплитуды сигналов и шумов. В [5.1] показано, что это условие состоит в равенстве постоянных времени интегрирующей и дифференцирующей цепочек:

$$\tau_I = \tau_D = \tau_0. \quad (5.12)$$

Этот вывод иллюстрирует рис. 5.17, где изображена зависимость эквивалентного среднеквадратичного шумового заряда (сумма последовательного, параллельного и фликкер-шумов) от постоянной времени [5.12].

Для поиска абсолютного значения τ_0 анализируют источники шума при условии, что формирующие цепи усилителя уже оптимизированы и условие (5.12) соблюдено. Оценка, выполненная в [5.1] при значении входного тока, равном 1 нА, сопротивлении нагрузки порядка 10^8 Ом, емкости нагрузки около 50 пФ и при выходном токе $2,6 \times 10^{-4}$ А, дает значение постоянной времени $\tau_0 = 2,25 \cdot 10^{-6}$ с. При этом длительность фронта импульса t_i равна 10^{-7} с (что соответствует значению крутизны $S = 8$ мА/В), а длительность спада импульса равна $R_n C_n = 5 \cdot 10^{-3}$ с.

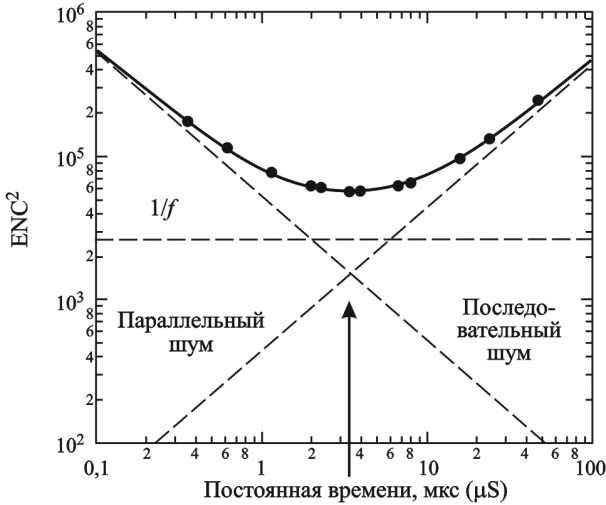


Рис. 5.17. Определение постоянной времени усилителя для минимизации SNR [5.12]. ENC – эквивалентный шумовой заряд. Стрелкой указана точка, соответствующая наибольшему отношению сигнал–шум

Оптимальное значение постоянной времени τ_0 формирования сигнала в спектрометрическом тракте зависит как от параметров усилителя (входной и выходной токи, крутизна импульса), так и от сопротивления нагрузки и емкости детектора, являющейся частью емкости нагрузки (см. формулу (5.3)). Поэтому при смене детектора может потребоваться перестройка постоянных времени формирующих цепей.

При низкой скорости счета в больших коаксиальных германиевых детекторах оптимальное разрешение достигается при $\tau_0 = 3...4$ мкс; в небольших планарных германиевых детекторах – при $\tau_0 = 6...8$ мкс, а в кремниевых детекторах – при $\tau_0 = 8...12$ мкс. Ge и Si детекторы высокого разрешения – относительно медленные и требуют выбора больших по сравнению с другими детекторами значений τ_0 . Энергетическое разрешение скинтилляционных детекторов много хуже, чем полупроводниковых, поэтому постоянная времени для них выбирается меньшей, чем для ППД: так, для спектрометра со скинтиллятором NaI(Tl) $\tau_0 = 0,25...1$ мкс, а с органическими скинтилляторами – 0,01 мкс [5.7].

Биполярный сигнал формируется электронной схемой, изображенной на рис. 5.18. На рисунке приведены амплитуды положительной и отрицательной частей сигнала и их длительности в единицах постоянной времени при условии равенства постоянных времени двух дифференцирующих и одной интегрирующей цепочки.

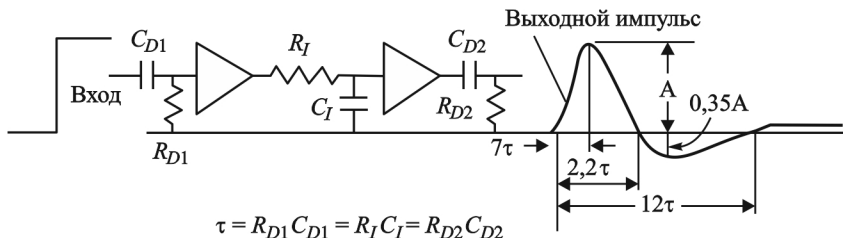


Рис. 5.18. Формирование биполярного выходного сигнала усилителя. Постоянные времени двух дифференцирующих и одной интегрирующей цепочки одинаковы [5.9]

Усредненные параметры выходного импульса усилителя, имеющего форму полугауссиана, и соответствующие обозначения приведены на рис. 5.19, а пояснения и области значений в табл. 5.1.

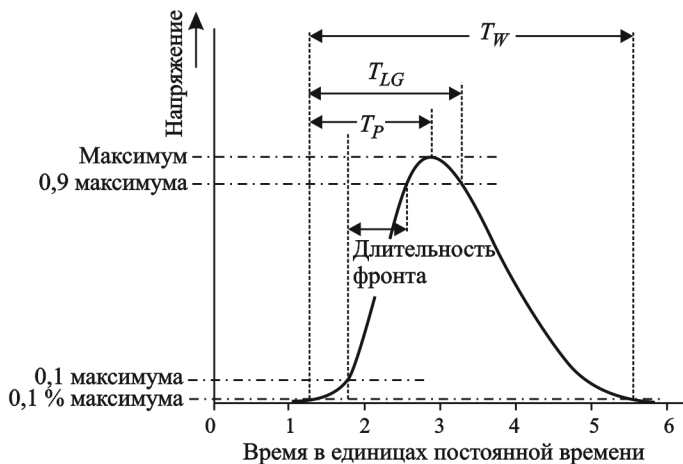


Рис. 5.19. Временные характеристики выходного импульса усилителя (форма импульса-униполярный, полу-гауссиан) [5.2]. Расшифровка в табл. 5.1

Параметры определены на основе измерений трех различных усилителей (ORTEC 673, Canberra 2020, Tennelec 244), выполненных J. Hemingway и приведенных в [5.2]. В этом эксперименте постоянные времена усилителей (τ_0) меняли в диапазоне 0,5...12 мкс, а амплитуды – от 0,5 до 7 В. Сигнал получали от стандартного коаксиального ППД *n*-типа с относительной эффективностью 23 %, разрешением 2 % по линии 1332,54 кэВ (^{60}Co).

Таблица 5.1

Временные характеристики выходного импульса усилителя, их определения, обозначения и значения в единицах постоянной времени усилителей [5.2]

Параметр	Временной интервал	Обозначение	Длительность, в ед. τ_0
Длительность фронта импульса (rise time)	Время возрастания сигнала от 0,1 до 0,9 значения амплитуды		1,26±0,05
Время достижения амплитуды (peaking time)	Время нарастания напряжения от момента превышения порога дискриминации (0,1 % от амплитуды) до максимального значения (амплитуды)	T_p	2,1±0,1
Время, по истечению которого линейные ворота открываются для дальнейших действий (linear gate time)	Время, необходимое для распознавания импульса (от порога импульса до 0,9 величины амплитуды после прохождения максимума)	T_{LG}	2,6±0,2
Длительность импульса (width)	Время от начала до окончания превышения сигнала порога дискриминации	T_w	5,6±0,5

Схема полюс-ноль. При прохождении выходного сигнала от предусилителя с длинным экспоненциальным «хвостом» через входную CR-цепочку основного усилителя возникает нежелательный выброс противоположного знака, начиная примерно через время 7τ (рис. 5.20,а), который медленно возвращается к базовому уровню. При средних и высоких нагрузках существенная часть импульсов накладывается на "хвосты" предшествующих импульсов, что приводит к уменьшению их амплитуды и, соответственно, к ухудшению энергетического разрешения. Для устранения этого эффекта применяется схема компенсации полюса нулем (*pole-zero cancellation*) (рис. 5.20,б). Для этого в CR-цепочку параллельно емкости устанавливается переменный резистор R_{pz} . В результате регулировки резистора формируется выходной импульс с простым экспоненциальным затуханием до базовой линии за минимально возможное время.

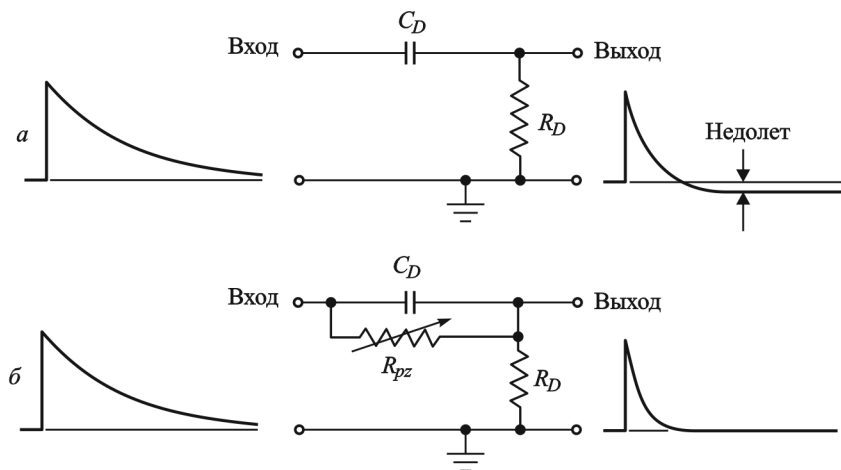


Рис 5.20. Сигнал от предусилителя поступает на вход основного усилителя (простую CR-цепочку), в результате чего наблюдается отрицательный выброс импульса (а); CR-цепочку параллельно емкости установлен переменный резистор R_{pz} , регулировка которого позволяет скомпенсировать отрицательный выброс (б)

Название схемы обусловлено тем, что расчет электрических цепей основан на применении преобразования Лапласа $F(s)$ -функции комплексной

переменной $s = \sigma + i\omega$ (изображения) для $F(t)$ – функции действительной переменной времени (оригинала), определяемого как

$$F(s) = \int_0^{+\infty} e^{-st} f(t) dt.$$

Для линейной электрической цепи связь между выходным и входным напряжениями $V_{out}(t)$ и $V_{in}(t)$ определяется линейным дифференциальным уравнением n -порядка. Если использовать преобразование Лапласа при решении задачи Коши для этого уравнения, получим, что выходное напряжение связано со входным через уравнение

$$V_{out}(s) = G(s)V_{in}(s),$$

где $G(s)$ – так называемая передаточная функция, в общем виде определяемая как

$$G(s) = \frac{(s - z_1)(s - z_2)\dots(s - z_m)}{(s - p_1)(s - p_2)\dots(s - p_n)},$$

где $s = p_i$ ($i = 1, \dots, n$) – полюсы, а $s = z_j$ ($j = 1, \dots, m$) – нули передаточной функции $G(s)$.

На рис. 5.21 приведены схемы и соответствующие выражения для передаточных функций каскадов компонентов линейных электрических цепей, в том числе с обратной связью.

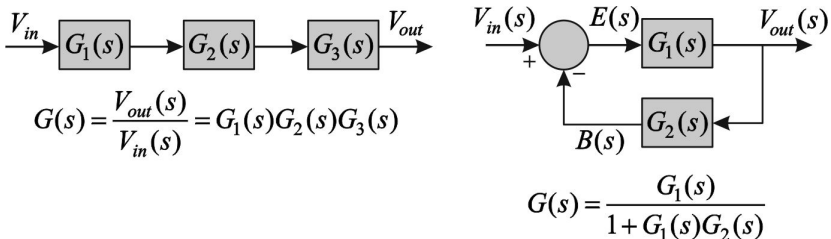


Рис. 5.21. Передаточные функции некоторых цепей [5.13]

В частности, для CR–RC цепи передаточная функция равна произведению передаточных функций дифференцирующей и интегрирующей цепочек: $G_{CR-RC}(s) = \frac{1}{(1 + \tau_2 s)} \cdot \frac{\tau_1 s}{(1 + \tau_1 s)}$, где τ_1 и τ_2 – постоянные времени для дифференцирующей и интегрирующей цепей, соответственно.

Выходное напряжение определяют с помощью обратного преобразования Лапласа:

$$V_{out}(t) = \int G(t-t')V_{in}(t')dt'$$

В терминологии преобразования Лапласа добавление резистора R_{pz} ведет к тому, что

$$V_{out}(s) = \frac{V_0}{s + \frac{1}{R_{pz}C} + \frac{1}{\tau}} \cdot \frac{s + \frac{1}{R_{pz}C}}{s + \frac{1}{\tau}}$$

Для сокращения числителя и знаменателя второго сомножителя, содержащих нуль и полюс, необходимо, чтобы $\tau_i = R_{pz}C$. Это приводит к исчезновению отрицательного выброса хвоста и к его укорачиванию.

Схема «полюс-ноль», предложенная в 1967 г., позволила существенно улучшить характеристики усилителей при высоких скоростях счета. Схема требует точной настройки с помощью осциллографа после каждого изменения постоянной времени усилителя. Если настройка выполнена неправильно, за выходными импульсами следует довольно длительный «недолет» или «перелет», ведущий к искажению пика полного поглощения, соответственно, в области малых или больших амплитуд. В моделях современных усилителей компенсация полюс-ноль осуществляется автоматически.

Цепь восстановления базового уровня, ВБУ. Для обеспечения хорошего энергетического разрешения и устойчивости положения пика при высоких скоростях счета цепи спектрометрических усилителей связаны по постоянному току (исключение – дифференцирующая цепочка на входе усилителя). Однако любое соединение через конденсатор приводит к смещению базовой линии так, что площади частей импульса над ней и под ней равны (см. рис. 5.22).

Величина отклонения базовой линии от нулевого потенциала (смещение базового уровня) зависит от частоты следования импульсов и от их амплитудного распределения. Так как вследствие случайного появления сигналов эта величина флуктуирует, на выходе усилителя наблюдают довольно большое и нестабильное смещение базового уровня (рис. 5.23). В результате энергетическое разрешение спектрометра ухудшается.

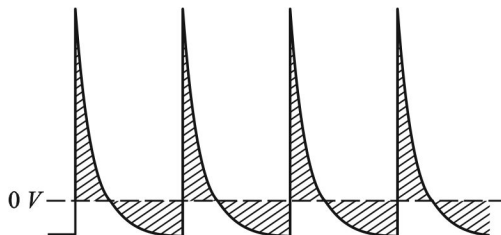


Рис. 5.22. Сдвиг базового уровня в случае регистрации серии равноотстоящих одинаковых импульсов. Площади под кривыми выше и ниже базовой линии ($U = 0$ В) равны [5.2]

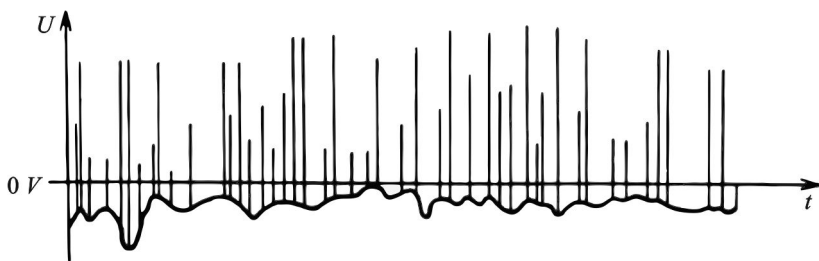


Рис. 5.23. Вариации базового уровня при регистрации случайных сигналов [5.11]

Смещение базового уровня можно сильно уменьшить, извлекая полезную спектрометрическую информацию не из униполярных, а из биполярных сигналов. Оптимальными для этого являются импульсы с одинаковыми площадями и равными длительностями положительных и отрицательных частей сигнала. Однако их использование ведет к снижению отношения сигнал-шум (SNR) и к увеличению вероятности наложений импульсов из-за увеличения их длительности.

Для ликвидации смещения базового уровня используют дополнительную схему восстановления базового уровня, ВБУ (*baseline restorer, BLR*) при прохождении через нее униполярного импульса. На рис. 5.24 изображена упрощенная принципиальная схема ВБУ.

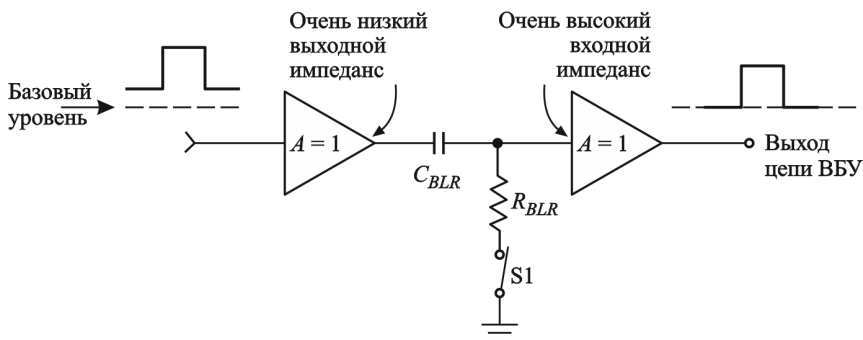


Рис. 5.24. Упрощенная принципиальная схема цепи ВБУ [5.9]

Видно, что конденсатор с емкостью C_{BLR} и резистор с сопротивлением R_{BLR} в случае замыкания ключа $S1$ образуют дифференцирующую цепочку, постоянная времени которой равна $C_{BLR}R_{BLR}$. Благодаря наличию резистора происходит возврат базовой линии к нулевому уровню. Для того, чтобы величина SNR сохранялась, постоянная времени такой цепи должна превышать более чем в 50 раз постоянную времени усилителя, определяемую формулой (5.12) [5.9]

Изображенная на рис. 5.24 схема не позволяет достаточно хорошо поддерживать базовый уровень (нулевой потенциал) при высоких скоростях счета. При наличии дифференцирующей цепочки, как уже говорилось выше, средняя площадь сигнала на выходе цепи, превышающего нулевой потенциал, должна быть равной средней площади сигнала ниже нулевого потенциала. При низких скоростях счета расстояние между импульсами много больше длительности импульсов, поэтому базовая линия остается вблизи нуля. Однако для того, чтобы упомянутые площади сигналов выше и ниже нуля были бы равны, с увеличением загрузки базовая линия должна сместиться вниз, причем это смещение возрастает с увеличением загрузки детектора.

Если ключ $S1$ на рис. 5.24 будет размыкаться во время прохождения импульса и замыкаться только в промежутке между импульсами, дифференцирование будет выполняться CR -цепью только в этом временном промежутке, и влияние самого сигнала на смещение базового уровня по существу устраняется. Базовая линия будет

поддерживаться на нулевом уровне независимо от фактической скорости счета.

Очевидно, стабильность восстановления базового уровня зависит от способности цепей, замыкающих и размыкающих ключ $S1$, определять наличие или отсутствие импульсов. В простейших цепях такого рода используется дискриминатор, порог срабатывания которого вручную устанавливается немного выше уровня шумов. В более сложных устройствах уровень шума и наличие импульса определяется автоматически.

Цепь режекции наложений. Если импульсы следуют слишком часто один за другим (подробнее об этом см. гл. 8), то в результате перекрытия двух или более импульсов (рис. 5.25) амплитуда суммарного импульса не соответствует энергии регистрируемых квантов, но при дальнейшей обработке этот импульс повышает уровень фона или формирует пик случайного

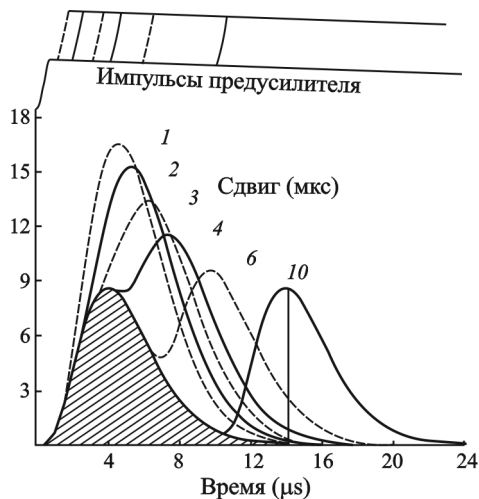


Рис. 5.25. Расчетные формы сигналов в результате наложений на заштрихованный импульс аналогичных сигналов с различными временными сдвигами относительно заштрихованного. Форма импульса (полугауссиан) образуется после прохождения импульса предусилителя одной CR - и четырех последовательных RC -цепочек. Постоянная времени равна 1 мкс [5.2]

суммирования. Для снижения доли таких событий в спектрометрических усилителях используются цепи режекции наложений (*pile up rejection*). Рис. 5.26 иллюстрирует работу режектора.

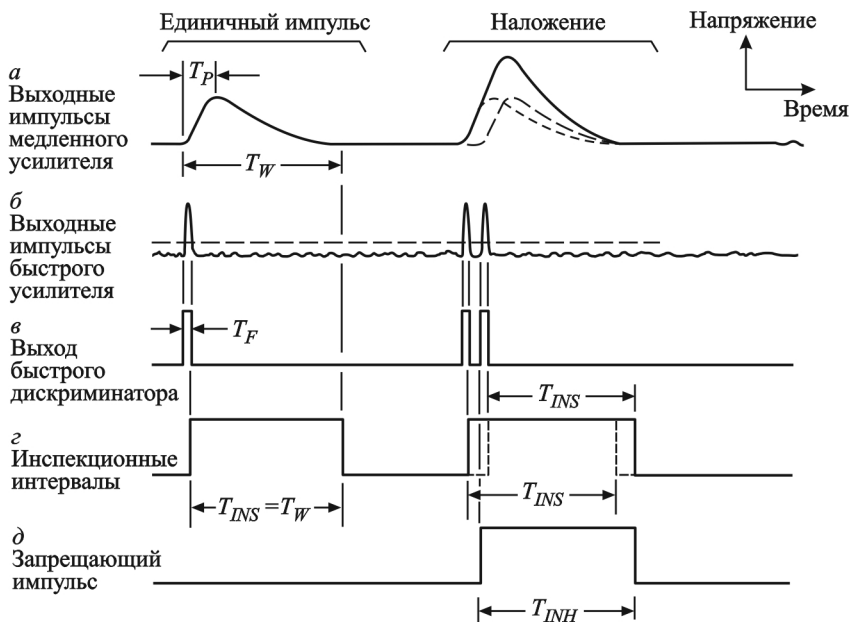


Рис. 5.26. Основные формы импульсов в режекторе наложений.
Пояснения в тексте

Если регистрируются относительно редкие события, времени для обработки выходного импульса усилителя вполне достаточно, и наложения маловероятны. В случае, если за выходным сигналом (в соответствии с рис. 5.19, T_P – время от начала импульса до момента фиксации амплитуды пика с помощью аналогово-цифрового преобразователя; T_W – ширина импульса выше уровня шума) с небольшим временным интервалом следует другой импульс, суммарный импульс не соответствует регистрации реального кванта или частицы (рис. 5.26,а).

Режектор наложений работает следующим образом [5.9]. Сигнал поступает параллельно в обычный, «медленный» спектрометрический усилитель и в «быстрый» усилитель-формирователь импуль-

сов с очень маленькой величиной постоянной времени. В последнем усилителе величина SNR снижена для увеличения временного разрешения. В результате «быстрый» усилитель регистрирует короткие импульсы, показанные на рис. 5.26,б. С помощью быстрого дискриминатора формируются короткие логические импульсы длительностью T_F . (рис. 5.26,в). Логический импульс запускает инспекционный временной интервал T_{INS} равный T_W (рис. 5.26,г). Если в течение инспекционного интервала поступает второй логический импульс, генерируется импульс T_{INH} , запрещающий АЦП обработку импульса, образованного в результате наложения (рис. 5.26,д).

При высоких скоростях счета использование режектора наложенный улучшает энергетическое разрешение детектора и снижает фон. Как следует из рис. 5.27, режекция наложений не приводит к существенному уменьшению амплитуды пиков случайного суммирования, образованных вследствие наложения двух пиков полного поглощения.

Таким образом, использование схемы «полнос-ноль», цепей восстановления базового уровня и режекции наложений позволяет значительно улучшить качество измеряемого гамма-спектра.

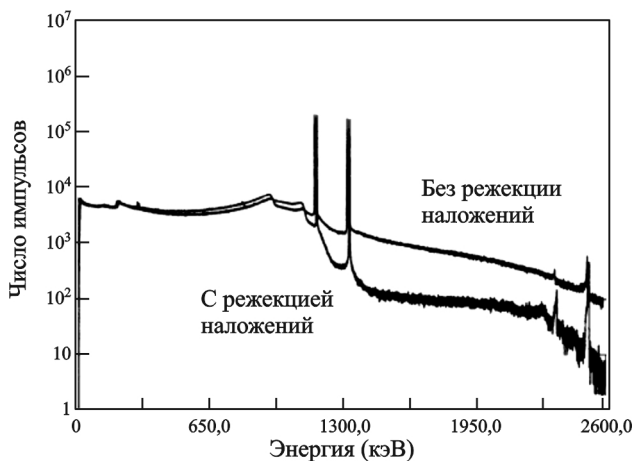


Рис. 5.27. Эффект от использования режектора наложений. Регистрация гамма-спектра ^{60}Co с помощью германиевого ППД. Скорость счета равна 50000 имп/с. Справа видны 2 пика случайного суммирования

Перечислим основные требования к спектрометрическому усилителю.

- Коэффициенты усиления по напряжению для используемых ППД и газонаполненных детекторов должны составлять 10^3 – 10^4 , а для сцинтилляционных детекторов – порядка 10. Для ППД требуется усиление по току около 10^3 (с 20 мкА до 20 мА). При таких значениях коэффициентов усиления амплитуда сигналов будет попадать в рабочий диапазон АЦП (0–10 В).

- Коэффициент усиления должен быть стабилен во всем динамическом диапазоне, θ , определяемом по наибольшей и наименьшей амплитудам входного сигнала: $\theta = \frac{A_{\text{вх max}}}{A_{\text{вх min}}}$. Следовательно, в

этом диапазоне должна обеспечиваться линейная зависимость выходного напряжения от входного.

- Интегральная нелинейность, равная $\eta = \frac{\Delta A_{\text{вых max}}}{A_{\text{вых max}}}$, искажающая энергетическую калибровку спектрометра, не должна превышать погрешности определения энергии частиц, зависящей от используемого детектора (для ППД $\leq 0,05$ %, в сцинтилляционных детекторах – менее 1 %).

- Дифференциальная нелинейность $\xi = \frac{K - K_r}{K}$, где $K = \left(\frac{dA_{\text{вых}}}{dA_{\text{вх}}} \right)$ – коэффициент усиления (индекс r относится к реальным значениям) искажает форму спектральной линии и приводит к смещению максимума распределения Гаусса и к изменению ширины пика. Величина дифференциальной нелинейности не должна превышать несколько десятых % для ППД и несколько % для сцинтилляционного детектора.

- Усилители не должны существенно ухудшать энергетическое разрешение, обеспечиваемое детектором. Как уже было изложено, ухудшение разрешения вызывают шумы головных каскадов усилителя, наложение импульсов, амплитудные перегрузки и др.

5.6. Многоканальный анализатор

Задача многоканального анализатора импульсов (МКА) состоит в анализе распределений импульсов. МКА сортирует и накапливает импульсы от зарегистрированных частиц или квантов, поступающих со спектрометрического усилителя, с целью цифрового и визуального представления амплитудно-импульсного спектра, полученного с помощью детектора.

Аналогово-цифровой преобразователь (АЦП) расположен на входе МКА и выполняет основной анализ амплитуд импульсов. После входа аналогового импульса в АЦП анализатор временно закрывает входные ворота, тем самым запрещая поступление других импульсов до окончания обработки пришедшего импульса. Время, в течение которого АЦП закрыт, называется *мертвым временем*, а время, когда АЦП открыт – соответственно, *живым временем*. Таким образом, физическое время равно сумме живого и мертвого времени. Все пересчеты от количества зарегистрированных импульсов к физическим величинам (например, активности нуклида) выполняются не по физическому, а по живому времени.

На выходе АЦП появляется двоичное число, пропорциональное его амплитуде. Другие цепи МКА добавляют единицу в регистр памяти МКА, адрес которого соответствует адресу АЦП. АЦП принимает импульсы в заданном диапазоне напряжений (от 0 до 10 В) и сортирует их по большому ряду прилегающих друг к другу ячеек или каналов напряжения равной ширины.

Количество диапазонов напряжений (спектрометрических каналов) обычно представляет собой целую степень числа 2, 2^N и называется *коэффициентом преобразования АЦП*. Требуемый коэффициент выбирают в зависимости от типа детектора (точнее, его энергетического разрешения) и от рассматриваемого диапазона энергии. В настоящее время на рынке представлены многоканальные анализаторы в стандарте NIM, содержащие два независимых АЦП по 16384 каналов (2^{15}), с шириной канала 0,6 мВ (например, ASPEC-927, Multiport II).

В случае, если импульсы не теряются в спектрометрическом тракте, число зарегистрированных частиц или квантов N_i в энерге-

тическом диапазоне $\Delta E = E_{i+1} - E_i$ равно числу импульсов в диапазоне амплитуд $\Delta A = A_{i+1} - A_i$ и

$$N_i = p(E_i)\Delta E = p(A_i)\Delta A,$$

где $p(E)$ и $p(A)$ – плотности распределения энергии и амплитуды, соответственно.

При спектрометрических измерениях требуется определять дискретное распределение отсчетов, то есть количество отсчетов в каждом канале. АЦП измеряет амплитуду проходящего на его вход импульса и при условии, что ее величина находится в интервале ΔA , выдает номер канала i .

В идеальном случае зависимость между измеренной характеристикой (энергией) и номером канала должна быть линейной. Тем не менее, предусилитель, спектрометрический усилитель и АЦП не являются абсолютно линейными устройствами, поэтому соотношение между энергией и номером канала, вообще говоря, немного нелинейно. При использовании соответствующего оборудования энергия гамма-излучения может быть измерена с точностью до десятых долей кэВ. АЦП характеризуется значениями интегральной (слабой кривизной в соотношении между E номером канала) и дифференциальной (изменением в ширине канала, медленно растущим со временем) нелинейностями [5.14].

В спектрометрических измерениях с аналоговым спектрометрическим трактом используются 2 типа АЦП (АЦП Уилкинсона, *Wilkinson ADC*, и АЦП последовательных приближений, *the successive approximation ADC*) построенных на разных принципах. В цифровых спектрометрических трактах используют быстрые флэш-АЦП, *flash-ADC*, которые будут рассмотрены в разделе 5.9.

АЦП Уилкинсона (принцип предложен в 1950 г.) считывает импульсы от быстрого генератора за интервал времени разряда конденсатора, прямо пропорциональный амплитуде импульса с усилителя. Время, преобразованное в код, определяет номер канала, приписываемый каждому зарегистрированному импульсу.

Временной цикл работы АЦП Уилкинсона приведен на рис. 5.28. Аналоговый импульс, поступающий на его вход, сразу начинает заряжать конденсатор. Заряд прекращается через время,

соответствующее достижению амплитуды импульса. Для улучшения точности спадающая часть импульса растягивается во времени с помощью электронного расширителя, *pulse stretcher*. В момент достижения максимума импульса начинается принудительный разряд конденсатора, продолжающийся до его полного разряда, открываются временные ворота и иницируются часы – тактовые импульсы, количество которых будет пропорционально времени разряда и, следовательно, амплитуде. Еще некоторое время требуется на запись результата в соответствующий канал МКА. На рис. 46 указан также временной диапазон, в течение которого АЦП не принимает сигналы. АЦП данного типа характеризуется слабой дифференциальной нелинейностью, но, очевидно, длительность преобразования амплитуда-цифровой код зависит от амплитуды импульса: например, для 8192-канального устройства длительность обработки меняется от 20 до 165 мс [5.7].

АЦП последовательного приближения (АЦП ПП) проводит сравнение импульса усилителя в серии аналоговых компараторов. Для удобства сравнения аналоговый импульс напряжения так же, как и в АЦП Уилкинсона, растягивается. Первый компаратор определяет, находится ли амплитуда импульса выше или ниже половины диапазона АЦП, а каждый последующий компаратор определяет, находится ли импульс выше или ниже половины интервала напряжения предыдущего компаратора. То есть происходит последовательное деление интервала амплитуды импульса пополам. Таким образом, серия из 12 компараторов приписывает амплитуду анализируемого импульса одному из $2^{12} = 4096$ каналов, 13 компараторов – $2^{13} = 8192$ каналов и т.д. Каждый импульс получает уникальный цифровой код. Очевидно, время преобразования в АЦП ПП не зависит от амплитуды импульсов. Рис. 5.29 иллюстрирует принцип действия АЦП ПП.

Дифференциальная нелинейность АЦП ПП сопоставима с АЦП Уилкинсона, а при большом числе каналов (4096 и более) такой АЦП работает быстрее, чем АЦП Уилкинсона. Времена преобразования одного импульса в АЦП ПП составляют в зависимости от быстроты часов 0,5, 1 и 10 мкс.

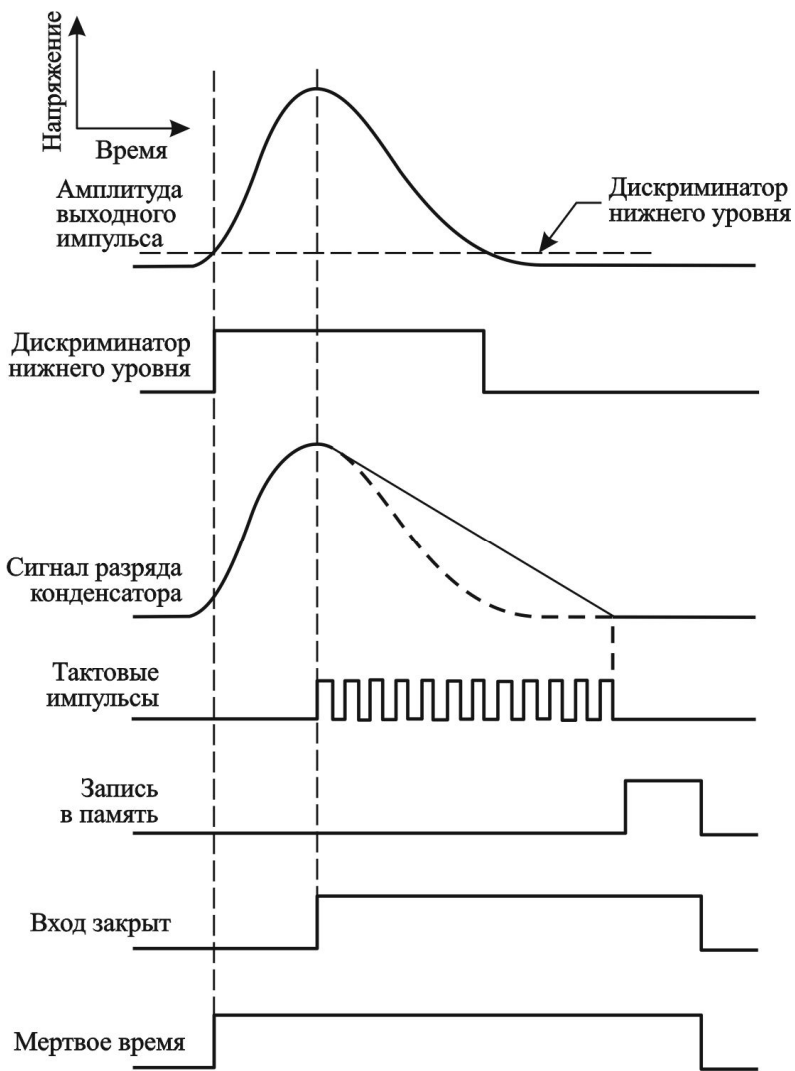


Рис. 5.28. Временной цикл работы АЦП Уилкинсона [5.14]. Количество тактовых импульсов зависит от амплитуды сигнала

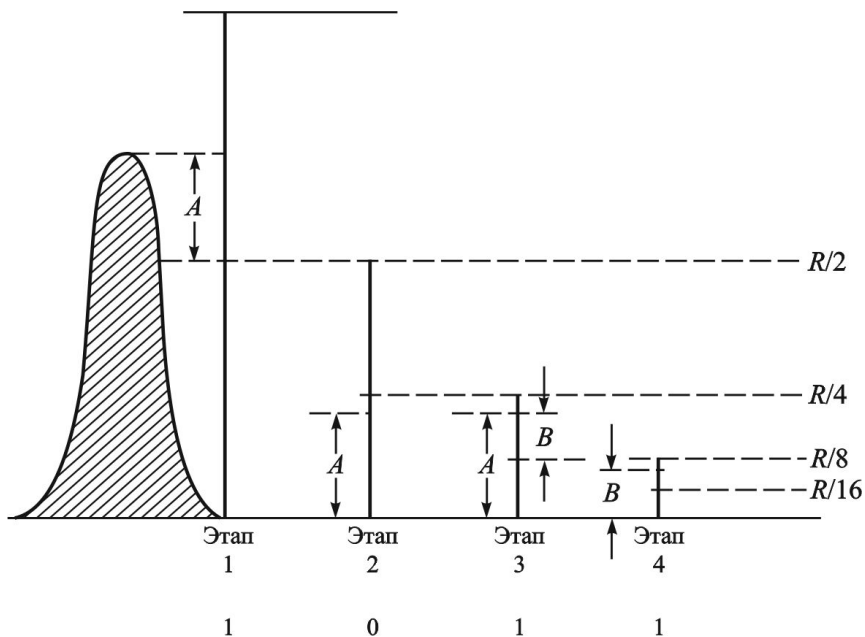


Рис. 5.29. Принцип работы АЦП последовательного приближения (показаны четыре стадии сравнения) [5.5]

К основным характеристикам АЦП относятся:

Разрядность – количество разрядов преобразования, K . При разрядности K наибольшее число спектрометрических каналов равно 2^K .

Время преобразования – время, затрачиваемое АЦП на получение кода, соответствующего амплитуде исследуемого импульса.

Дифференциальная и интегральная нелинейность.

Мертвое время – временной интервал, в течение которого АЦП не принимает приходящие на его вход импульсы.

На рис. 5.30 приведены основные временные характеристики импульса, поступающего в АЦП. Мертвое время АЦП равно $T_{LG} + T_D + T_S$.

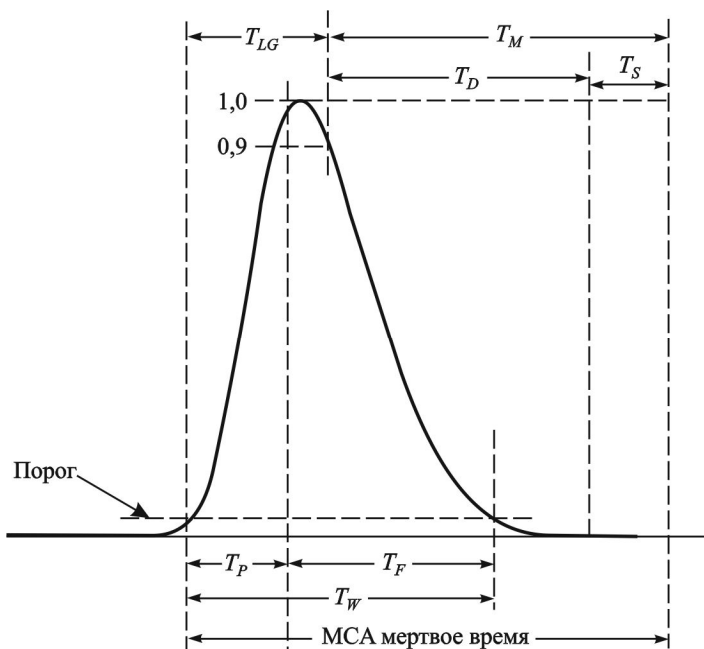


Рис. 5.30. Временные характеристики импульса (униполярный полугауссиан) и его оцифровка [5.2]. Порог импульса может быть равен нижнему уровню дискриминации. Величины T_P , T_{LG} , T_W расшифрованы в табл. 5.1. T_F – время затухания импульса, T_D – время преобразования АЦП, T_S – время сохранения цифрового кода импульса в памяти, $T_M = T_D + T_S$ – время обработки импульса в МКА

5.7. Стабилизаторы спектра [5.7]

Коэффициент усиления и нулевой уровень предусилителя, усилителя и АЦП подвержены небольшим, но конечным изменениям, обусловленным отклонениями температуры и скорости счета. В лабораторных условиях положение пика полного поглощения (ППП) в дальнем канале может сместиться на несколько каналов в течение продолжительных измерений, длящихся несколько недель. Для компенсации возможного дрейфа используются стабилизаторы спектра, фиксирующие положение ППП при настройке усиления

или уровня постоянного тока. Спектрометрические стабилизаторы, используемые вместе с Ge и Si детекторами – это цифровые схемы, соединенные с АЦП.

Стабилизатор рассматривает адрес каждого события, генерируемого АЦП, и сохраняет число отсчетов в двух узких окнах на каждой стороне выбранного канала ППП. При отклонении от среднего числа отсчетов корректируется коэффициент усиления АЦП и нулевой уровень – регулировка фиксирует позицию выбранного стабилизационного пика. При стабилизации часто используют 2 независимых пика в начале и в конце шкалы, соответствующие низким и высоким энергиям. В низкоэнергетической области пик используется для коррекции нулевого уровня, в высокоэнергетической области – для коррекции коэффициента усиления. В качестве пика стабилизации можно использовать пик одного из низкоэнергетических источников излучений с единственной линией. В некоторых случаях ко входу ПУ присоединяется высокостабильный генератор электрических импульсов.

Стабилизаторы сцинтилляционных детекторов подобны цифровым стабилизаторам, работающим с ППД, но связаны не с АЦП, а со спектрометрическим усилителем.

5.8. Память многоканального анализатора [5.7]

Память МКА предназначена для запоминания спектра. Разрядность ячейки памяти, выделенной под канал, определяет максимально возможный отсчет в канале. Для многих задач с небольшой скоростью счета достаточно 10^6 отсчетов в канале. Для измерения интенсивных пиков необходимо более емкие ячейки.

Большинство автономных МКА имеют дисплей для отображения спектра. Имеются также встроенные функции для проведения анализа (определение положения пиков, их ширина в числе каналов, проведение энергетической градуировки, определение полного числа импульсов в выбранном диапазоне, площадей ППП). Могут также присутствовать функции сглаживания спектров, нормировки, вычитания фона.

Рассмотренные выше элементы спектрометрического тракта представляют собой аналоговые устройства, которые используются практически с начала появления спектрометров. Позже появились

цифровые спектрометрические тракты, свободные от недостатков, присущих аналоговым схемам.

5.9. Цифровая обработка сигналов

В традиционном спектрометре, содержащем блоки аналоговой электроники, сигнал с детектора поступает в предусилитель, затем в спектрометрический усилитель-формирователь импульсов, и только потом оцифровывается с помощью аналогово-цифрового преобразователя (АЦП). В системах цифровой обработки сигналов (*digital pulse processing, DPP*) (рис. 5.31) АЦП размещается сразу после предусилителя, и аналоговый сигнал оцифровывается еще до усиления и формирования. Оцифрованный сигнал содержит необходимую информацию о регистрируемом излучении. Дальнейшие действия с сигналом для извлечения этой информации представляют собой операции с цифровыми последовательностями, однозначно определяющими исходные аналоговые импульсы.



Рис. 5.31. Схема цифрового спектрометрического тракта

Идея оцифровки сигнала «лежала на поверхности», но ее смогли реализовать лишь в конце 90-х годов XX века благодаря появлению соответствующих электронных устройств и алгоритмов обработки.

Ключевым элементом цифрового тракта является программируемое устройство (цифровой процессор). Для этого используется либо программируемая логическая матрица (интегральная схема), *field programmable gate array, FPGA*, либо цифровой преобразователь сигналов, *digital signal processor, DSP*.

Сигнал с предусилителя оцифровывается с помощью быстрого параллельного АЦП (flash-ADC), и вид такого сигнала представлен на рис. 5.32. Принцип работы АЦП [5.15] на примере схемы трехразрядного параллельного АЦП приведен на рис. 5.33. В данной схеме аналоговый сигнал $U_{ВХ}$ подается на соответствующий вход АЦП. Одновременно на другой его вход подается опорное напряжение U_{REF} , которое с помощью делителя, состоящего из резисто-

ров с одинаковым сопротивлением, делится на 7 одинаковых уровней.

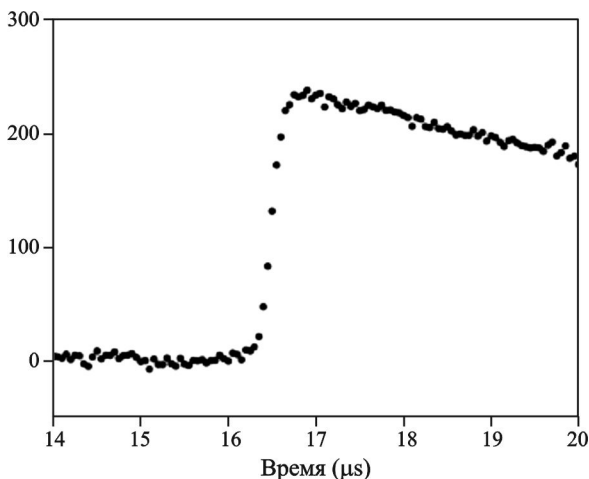


Рис. 5.32. Оцифрованный выходной сигнал с предусилителя: значения выходного напряжения на нагрузке в зависимости от времени. См также рис. 5.11,б

Основой параллельного АЦП являются 7 аналоговых компараторов, сравнивающих $U_{ВХ}$ с U_{REF} . Если напряжение на входе компаратора превышает напряжение на его инвертирующем входе, то на выходе компаратора формируется напряжение логической единицы. Аналоговые компараторы по внутреннему устройству очень похожи на операционные усилители с дифференциальным входом. Отличием является наличие цифрового выходного каскада, построенного на основе схем с ТТЛ или ЭСЛ¹. Если напряжение на входе АЦП меньше всех напряжений, подаваемых на опорные (инвертирующие) входы компараторов, то на всех выходах компараторов формируются нулевые уровни сигналов. Код на выходе линейки компараторов будет состоять из семи нулей. Если напряжение $U_{ВХ}$ превысит напряжение на опорном входе нижнего компаратора, на его выходе сформируется уровень логической единицы и

¹ Транзисторно-транзисторная и эмитерно-связанная логика.

код на выходе линейки компараторов примет значение 0000001. При дальнейшем увеличении уровня сигнала на входе параллельного АЦП код будет принимать значения 0000011, 0000111, и т.д. Максимальное значение кода 1111111 будет выдано на выходе линейки компараторов параллельного АЦП при $U_{ВХ} > U_{REF}$.

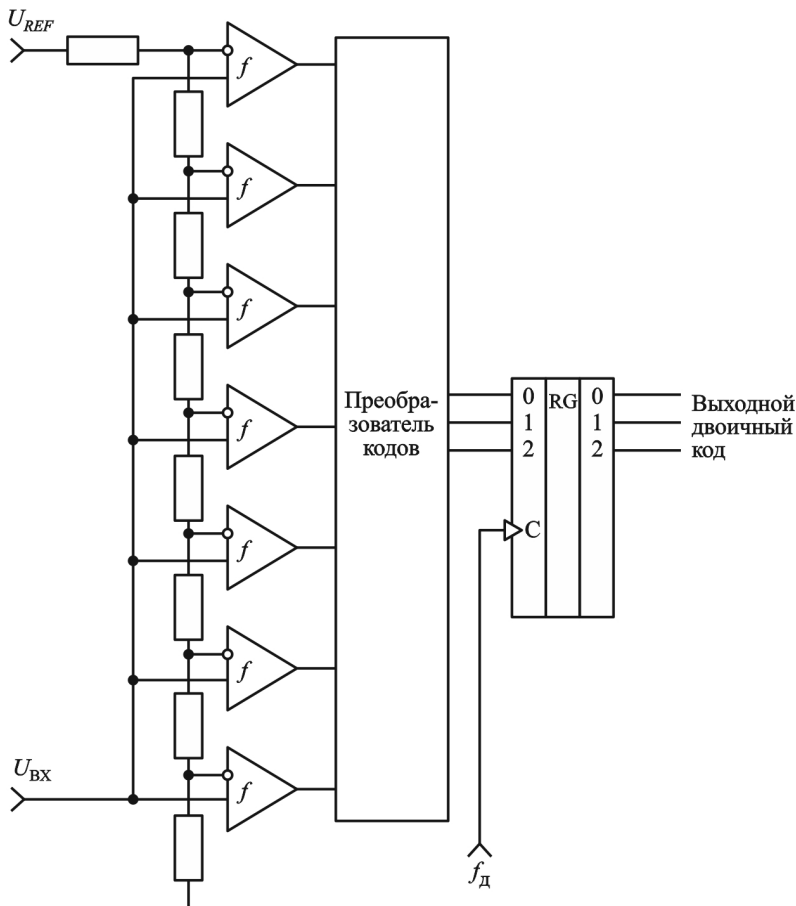


Рис. 5.33. Принципиальная схема трехразрядного параллельного АЦП

Код, получаемый на выходе линейки компараторов, состоит из нулей и единиц, но не является при этом двоичным. Для его приведения к двоичному виду используется специальная цифровая

схема – преобразователь кодов (шифратор). N -разрядный параллельный АЦП состоит из 2^N резисторов и $2^N - 1$ компараторов. В настоящее время в составе цифровых блоков для обработки спектрометрической информации используются 15-разрядные АЦП со временем преобразования 20–100 нс.

Следующая стадия обработки сигнала, теперь представляющего собой дискретную последовательность определенного размера из значений напряжений

$$V_{IN}[1], V_{IN}[2], \dots, V_{IN}[i], \dots \quad (5.13)$$

состоит в его фильтрации – процедуре, аналогичной формированию аналогового сигнала. Простейший и наиболее распространенный фильтр при оцифровке сигналов – это использование *скользящего среднего* [5.16]. Как следует из названия, фильтр действует, усредняя L точек входного сигнала $V_{IN}[i]$ для того, чтобы определить каждую точку i -го сигнала после фильтрации, $V_{AV1}[i]$:

$$V_{AV1}[i] = \frac{1}{L} \sum_{j=0}^{L-1} V_{IN}[i + j], \quad i = 1, \dots, L. \quad (5.14)$$

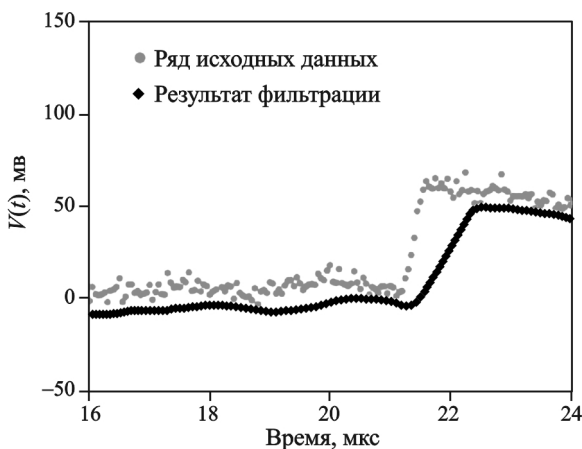


Рис. 5.34. Фильтр скользящего среднего, $L = 20$

При $L = 20$ результат фильтрации показан на рис. 5.34. Массив для расчета i -точки выходного сигнала может состоять из значений входного сигнала, следующих после i -точки (см приведенный при-

мер), из значений, предшествующих i -й точке либо из комбинации предшествующих и последующих точек. Заметим, что среди всех линейных фильтров скользящее среднее наилучшим образом снижает шум (пропорционально квадратному корню из количества точек массива). Тем не менее, его эффективность недостаточна для амплитудного анализа по сравнению с аналоговыми методами формирования: хвост сформированного таким фильтром импульса длинный и низкочастотная компонента шума не ослабляется. Более популярным для обработки импульса от детектора является трапецевидная фильтрация, принцип действия которой состоит в следующем [5.13].

1. Для i -точки вычисляют значения средней величины последующих L точек массива по формуле (5.14), как показано на рис. 5.35. Изображенный временной интервал Δt_L соответствует массиву данных, содержащих L точек.

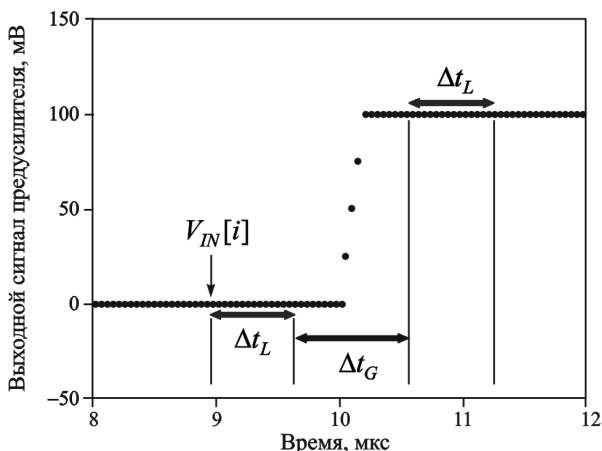


Рис. 5.35. Параметры трапецевидного фильтра

2. Определяют разделительный интервал, содержащий G точек, и вычисляют другое среднее значение для i -точки массива из L точек:

$$V_{AV2}[i] = \frac{1}{L} \sum_{j=0}^{L-1} V_{IN}[L + G + i + j], \quad i = 1, \dots, L. \quad (5.15)$$

Временной интервал Δt_G соответствует массиву из G точек.

3. Выходной сигнал после фильтрации $V_{OUT}[i]$, соответствующий входному сигналу $V_{IN}[i]$, определяют по формуле

$$V_{OUT}[i] = V_{AV2}[i] - V_{AV1}[i]. \quad (5.16)$$

В случае если операции 1–3 будут применены ко всем входным точкам, форма выходного импульса станет трапецевидной (см. рис. 5.36).

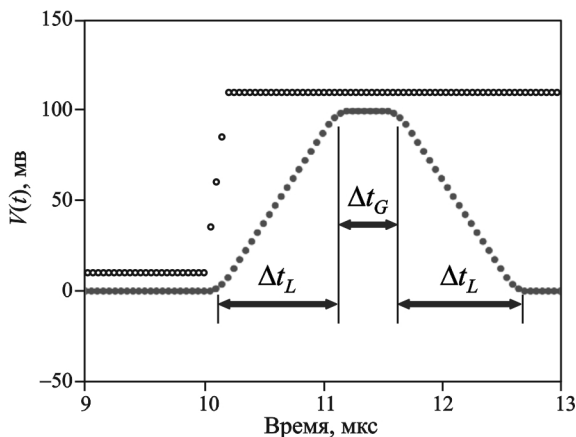


Рис. 5.36. Импульс после трапецевидной фильтрации

У выходного импульса величина Δt_L — это время достижения амплитуды импульса (*peaking time*); Δt_G — плоская вершина (*flat top*); Δt_L — время спада импульса (*fall time*). Ширина импульса равна $2\Delta t_L + \Delta t_G$. Параметры Δt_L и Δt_G используются для управления формой импульса подобно тому, как постоянная времени используется для формирования аналогового импульса (полугауссиана). Величину Δt_L можно задать равной среднему временному интервалу между импульсами.

В качестве примера на рис. 5.37 сравниваются аналоговый импульс, сформированный фильтрацией с помощью дифференцирующей и двух интегрирующих цепочек, и цифровой трапецевидный импульс. Из сравнения следует, что аналоговая фильтрация формирует импульс шириной около 6τ , в то время как цифровая

фильтрация формирует значительно более короткий импульс шириной, равной $2\Delta t_L + \Delta t_G = 2,5\tau$.

Плоская вершина цифрового импульса способствует полному сбору зарядов детектора в случаях, когда время достижения амплитуды меньше, чем время сбора носителей зарядов в детекторе. Кроме того, сформированный аналоговый импульс при амплитудном анализе должен быть преобразован с помощью АЦП, на что требуется дополнительное время.

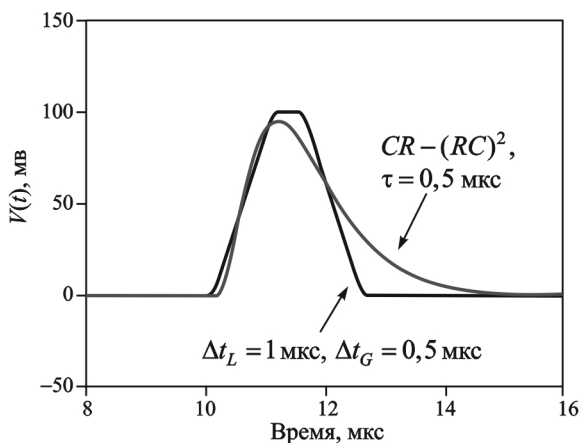


Рис. 5.37. Сравнение полуэллипса (аналоговая фильтрация) и трапециoidalного импульса (цифровая фильтрация)

Таким образом, в цифровом тракте импульс формируется быстрее, чем в аналоговом, поэтому использование оцифровки дает серьезное преимущество в пропускной способности при спектрометрии интенсивных потоков излучений, так как снижается вероятность наложений (рис. 5.38). При этом обеспечивается разрешающая способность как в лучших аналоговых спектрометрических трактах (рис. 5.39).

В современных цифровых спектрометрических системах цифровой процессор оптимизирует энергетическое разрешение и пропускную способность с помощью изменения размеров трапеции, а также при помощи восстановителей базового уровня, компенсации полюса нулем, корректировки баллистической ошибки и режектора наложений.

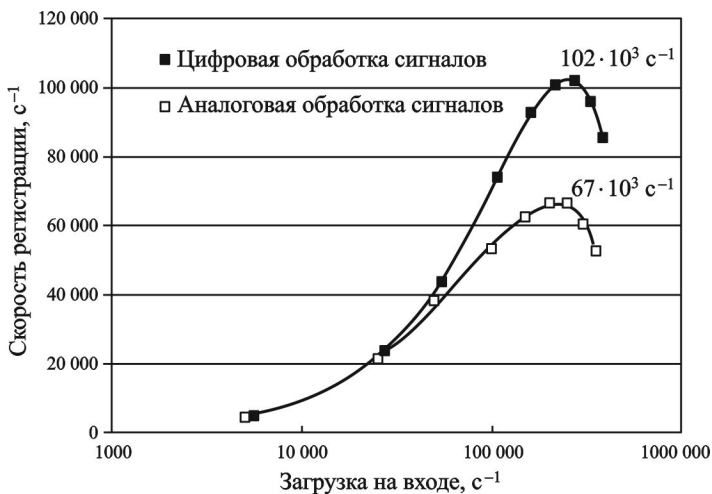


Рис. 5.38. Сравнение зависимости скорости регистрации от входной загрузки цифровой и аналоговой систем [5.17]

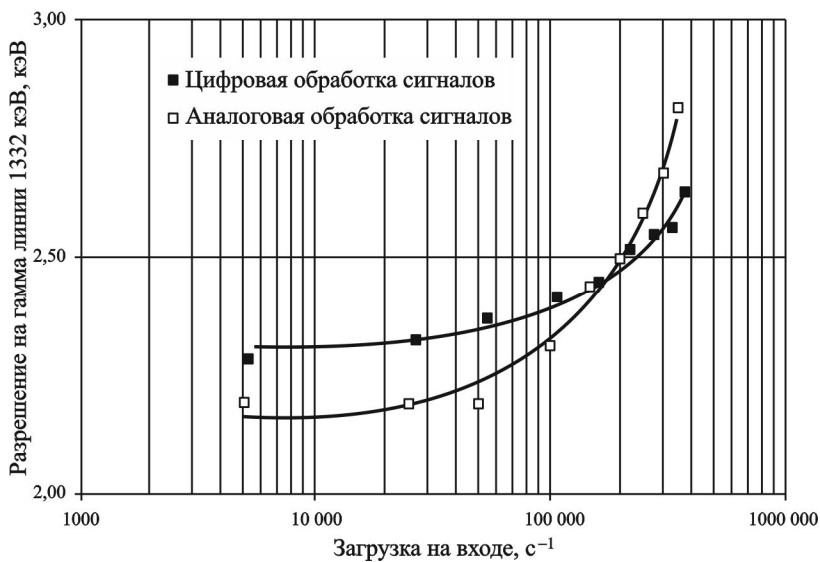


Рис. 5.39. Сравнение энергетического разрешения цифровой и аналоговой систем [5.17]

В качестве примера рассмотрим принцип действия режектора наложений (рис. 5.40), являющегося частью спектрометрической системы DSpec Jr-2,0 фирмы ORTEC [5.18].

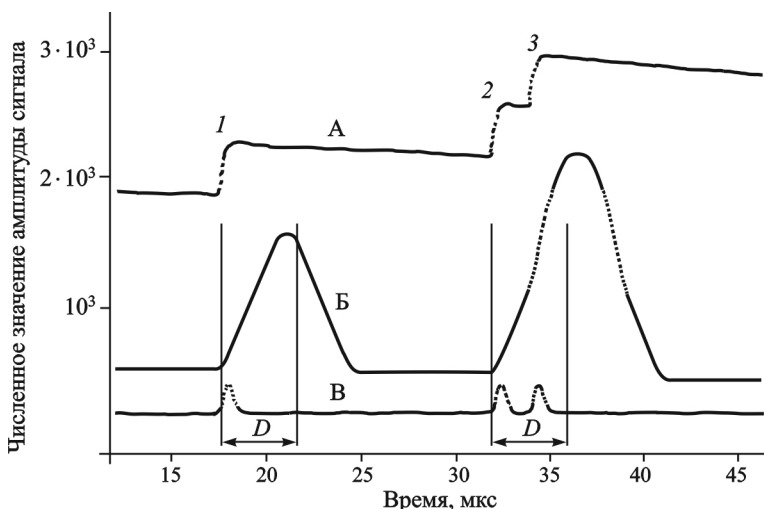


Рис. 5.40. Принцип работы цифрового режектора наложений.
Пояснения в тексте

Информацию, поступающую с АЦП (линия А), обрабатывают два цифровых фильтра. Медленный фильтр (Б) формирует трапециевидный импульс для определения амплитуды сигнала, а быстрый фильтр (В) — положения фронтов следующих друг за другом импульсов. В случае, если временной интервал между фронтами меньше полной длительности трапециевидного импульса, импульсы считаются наложенными. Если наложение произошло на задний фронт импульса, т.е. интервал между фронтами больше $D = \Delta t_L + \Delta t_G$, первый импульс обрабатывается, а второй — игнорируется. Если произошло наложение на передний фронт импульса — оба импульса исключаются из обработки. По мере роста скорости счета возрастает доля импульсов, отброшенных режектором. При этом время измерений автоматически продлевается на суммарное время, равное длительности наложенных импульсов.

К преимуществам цифровой обработки сигналов по сравнению с аналоговой относятся: (1) уже упомянутая более высокая пропуск-

ная способность; (2) лучшая температурная стабильность; (3) стабильность энергетического разрешения при высоких скоростях счета; (4) более высокая степень стабилизации положения пиков.

В [5.19] характеристики спектрометров DSPec-50 и LYNX сравнивали в зависимости от параметров формирования трапециевидного импульса (rise time, fall time и flat top). Показано, что разброс характеристик спектра точечного источника гамма-излучения ^{152}Eu , измеряемого с помощью ППД из особо чистого германия (энергетическое разрешение, относительная площадь пиков, стабильность скорости счета пика) в основном находится в пределах 4% от результатов, полученных с помощью аналогового спектрометрического тракта.

В настоящее время на рынке доминируют цифровые модули LYNX (CANBERRA), DSPec jr 2.0, DSPec Pro (ORTEC), совместимые с практически всеми полупроводниковыми и сцинтилляционными детекторами и имеющие 2 группы памяти размером 32768 каналов. Во всех системах параметры формирования трапециевидных импульсов меняются с малым шагом (ширина плато – с шагом 0,1 мкс, фронт импульса – с шагом 0,2 мкс) и в широких пределах. Подробная информация о параметрах модулей содержится в руководствах пользователя.

Литература к главе 5

5.1. Григорьев В.А., Колюбин А.А., Логинов В.А. Электронные методы ядерно-физического эксперимента. М.: Энергоатомиздат, 1988. – 336 с.

5.2. Gilmore G.R. Practical Gamma-ray Spectrometry. 2-nd Edition. John Wiley & Sons, Ltd. 2008, 387 pp.

5.3. Leo W.R. Techniques for nuclear and particle physics experiments. A How-to Approach. Second Revised Edition. Springer-Verlag, 1994, p. 123.

5.4. Якимов А.В. Введение в физику шумов. Электронное учебное пособие. ННГУ, Нижний Новгород, 2016, 107 с.

5.5. Knoll G.F. Radiation detection and measurements. Third edition. Wiley, 2000. – 802 pp.

5.6. Preamplifier Introduction. Doc. 082709. – 6pp. www.ortec-online.com/-/media/ametekortec/other/preamplifier-introduction.pdf?la=en (2020)

5.7. Дуглас Райлли (ред). Пассивный неразрушающий контроль ядерных материалов. Пер. с англ. ВНИИА. Часть 1 (гл. 1–14). М.: ВНИИА, 2000. – 437 с.

5.8. Низкоэнергетические германиевые детекторы (LEGe). Canberra C40438 – 7/14 (2017).

5.9. Introduction to amplifiers. Doc. 082609. 12 pp. www.ortec-online.com/-/media/ametekortec/other/amplifier-introduction.pdf (2020)

5.10. Kollár D. Pulse processing and analyses. DNP, FMFI UK Bratislava// www.dnp.fmfi.uniba.sk/~kollar/je_w/e12.htm

5.11. Leo W.R. Techniques for nuclear and particle physics experiments. A How-to Approach. Second Revised Edition. Springer-Verlag, 1994.

5.12. Barnowski R. Pulse forming and shaping and measurements //Advanced concepts in radiation detection, Fall semester 2018, NE 204- UC Berkeley Nuclear Engineering.

5.13. Med Phys 4RA3, 4RB3/6R03 (2017–2018). Byun S.H. Radioisotopes and Radiation Methodology. Chapter 6. Pulse Processing. P. 6-1- 6-24.

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

5.15. Микушин А.В., Сединин В.И., Сажнев А.М. Цифровые устройства и микропроцессоры: учебное пособие. М.: БХВ-Петербург, 2010. 720 с.

5.16. Smith S.W. Scientific and engineer's guide to digital signal processing. Second edition. California Technical Publishing, 1999. – 688 pp.

5.17. Гаврилов Л.Е. Основы ядерной электроники. Ч.1. М.: МИФИ, 2010. – 164 с.

5.18. Бушуев А.В., Кожин А.Ф., Петрова Е.В., Алеева Т.Б., Зубарев В.Н. Методы и приборы измерений ядерных материалов. М.: НИЯУ МИФИ, 2011. – 156 с.

5.19. Lepy M.-C., Cisse O.I., Pierre S. Comparison of digital signal processing modules in gamma-ray spectrometry. Appl. Radiat. Isotope., 87 (2014), 402–406.

Контрольные вопросы к главе 5

1. Почему детектор является генератором тока во внешнюю цепь?
2. В чем состоит условие полного интегрирования?
3. Когда возникает индукционный эффект и в чем он проявляется?
4. В чем причина баллистического дефицита?
5. В чем состоит основная функция предусилителя? Почему первый каскад предусилителя для ППД охлаждают? Почему зарядочувствительный предусилитель с обратной связью наиболее распространен? В чем различие между резистивной, оптической и транзисторной обратной связью предусилителя?
6. Каковы основные функции спектрометрического усилителя?
7. Каким образом можно сформировать выходной прямоугольный импульс усилителя?
8. Что такое SNR? При какой форме импульса эта величина максимальна?
9. Какова роль постоянных времени CR - и RC -цепочек при формировании импульса усилителя? Можно ли сформировать импульс в форме гауссиана?
10. В чем состоит функция схемы «полнос-ноль» в спектрометрическом усилителе.
11. Для чего используется цепь восстановления базового уровня?
12. В чем состоит функция цепи режекции наложений?
13. Какие типы аналого-цифровых преобразователей (АЦП) используются в аналоговом спектрометрическом тракте? У какого АЦП время обработки импульса зависит от его амплитуды?
14. Назовите основные характеристики АЦП. Где используется флэш-АЦП?
15. Каковы преимущества цифрового спектрометрического тракта по сравнению с аналоговым?
16. Каковы характеристики импульса после фильтрации оцифрованного сигнала?

Глава 6. Снижение вклада мешающих факторов. Многокристалльные гамма-спектрометры

Положение пика полного поглощения (ППП) и его площадь, определенные при обработке измеренного спектра гамма-излучения, позволяют идентифицировать нуклид и найти его характеристики. Площадь ППП находится вычитанием из суммарного числа отсчетов в каналах, соответствующих искомому пику, фоновых отсчетов, находящихся в этих же каналах (подробней об этом см. главу 7). Фон складывается из двух составляющих. Во-первых, это измеренный детектором при идентичных условиях (геометрическая конфигурация, время измерения, калибровка) гамма-спектр в отсутствие исследуемого образца. Во-вторых – это мешающие пики и непрерывное комптоновское распределение от иных нуклидов, также содержащихся в образце, которые полностью или частично попадают в область пика полного поглощения интересующего нас радионуклида.

В гл. 3 и 4 обсуждались некоторые способы снижения вклада мешающих пиков: выбор детекторов определенных типов и размеров для снижения вероятности утечки вторичных гамма-квантов, использование комбинации из тонких слоев металла для исключения попадания в детектор пиков характеристического рентгеновского излучения защиты, размещение источника на оптимальном расстоянии от детектора для снижения вклада каскадного суммирования. Перечисленные приемы относятся к *физическим способам* защиты от подобных помех. В качестве примера на рис. 6.1 приведена типичная конфигурация защиты полупроводникового детектора от внешнего фона и артефактов, вызванных обратным рассеянием гамма-излучения и ХРИ свинцовой защиты. Такая защита используется при низкофоновых измерениях. На рис. 6.2 приведены спектры, измеренные в отсутствие и при использовании этой защиты. Видно, что хорошо скомпонованная и правильно структурированная защита снижает внешний фон примерно в 100 раз. Однако она не в состоянии очистить спектр от ряда мешающих факторов, причина которых определяется характеристиками измеряемой пробы.

Снизить влияние мешающих факторов можно также путем правильной *электронной настройки* спектрометрического тракта применительно к решаемой задаче. В гл. 5 описаны возможные способы снижения шумов, влияющих на энергетическое разрешение, в том числе и путем управления формой выходного импульса усилителя. Для повышения точности измерений и уменьшения доли «фальшивых» импульсов, энергия которых соответствует наложенным друг на друга «реальным» импульсам, описаны соответствующие электронные схемы.

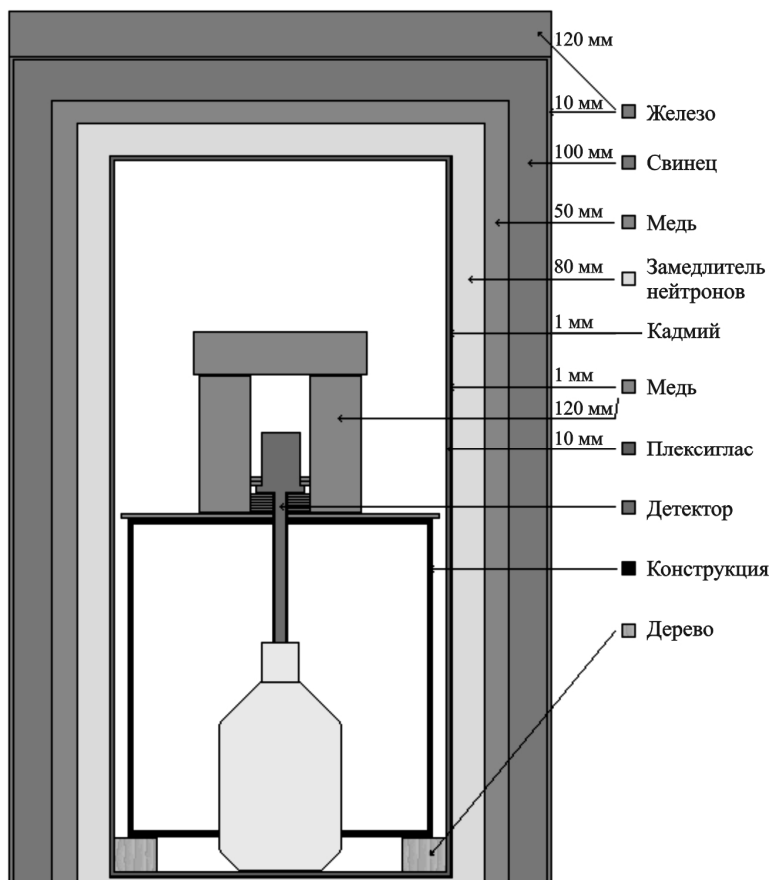


Рис. 6.1. Многослойная защита полупроводникового детектора для измерения проб радиоактивных атмосферных аэрозолей [6.1]

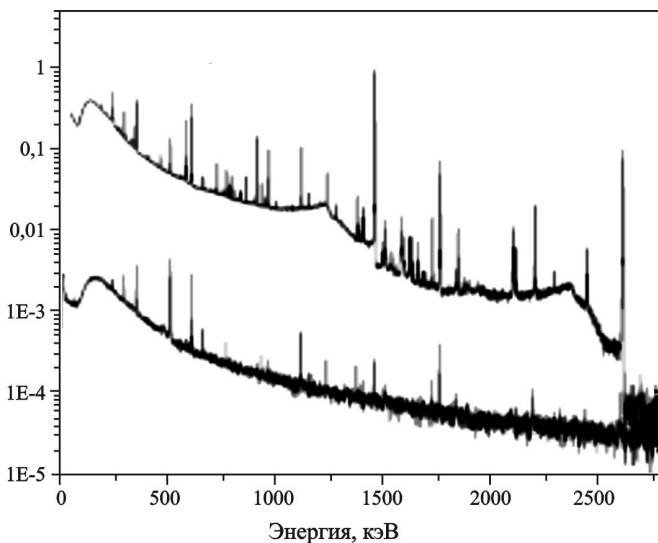


Рис. 6.2. Спектры гамма-излучения, измеренные с помощью HPGe детектора без защиты (верхний спектр) и внутри защиты (нижний спектр) [6.1]

Еще один путь повышения информативности измерений заключается в использовании нескольких детекторов в одной спектротрической установке. Такие установки называются **многокристалльными гамма-спектрометрами**. Использование двух или более детекторов позволяет либо существенно уменьшить комптоновский фон, либо получить информацию из анализа иных пиков, а не только пиков полного поглощения. Во всех многокристалльных спектрометрах активно используются электронные схемы совпадений и антисовпадений, линейные ворота и др. Мы полагаем, что принципы работы этих электронных устройств известны читателям из курса ядерной электроники.

6.1. Спектрометры антисовпадений

Основным мешающим фактором при обработке гамма-спектра, измеренного однокристалльным гамма-спектрометром, является комптоновский фон (непрерывное комптоновское распределение), затрудняющий идентификацию пиков полного поглощения. Для снижения комптоновского фона применяются спектрометры анти-

совпадений. Еще их называют спектрометрами с охранным сцинтиллятором, а также антикомптоновскими спектрометрами (*anti-coincidence gamma-ray spectrometer*; *Compton suppression gamma-spectrometer*; *anti-Compton spectrometer*).

Спектрометры антисовпадений появились в 50-е годы XX века [6.2]. Первые спектрометры были сконструированы на основе сцинтиллятора NaI(Tl) небольшого размера, называемого кристаллом-анализатором, и высокоэффективного охранным сцинтиллятора (неорганического, жидкого или пластического), окружающего кристалл-анализатор. Импульсы, образующиеся в кристалле – анализаторе при поглощении гамма-квантов, формируют аппаратный спектр. Очевидно, из-за небольшого размера этого детектора рассеянные вследствие эффекта Комптона гамма-кванты могут выйти из детектора, но с большой вероятностью будут поглощены охранным сцинтиллятором. Импульсы с обоих детекторов поступают на схему антисовпадений: импульсы, пришедшие одновременно с двух детекторов, не будут учтены.

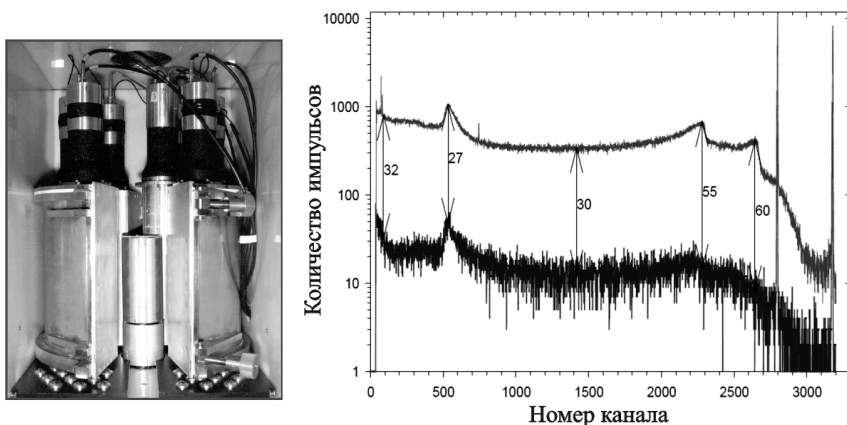


Рис. 6.3. Антикомптоновский спектрометр ISuS (Institute for Spectrometry and Radiation Protection, Schliersee, Germany) состоит из HPGe детектора диаметром 7 см, окруженного кольцевым охранным сцинтилляторами NaI(Tl) со сниженным содержанием ^{40}K , и позволяет существенно снизить минимальный уровень детектирования. Слева – общий вид установки, справа – измеренные спектры ^{60}Co . Цифры у стрелок указывают отношение скорости счета в различных участках спектра при выключенном и включенном режиме подавления комптоновского фона [6.4]

В первых спектрометрах антисовпадений удавалось снизить комптоновский фон в 2–4 раза. В дальнейшем [6.3] в качестве кристалла-анализатора предложили использовать полупроводниковые детекторы. Параллельно усовершенствовали и электронные компоненты таких спектрометров. Это позволило добиться существенно (на порядок величины и более) снижения комптоновского фона по сравнению с первыми образцами спектрометров антисовпадений. В качестве примера на рис. 6.3 приведен вид современного антикомптоновского спектрометра Института спектрометрии и радиационной защиты (Шлирзе, Германия) и результаты измерений, выполненные с его помощью.

6.2. Комптоновские спектрометры

Оказывается, комптоновское рассеяние не всегда является однозначно мешающим фактором, и его можно также использовать для идентификации радионуклидов. С этой целью Р. Гофштадтером и Дж. Мак-Интайром в 1950 г. [6.5] был разработан двукристалльный спектрометр, выделяющий случаи комптоновского рассеяния при регистрации совпадений импульсов в двух кристаллах. Схема спектрометра приведена на рис. 6.4. Рассеянный вследствие эффекта Комптона гамма-квант из падающего на кристалл-анализатор (А) направленного с помощью коллиматора пучка может быть зарегистрирован управляющим кристаллом (Б). Амплитудный анализ производится только в случае совпадений импульсов от двух кристаллов.

Во избежание многократного рассеяния размеры кристалла-анализатора невелики. Существует однозначная зависимость между углом рассеяния кванта и энергией комптоновского электрона. В приборном спектре, получаемом с кристалла-анализатора, каждой гамма-линии падающего кванта (E_γ) соответствует пик (E_e), образованный при регистрации комптоновских электронов. Связь между энергией падающего гамма-кванта, энергией комптоновского электрона и углом рассеяния дается формулой (3.7) из гл. 3.

Если угол θ близок к π , рассеянному комптоновскому электрону передается наибольшая доля энергии, поэтому для получения максимального сигнала в комптоновском спектрометре направление

рассеяния гамма-квантов близко к π . При $\theta \sim \pi$ зависимость энергии электрона от угла рассеяния очень слабая, и можно считать, что $E_e \approx E_\gamma - \frac{m_e c^2}{2}$. Т.е. зависимость между энергией гамма-кванта и энергией комптоновского электрона, образовавшегося при рассеянии кванта, при θ , близким к π , можно считать линейной.

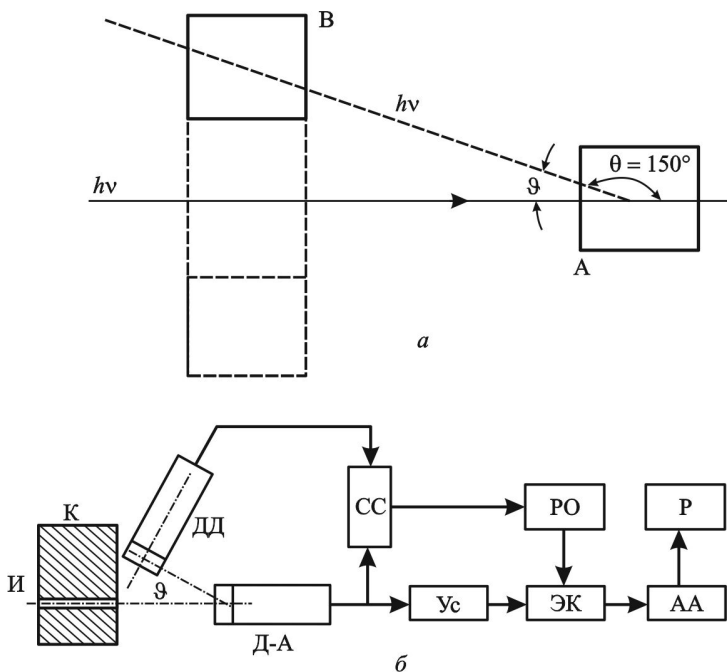


Рис. 6.4. Расположение кристаллов в датчике (а) и блок-схема комптоновского сцинтилляционного спектрометра (б). А – кристалл датчика-анализатора; В – управляющий кристалл; И – источник гамма-излучения; К – коллиматор; Д-А – датчик-анализатор; ДД – датчик-анализатор; СС – схема совпадений; Ус – усилитель; РО – регулирующий одновибратор для управления электронным ключом; ЭК – электронный ключ; АА – амплитудный анализатор; Р – регистрирующее устройство [6.5]

Приборный спектр амплитуд импульсов, зарегистрированный с помощью центрального кристалла комптоновского спектрометра, изображен на рис. 6.5.

Пики от комптоновских электронов, изображенные на рис. 6.5., образуются при взаимодействии гамма-квантов ^{60}Co (линии 1,173 и 1,332 МэВ) с веществом детектора. Абсолютное значение зарегистрированных энергий соответствует формуле (3.6), и из этих значений вычисляется энергия гамма-излучения.

Разновидностью комптоновского спектрометра является установка, в которой амплитуды одновременно регистрируемых импульсов от обоих кристаллов суммируются (для этого в ней используется схема сложения) для получения энергии падающего гамма-кванта. Подробное описание спектрометров данного типа приведено в [6.5].

В настоящее время из-за низкой светосилы комптоновских спектрометров и наличия разнообразных альтернативных установок в ядерных технологиях они не используются. Однако в фундаментальной физике комптоновские спектрометры (комптоновские телескопы) находят широкое применение при изучении космического гамма-излучения в энергетическом диапазоне до десятков МэВ. В качестве примера на рис. 6.6 изображена схема комптоновского телескопа Imaging Compton Telescope, предназна-

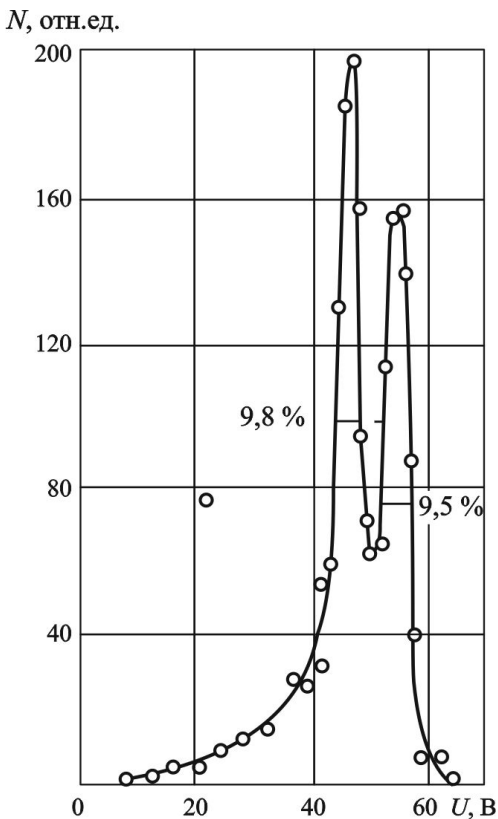


Рис. 6.5. Приборный спектр ^{60}Co , измеренный комптоновским сцинтилляционным спектрометром [6.5]

ченного для определения энергии гамма-излучения космического происхождения в диапазоне от 1 до 30 МэВ, и области космического пространства, из которой это излучение приходит (кольцо прихода фотонов) с угловым разрешением около 1° . Кристалл-анализатор (*tracker*) изготовлен из кремния - вещества с относительно низким Z и минимальным доплеровским уширением. Управляющий кристалл (*calorimeter*) выполнен из материала с высоким Z для эффективного поглощения рассеянных фотонов. Внешний детектор антисовпадений предназначен для отсеивания фона, создаваемого заряженными частицами. Энергия гамма-кванта равна сумме E_1 и E_2 , а угол θ находят из выражения

$$\cos \theta = 1 + m_e c^2 \left(\frac{1}{E_1 + E_2} - \frac{1}{E_2} \right).$$

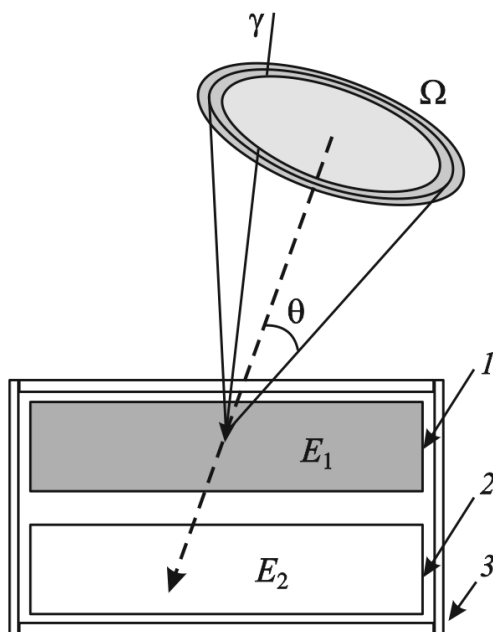


Рис. 6.6. Комптоновский телескоп: 1 – трекер, 2 – калориметр, 3 – детектор антисовпадений [6.6]. Пояснения в тексте

6.3. Парные спектрометры

Как следует из названия, принцип действия парных многокристалльных спектрометров основан на регистрации событий, порожденных эффектом образования электронно-позитронных пар. Следовательно, парный спектрометр предназначен для измерений энергии квантов более 1,022 МэВ. Первое упоминание о парном спектрометре содержится в работе [6.7], где описан принцип действия и конструкция прибора, состоящего из трех кристаллов NaI. Коллимированный пучок первичного гамма-излучения попадает на кристалл-анализатор, и два аннигиляционных кванта, образующиеся при взаимодействии гамма-излучения с детектором, с большой долей вероятности его покидают, но впоследствии могут быть зарегистрированы двумя управляющими кристаллами. Амплитудный анализ сигналов от кристалла-анализатора проводится только при наличии тройных совпадений. Таким образом, каждой гамма-линии с энергией E_γ в приборном спектре соответствует пик с энергией $E_\gamma - 2m_e c^2$ (пик двойной утечки). Размеры чувствительной области кристалла-анализатора (центрального детектора) выбираются достаточными для обеспечения требуемой эффективности регистрации. Как правило, этот детектор имеет цилиндрическую форму, и направление потока квантов совпадает с осью цилиндра. Поэтому определяющим размером в данном случае является высота цилиндра, а диаметр цилиндра выбирается таким, чтобы аннигиляционные гамма-кванты легко его покидали.

На рис. 6.7 представлена схема парного спектрометра, предназначенного для измерения высокоэнергетических гамма-квантов, образующихся в результате (n, γ) реакции при трансмутации продуктов деления и минорных актинидов¹. Измерения необходимы для определения сечений взаимодействия нуклидов с тепловыми нейтронами. В состав спектрометрического комплекса входит также спектрометр антисовпадений с тем же кристаллом-анализатором. За счет использования парного спектрометра удастся суще-

¹ Трансмутация – здесь: превращение в ядерных реакциях под действием нейтронов долгоживущих нуклидов в нуклиды с меньшим периодом полураспада. Минорные актиниды: изотопы Cm, Am.

ственно повысить величину отношения количества зарегистрированных событий в пике двойной утечки к количеству всех зарегистрированных событий (*peak-to-total ratio, PTR*). Это позволяет выполнить вычисления сечений с высокой точностью.

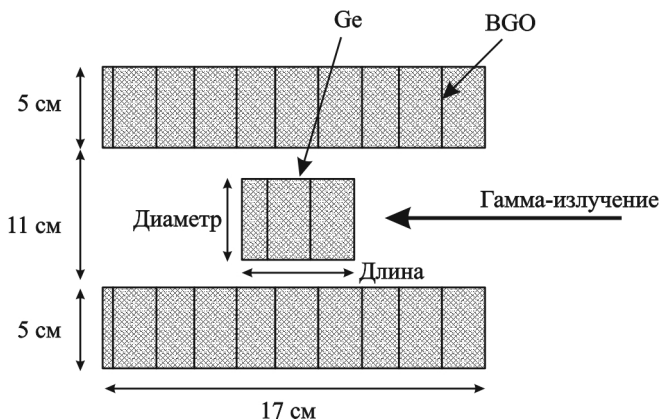


Рис. 6.7. Схема парного гамма-спектрометра (кристалл-анализатор – германиевый ППД, управляющие кристаллы-сцинтилляторы BGO) [6.8]

На рис. 6.8 приведены зависимости PTR от длины цилиндрического кристалла Ge для парного спектрометра, спектрометра антисовпадений и однокристалльного спектрометра. В двух последних случаях при расчете величины PTR в числителе находится площадь пика полного поглощения. Расчет выполнен с помощью кода EGS-4 [6.9] для германиевого ППД диаметром 5 см и энергии падающих гамма-квантов 10 МэВ. Размеры сцинтилляторов приведены на рис. 6.7.

Из рис. 6.8 следует, что размеры цилиндрического кристалла-анализатора в парном спектрометре гораздо сильнее оказывают влияние на PTR, чем в спектрометре антисовпадений и в однокристалльном спектрометре. На основании выполненных расчетов в описанном эксперименте выбран кристалл длиной 12 см и диаметром 5 см. При таких размерах обеспечивается наибольшая величина PTR: 80% зарегистрированных событий содержатся в пике двойной утечки.

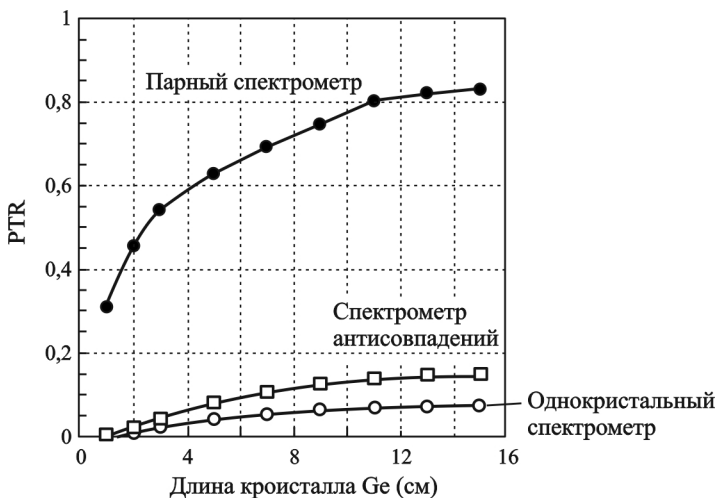


Рис. 6.8. Зависимость PTR от размеров кристалла-анализатора парного спектрометра [6.8]

Рассмотренные выше многокристалльные спектрометры трех разновидностей в ряде случаев позволяют повысить информативность измерений за счет подавления мешающих факторов. Общим недостатком этих спектрометров является их невысокая эффективность регистрации. В настоящее время многокристалльные спектрометры антисовпадений (с охранным сцинтиллятором) используются для низкофоновых измерений, в том числе и при измерениях слаборадиоактивных проб. Комптоновские и парные спектрометры применяют, в основном, в поисковых исследованиях (физика высоких энергий, космические излучения, измерения сечений реакций и т.п.).

Литература к главе 6

6.1. Low-level coincidence-anticoincidence gamma-ray spectrometry/I. Sýkora, P. Povinec, M. Jeřkovský, K. Holý, M. Chudý //Comenius University, Faculty of Mathematics, Physics and Informatics, Mlynska dolina, F1, SK-842 48 Bratislava, Slovakia.

6.2. Albert R.D. //Review of scientific instruments, 1953, V. 24, p. 196.

6.3. Frost K.J., Rothe E.D. Detector for Low Energy Gamma-ray Astronomy Experiment/ Proc. 8th Scintillation Counter Symposium, Washington, DC, 1–3 March 1962//IRE Trans. Nucl. Sci., NS-9, 1962, No. 3, pp. 381–385.

6.4. Doc. CCS-02. ISuS (Institute for Spectrometry and Radiation Protection, Schliersee, Germany) / www.isus.de

6.5. Егоров Ю.А. Сцинтилляционные методы спектрометрии гамма-излучения и быстрых нейтронов. М.: Госатомиздат, 1963.

6.6. http://www.ioffe.ru/LEA/val/Lectures2015/4_for_web.pdf (2015)

6.7. Iohannson S.A. E. Nature, 1950, 166, 794.

6.8. Sakane H., Furutaka K., Shcherbakov O., Harada K., Fujii T., Yamaha H. A design study of the Ge crystal for a pair spectrometer system by using the EGS-code// JAERI-Conf 2004-005, 2004, p. 202-206.

6.9. Nelson W.R., Hirayama H and Rogers W.O. The EGS4 Code System Report SLAC-265 Stanford Linear Accelerator Center, Stanford, CA, USA, 1985.

Контрольные вопросы к главе 6

1. Перечислите мешающие факторы при идентификации нуклидов по гамма-излучению.

2. Почему в многокристалльных спектрометрах центральный кристалл имеет небольшие размеры?

3. Каким энергиям соответствуют пики на рис. 6.5?

4. Почему спектрометр антисовпадений часто называют антикомптоновским спектрометром?

5. Почему в парном спектрометре центральный кристалл имеет форму вытянутого цилиндра?

Глава 7. Процедуры обработки спектров

Измеренный спектр может быть представлен как визуально, так и в виде таблицы размерности $2 \times N$ (N -число каналов анализатора), записанной в определенном формате. При визуализации спектра обработать «хороший» уединенный пик в присутствии малого фона несложно. Однако если полезный сигнал сопоставим с фоном и энергетическое разрешение спектрометра не слишком хорошее, идентификация пика и определение его основных характеристик (положение моды распределения, площади пика, наличие или отсутствие мультиплетности) – это задача, решить которую только на основе наблюдения участка спектра трудно или невозможно. Рис. 7.1 иллюстрирует сказанное.

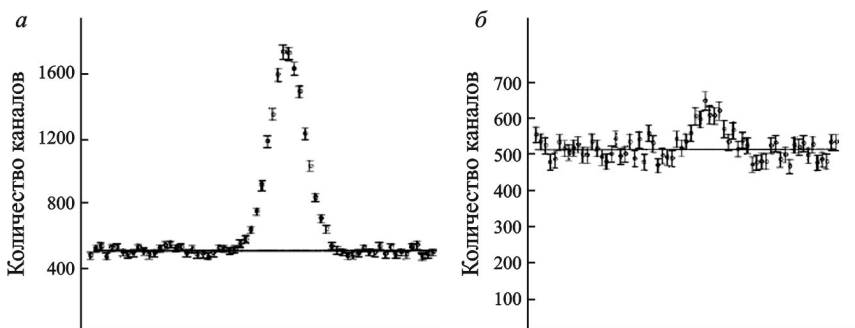


Рис. 7.1. Хорошо (а) и плохо (б) идентифицируемые пики [7.1]

Статистические методы обработки экспериментальных данных применяются при анализе спектров, энергетической калибровке спектрометров, для определения эффективности детекторов и получения зависимости разрешения от энергии. Ниже приведены основные сведения о некоторых используемых методах обработки спектров. Строгое описание метода наименьших квадратов, сплайн-аппроксимации, а также ряда других методов обработки экспериментальных данных приведено в учебном пособии [7.2], использованном при подготовке разделов 7.1 и 7.2.

7.1. Метод наименьших квадратов (МНК)

7.1.1. Линейный МНК

Допустим, исследуемая функциональная зависимость представлена в виде

$$y = \sum_{j=1}^m u_j \varphi_j(x), \quad (7.1)$$

где $\varphi_j(x)$ – m известных (базисных) функций, u_j – m неизвестных параметров, x – независимый аргумент. Для того, чтобы определить неизвестные параметры, выполним n независимых измерений величины y ($n > m$):

$$y_1 = \sum_{j=1}^m u_j \varphi_j(x_1);$$

$$y_2 = \sum_{j=1}^m u_j \varphi_j(x_2);$$

...

$$y_n = \sum_{j=1}^m u_j \varphi_j(x_n).$$

Очевидно, экспериментальные значения y_i , $i=1, \dots, n$ будут измерены с некоторой погрешностью ε_i :

$$y_i = y_{it} + \varepsilon_i,$$

где y_{it} – точное значение измеряемой величины.

Например, при выполнении энергетической калибровки спектрометра с помощью образцовых источников ищется функциональная зависимость между энергией гамма-излучения и соответствующим номером канала анализатора. С большой долей достоверности можно предположить, что искомая функция – линейная. Поэтому задачей обработки экспериментальных данных является поиск двух неизвестных параметров линейной зависимости – u_1 и u_2 , определяющих смещение прямой относительно начала координат и ее наклон, соответственно.

Определив номера каналов y_i , в которых регистрируются пики спектральных линий, соответствующие энергиям x_i , получим систему n линейных уравнений.

$$y_i = u_1 + u_2 x_i, \quad i = 1, \dots, n.$$

Здесь $\varphi_1 = 1$, $\varphi_2 = x$, т.е. $m = 2$. Количество измерений n должно превышать количество неизвестных параметров m .

Введем следующие обозначения:

$\vec{f} = (y_1, y_2, \dots, y_n)^T$ – транспонированная матрица размерности $1 \cdot n$ – вектор измеренных значений;

$\vec{f}_T = (y_{1T}, y_{2T}, \dots, y_{nT})^T$ – вектор точных значений измеряемой величины;

$\vec{\varepsilon} = (\varepsilon_1, \varepsilon_2, \dots, \varepsilon_n)^T$ – вектор погрешностей измерений;

$\vec{u} = (u_1, u_2, \dots, u_m)^T$ – m -мерный вектор искомых параметров.

$$A = \begin{pmatrix} \varphi_1(x_1) & \varphi_2(x_1) & \dots & \varphi_m(x_1) \\ \varphi_1(x_2) & \varphi_2(x_2) & \dots & \varphi_m(x_2) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \varphi_1(x_n) & \varphi_2(x_n) & \dots & \varphi_m(x_n) \end{pmatrix} \text{ – матрица размерности } n \times m.$$

Так как $y_i - \varepsilon_i = \sum_{j=1}^m u_j \varphi_j(x_i)$, $i = 1, \dots, n$, то

$$A\vec{u} = \vec{f} - \vec{\varepsilon}. \quad (7.2)$$

К уравнению (7.2), то есть к линейной задаче восстановления неизвестного вектора \vec{u} , сводится ряд задач, среди которых – поиск $u(s)$ при известном ядре уравнения $K(x, s)$ и экспериментально измеренной $f(x)$:

$$\int_a^b K(x, s)u(s)ds = f(x).$$

В случае энергетической калибровки спектрометра имеем:

$$A = \begin{pmatrix} 1 & x_1 \\ \dots & \dots \\ 1 & x_n \end{pmatrix} \text{ – матрица размерности } n \times 2,$$

$$\vec{u} = (u_1, u_2)^T, \quad \vec{f} = (y_1, y_2, \dots, y_n)^T, \quad \vec{\varepsilon} = (\varepsilon_1, \varepsilon_2, \dots, \varepsilon_n)^T.$$

В предположении, что \vec{f} – случайный вектор и математическое ожидание ошибки измерения равно нулю, $M\vec{\varepsilon} = \vec{0}$, получим $M\vec{f} = \vec{f}_T$.

Если между компонентами вектора \vec{f} нет корреляции, то

$$K_{\vec{f}} = K_{\vec{\varepsilon}} = \sigma^2 I_n,$$

где $K_{\vec{f}}$ и $K_{\vec{\varepsilon}}$ – корреляционные матрицы, σ^2 – дисперсия ошибки (считаем, что ошибка одинакова для всех измерений), I_n – единичная матрица.

Так как об искомом векторе \vec{u} нет априорной информации, то $\vec{u} \in E^m$; полагаем также, что A – детерминированная матрица размерности $n \times m$ полного ранга (при $n > m$ ранг матрицы равен m). Тогда $A^T A$ – положительно определенная матрица размерности $m \times m$.

Введем функционал $\|A\vec{u} - \vec{f}\|^2 = \sum_{i=1}^n ((A\vec{u})_i - f_i)^2 = Q(\vec{u})$.

Оценка искомого вектора \vec{u} , при которой функционал $Q(\vec{u})$ минимален, называется оценкой по методу наименьших квадратов (**МНК-оценкой**):

$$\hat{\vec{u}}_{\text{МНК}} = \arg \min_{\vec{u}} Q(\vec{u}).$$

Можно получить, что

$$\hat{\vec{u}}_{\text{МНК}} = (A^T A)^{-1} A^T \vec{f}. \quad (7.3)$$

МНК-оценка (7.3) является несмещенной ($M\vec{u}_{\text{МНК}} = \vec{u}$), а точность оценки определяется ковариационной матрицей

$$K_{\vec{u}_{\text{МНК}}} = \sigma^2 (A^T A)^{-1}. \quad (7.4)$$

МНК-оценка эффективна среди всех линейных несмещенных оценок (ее ковариационная матрица является наименьшей).

В уже рассматриваемом случае аппроксимации калибровочной зависимости линейной функцией получим, что $A^T A = \begin{pmatrix} n & \sum_i x_i \\ \sum_i x_i & \sum_i x_i^2 \end{pmatrix}$ и, выполнив стандартные операции с матрицами (умножение, транспонирование, вычисление обратной матрицы), получим:

$$u_1 = \frac{\frac{1}{n} \sum x_i y_i - \sum x_i \sum y_i}{n \sum x_i^2 - (\sum x_i)^2} u_2 = \frac{\sum y_i \sum x_i^2 - \sum x_i y_i \sum x_i}{n \sum x_i^2 - (\sum x_i)^2}.$$

Если ковариационная матрица ошибок равна

$$K_\varepsilon = \sigma^2 \Omega,$$

где Ω – известная положительно определенная матрица, то выражениями

$$\vec{u}_{\text{ВМНК}} = (A^T \Omega^{-1} A)^{-1} A^T \Omega^{-1} \vec{f} \quad (7.5)$$

и $K_u = \sigma^2 (A^T \Omega^{-1} A)^{-1}$ определяются **взвешенная МНК-оценка** и ее ковариационная матрица, соответственно.

Если об искомым параметрах имеется дополнительная априорная информация, представляемая в виде $B\vec{u} = \vec{b}$, где B – заданная матрица размерности $k \times m$, \vec{b} – k -мерный вектор ($k < m$), можно получить **обобщенную МНК-оценку**:

$$\vec{u}_{\text{ОМНК}} = \vec{u}_{\text{МНК}} + (A^T A)^{-1} B^T C (\vec{b} - B\vec{u}_{\text{МНК}}), \quad (7.6)$$

где $C = (B(A^T A)^{-1} B^T)^{-1}$, причем именно благодаря использованию дополнительной информации удается снизить погрешность определения неизвестных параметров обобщенной МНК-оценки по сравнению с классической:

$$K_{\vec{u}} = \sigma^2 (A^T A)^{-1} - \sigma^2 (A^T A)^{-1} B^T C B (A^T A)^{-1} \leq \sigma^2 (A^T A)^{-1} = K_{\vec{u}_{\text{МНК}}}. \quad (7.7)$$

7.1.2. Нелинейный МНК

Нелинейные регрессионные задачи записываются в виде нелинейного оператора и содержат неизвестные параметры, которые необходимо определить

$$A(\vec{u}) = \vec{f} - \vec{\varepsilon}, \quad A(\vec{u}) = (f(x_1; \vec{u}), \dots, f(x_n; \vec{u}))^T.$$

В этом случае **нелинейная МНК-оценка** определяется следующим образом:

$$\vec{u}_{\text{МНК}} = \arg \min_{\{\vec{u}\}} ((\vec{f} - A(\vec{u}))^T \Omega^{-1} (\vec{f} - A(\vec{u}))). \quad (7.8)$$

Для (7.8) ищется градиент нормы выражения в скобках по вектору \vec{u} . МНК-оценка представляет собой точку глобального минимума этого функционала, и поиск такого минимума является нетривиальной задачей. Для ее решения может быть построен итерационный процесс (последующая итерация основана на результате предыдущей):

$$\vec{u}_{k+1} = \vec{u}_k + (P_k^T P_k)^{-1} P_k^T (\vec{f} - A(\vec{u}_k)), \quad (7.9)$$

где $(P_k)_{ij} = \frac{\partial A_i(\vec{u})}{\partial u_j} \Big|_{\vec{u} = \vec{u}_k}, \quad i = 1, \dots, n, \quad j = 1, \dots, m.$

Для сходимости этого процесса достаточно, чтобы матрица $(P_k^T P_k)$ была хорошо обусловленной, а зависимость $A(\vec{u})$ – слабо нелинейной.

Приведенные выше формулы оценок неизвестных параметров функциональных зависимостей с помощью МНК широко используются при обработке экспериментальных данных, в том числе в спектроскопии.

7.2. Интерполяция и сглаживание данных

Методом наименьших квадратов решается задача параметрической статистики (поиск неизвестных параметров при известной аппроксимирующей функции, заданной априорно). В случае, если закон распределения случайной величины неизвестен, но полученные экспериментальные точки необходимы для оценки данных, находящихся между измеренными значениями, то применяют процедуру интерполяции.

Простейший пример – линейная интерполяция данных между двумя соседними точками (кусочно-линейная интерполяция). В этом случае зависимость $U(x)$ для нахождения значения функции в любой точке оси абсцисс представляет собой ломаную линию, проведенную через экспериментальные точки. Значения первых производных справа и слева от точек излома неодинаковы.

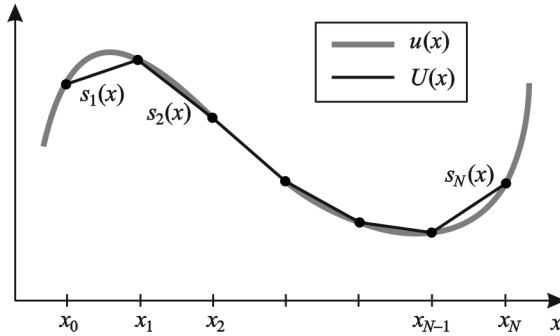


Рис. 7.2. Кусочно-линейная интерполяция

Если потребовать в точках стыковки «плавности» кривой, то для интерполяции данных необходимо использовать сплайн-аппроксимацию.

Сплайны были впервые предложены в 1946 г. (*I.J. Schoenberg*).

Рассмотрим интервал $x \in [a, b]$.

Пусть $f(x_i) = y_i$, $i = \overline{1, n}$ – известные значения функций в n точках интервала $a = x_1 < x_2 < \dots < x_{n-1} < x_n = b$ (всего n точек). Имеется всего n промежутков $[x_i, x_{i+1}]$.

Функция $S_n(x)$ называется **кубическим сплайном** на $[a, b]$, если

1) в каждом интервале $[x_i, x_{i+1}]$ функция представляет собой кубический полином: $S_n(x) = a_i + b_i(x - x_i) + c_i(x - x_i)^2 + d_i(x - x_i)^3$;

2) в точках стыковки кубический полином $S_n(x)$ непрерывен вместе с первой и второй производными.

Если при этом выполнено условие $S_n(x_i) = y_i$, $i = \overline{1, n}$ (кубический полином проходит через точки y_i), такой сплайн называется **интерполяционным** для функции $f(x)$.

Пусть $h_i = x_{i+1} - x_i$; $h_{\max} = \max(h_i)$.

Тогда $\max_{x \in [a, b]} |f(x)^{(k)} - S_n^{(k)}(x)| \leq C_k h_{\max}^{3-k}$, k – индекс производной ($k = 0, 1, 2$), а C_k не зависит от узлов сетки и определяется функцией $f(x)$.

Можно доказать, что минимум функционала

$$J(\varphi) = \int_a^b [\varphi''(x)]^2 dx$$

на классе C^2 достигается на интерполяционном кубическом сплайне. Это означает, что по экспериментальным точкам можно построить интерполяционный сплайн с помощью гибкой линейки. Закрепив точки $f(x_i) = y_i$ на плоскости, необходимо расположить гибкую (например, металлическую) линейку таким образом, чтобы она проходила через закрепленные точки (рис. 7.3).

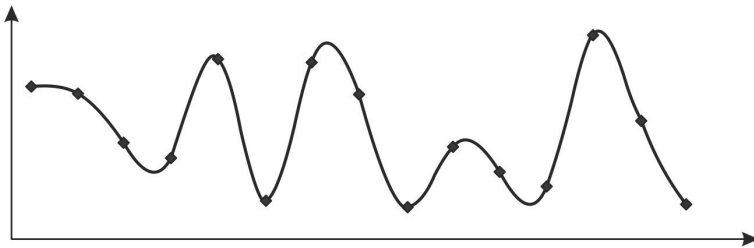


Рис. 7.3. Интерполяционный кубический сплайн

При наличии ошибок в измерениях y_i для восстановления функциональных зависимостей вместо интерполяционных сплайнов применяют **сглаживающие сплайны**.

Пусть случайные величины (ошибки измерений) ξ_i , $i = 1, \dots, n$ независимы и $M\xi = 0$, $D\xi = \sigma_i^2$. Существует несколько приемов построения сглаживающих кубических сплайнов.

Рассмотрим функционал

$$J_\alpha = \sum_{i=1}^n \frac{(y_i - \varphi(x_i))^2}{\sigma_i^2} + \alpha \int_a^b (\varphi''(x))^2 dx, \quad (7.10)$$

где α – параметр сглаживания.

Можно показать, что минимум этого функционала (при фиксированном значении $\alpha > 0$) при краевых условиях на границах интервала (1^0 заданы значения первых производных; 2^0 заданы значения вторых производных; 3^0 заданы значения третьих производных; 4^0 заданы значения функций и первых производных) находится на *сглаживающем кубическом сплайне* $S_{n\alpha}(x)$.

Доказывается, что кубический сплайн $S_{n\alpha}(x)$ является сглаживающим тогда и только тогда, когда выполнена система равенств $S_{n\alpha}(x_i) + \alpha\sigma_i^2 Z_i = y_i$, где $Z_1 = S_{n\alpha}'''(a)$, $Z_i = S_{n\alpha}'''(x_i + 0) - S_{n\alpha}'''(x_i - 0)$, $i = 1, 2, \dots, n$, $Z_n = S_{n\alpha}'''$.

Если $\alpha \rightarrow 0$, то сглаживающий сплайн стремится к интерполяционному сплайну $S_n(x)$ с условиями интерполяции $S_n(x_i) = y_i$, $i = 1, \dots, n$. Поэтому при малых значениях $\alpha > 0$ у сглаживающего сплайна из-за ошибок в измерениях могут появиться случайные высокочастотные флуктуации.

При $\alpha \rightarrow \infty$ сглаживающий сплайн стремится к линейной функции, для которой $\phi''(x) = 0$ (рис. 7.4). Поэтому при больших α экспериментальные точки слишком сильно сглаживаются. Очевидно, при стремлении ошибок измерений к нулю величина α также стремится к нулю.

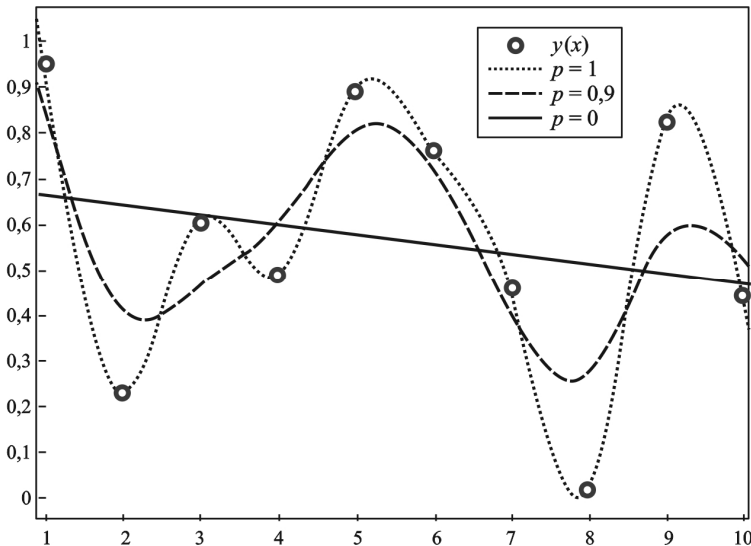


Рис. 7.4. Сглаживающие сплайны для нескольких различных значений параметра p ($\alpha = \frac{1-p}{p}$): $p = 1$ (то же, что и интерполяционный кубический сплайн), $p = 0,9$ (сглаживающий сплайн), $p = 0$ (линейная функция, приближающая данные в смысле наименьших квадратов)

Другой способ сглаживания аппаратурного спектра выполняется заменой отсчета в каждом канале средневзвешенным значением отсчета в прилегающих к нему нескольких каналах и последующим использованием МНК или преобразования Фурье. Более подробно этот способ описан в [7.3, 7.6].

7.3. Стадии обработки гамма-спектров

В спектре, записанном в виде двумерного массива, вначале необходимо определить те диапазоны каналов (энергий), где находятся пики. Очевидно, ширина каждого диапазона будет определяться энергетическим разрешением спектрометра, зависящим, в свою очередь, от энергии гамма-излучения (см. формулу 4.7).

После того, как интересующая область (или области) выделена, необходимо определить положение моды распределения – точку на оси, соответствующую максимуму пика полного поглощения, а также его полуширину, площадь (за вычетом фона) и погрешность определения площади. Площадь пика полного поглощения однозначно связана с активностью источника, с дозовыми и другими характеристиками, представляющими интерес.

Перечислим основные трудности, возникающие при обработке спектров:

- 1) пик может быть настолько малым, что он практически неотличим от фона;
- 2) комптоновский край может быть идентифицирован как пик;
- 3) при полном или частичном перекрытии двух и более соседних пиков (в случае, если расстояние между ними меньше энергетического разрешения спектрометра) наблюдаемый при этом мультиплет может быть идентифицирован как одиночный пик. Если не разделить мультиплет на составляющие, можно идентифицировать несуществующий нуклид и не определить присутствующие в пробе радиоактивные элементы.

Во избежание идентификации несуществующих нуклидов при анализе гамма-спектров необходимо также исключить из рассмотрения в процессе обработки спектра пики утечки, пики случайного и каскадного суммирования и т.д. Эти процедуры в настоящее вре-

мя выполняются автоматически с помощью программ обработки спектров.

В последующих разделах главы рассматриваются методы, лежащие в основе работы таких программ. Во избежание недоразумений необходимо знать, как действуют такие методы. Это необходимо для того, чтобы отсеивать заведомо нереальные результаты, которые могут быть получены в случае некорректного использования программ обработки спектров.

7.4. Определение местоположения пика в спектре

Если требуется изо дня в день измерять характеристики одних и тех же радионуклидов, можно использовать простой способ их идентификации. Выполненная энергетическая калибровка спектрометра позволяет соотнести номер канала с соответствующей энергией гамма-излучения. Соответственно, можно выделить диапазоны каналов, где должны находиться пики интересующих нас нуклидов. Очевидно, ширина каждого такого диапазона зависит от энергетического разрешения спектрометра. В англоязычной литературе эти диапазоны называются ROI (*regions of interest*). Таким образом, дальнейшая обработка спектра основана на предположении, что положение определяемых нуклидов известно и их пики находятся в ROI.

Существует несколько методов поиска пиков. Из-за статистической природы спектральных распределений их форма может сильно отличаться от «идеальной», в которой четко определяются каналы, соответствующие пику, вычитается фон и определяется площадь пика, однозначно связанная с интересующим параметром (например, с активностью нуклида). Как уже отмечено, трудности идентификации возникают при малой статистике отсчетов и при наличии перекрывающихся из-за близкого расположения пиков. Поэтому иногда процедуру обработки спектра начинают с его сглаживания. Следует отметить, что сглаживание приводит к потере некоторых пиков с малой статистикой и искажению исходного распределения. Методы, не требующие сглаживания, дают более объективную информацию.

Методы поиска пиков можно разделить на следующие группы:

- (1) статистические;

- (2) с использованием численного дифференцирования;
- (3) корреляционные.

7.4.1. Статистические методы

Данная группа методов основана на статистическом анализе числа отсчетов в каналах. С помощью такого анализа зарегистрированных событий можно:

- 1) выявить значимое отличие информативных отсчетов (т.е. относящихся к исследуемым нуклидам) от фоновых;
- 2) сопоставить отсчеты в соседних каналах, проанализировав рост или снижение их количества в зависимости от того, с какой стороны от моды распределения пика проводится сравнение;
- 3) определить положение пика по разнице между суммой отсчетов спектра и фона;
- 4) вычлечь из реально измеренного спектра этот же спектр, но предварительно сглаженный, и т.д.

Одним из самых простых статистических методов поиска пиков является *метод максимума* (метод сравнения), в котором сопоставляется число отсчетов в выбранном канале и число отсчетов в соседних каналах. Считается, что в i -м канале есть пик, если число отсчетов $N(i)$ удовлетворяет следующим условиям:

$$\begin{cases} N(i) > N(i-p) + k\sqrt{N(i)}; \\ N(i) > N(i+p) + k\sqrt{N(i)}. \end{cases} \quad (7.11)$$

Параметры k и p подбираются эмпирически. Значения k лежат в пределах от 1 до 3. Очевидно, $k=3$ соответствует случаю, при котором фоновые отсчеты N_i лежат в диапазоне «три сигма», т.е. с вероятностью 99,9 % попадают в область $N_i \pm 3\sqrt{N_i}$ (см. разд. 8.2). Чем больше k , тем критерий максимума является более жестким, и реально существующие пики могут быть пропущены. При малых k – иная ситуация: могут выявляться ложные пики, являющиеся на самом деле случайным разбросом фоновых отсчетов. Коэффициент p должен быть соразмерен энергетическому разрешению.

Процедура вычислений выглядит следующим образом: 1) весь аппаратный спектр анализируется для нахождения сильных пи-

ков; 2) ищутся максимумы пиков и для них устанавливаются соответствующие номера каналов; 3) исходя из градуировки спектрометра для каждого пика устанавливаются соответствующие значения разрешения FWHM. Если расстояния между максимумами превышает 3 FWHM, пики можно считать одиночными, в противном случае найденные максимумы могут входить в мультиплет.

Поиск пика с использованием функции отображения основан на том, что при приближении слева к максимуму пика число отсчетов в следующих друг за другом каналах чаще всего будет удовлетворять условию: $N(i) > N(i-1)$. Определив первую и последнюю точки выполнения данного условия, можно найти местоположение вершины пика. Если ввести функцию отображения

$$F = \begin{cases} 1, & \text{если } N(i) > N(i-1); \\ 0, & \text{если } N(i) \leq N(i-1), \end{cases} \quad (7.12)$$

то эта функция будет одинаковой для пиков определенной энергии с любой амплитудой. Для снижения вклада статистических флуктуаций условие (7.12) можно усилить и считать, что количество отсчетов в i канале должно быть меньше, чем в $i+1$ канале, и одновременно количество отсчетов в $i+1$ канале – меньше, чем в $i+2$ канале.

В *методе плавающего отрезка* сравнивается число отсчетов S_1 и S_2 над и под отрезком, соединяющим две точки спектра. Длина отрезка равна основанию одиночного пика со стандартной полушириной для энергии, соответствующей этому участку спектра. Считается, что пик имеется, если $S_1 > q\sqrt{s_2}$ при $q = 2, \dots, 4$. Этот метод эффективен для спектров с небольшой статистикой [7.3].

Из других статистических методов упомянем следующие.

1. Определение положения пика, основанное на статистически значимом (более «трех сигма») различии отсчетов на участках спектра, содержащих пик, и в фоновой области.

2. Метод статистической подгонки, основанный на критерии минимизации суммы квадратов отклонений измеренных и расчетных значений. Здесь предполагается следующее: а) форма одиночного пика описывается распределением Гаусса; б) фон под пиком аппроксимируется полиномом 3 степени; в) перекрытия соседних

пиков несущественны; г) статистические ошибки экспериментальных значений невелики [7.4].

3. Метод вычитания из измеренного спектра его сильно сглаженной формы, при котором разностный спектр близок к нулю кроме тех областей, где существуют пики: в этих областях фиксируются положительные выбросы.

Подробнее эти и некоторые другие методы описаны в [7.5] и частично в [7.6].

7.4.2. Методы с использованием численного дифференцирования

Если рассматривать измеренный спектр как непрерывную функцию, то значения производных от этой функции ведут себя одинаково на ее характерных участках. На рис. 7.5, (а) показан пик, форма которого – гауссиан, а также его первая и вторая производные. Видно, что вне области пика производные равны нулю, а вблизи его максимума поведение производных очень характерно и позволяет определить местоположение пика и его ширину.

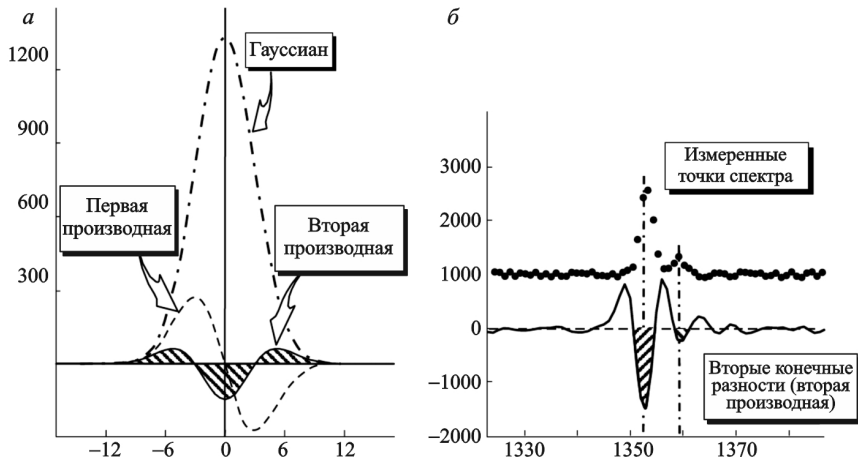


Рис. 7.5. Гауссиан, первая и вторая производные (а); поведение второй производной сглаженной функции (гамма-спектра): отрицательные области показывают наличие пиков (б) [7.1]

В действительности, измеренный спектр представляет собой не непрерывную функцию, а гистограмму. Поэтому для реализации идеи, проиллюстрированной на рис. 7.5,а, вместо производных следует использовать их конечно-разностные аналоги (рис. 7.5,б).

Основоположником *метода производных*, основанного на численном дифференцировании гамма-спектров, измеренных с помощью полупроводниковых детекторов, является сотрудник Брукхэвенской национальной лаборатории (США) *М.А. Mariscotti*, опубликовавший в 1967 г. статью [7.7]. В этой работе для поиска пиков использованы вторые конечные разности. Предполагается, что искомый пик за вычетом фона описывается распределением Гаусса, а сам фон аппроксимируется линейной функцией, что при высоком энергетическом разрешении спектрометра вполне обосновано.

Измеренный спектр – это набор значений количества импульсов y_i , зарегистрированных в i -м канале. Ширина канала h – постоянная величина, поэтому $x_i = x_0 + ih$, и $y = y(x)$.

Численные аппроксимации первой и второй производных с помощью конечных разностей равны, соответственно

$$y'_i \approx \frac{y_{i+1} - y_i}{h} \quad \text{и} \quad y''_i \approx \frac{y_{i+2} - 2y_{i+1} + y_i}{h^2}.$$

В соответствии с *методом первой производной* считается, что в области i -го канала есть пик, если выполняются условия:

$$\begin{cases} y'_{i-p} > k_1 \\ y'_i \cong 0 \\ y'_{i+p} < -k_2 \end{cases} \quad (7.13)$$

где два положительных числа k_1 и k_2 подбираются экспериментально, а y_i – число отсчетов в i -м канале.

В *методе вторых производных* критерием наличия пика является выполнение условий:

$$\begin{cases} y''_{i-p} > m_1 \\ y''_i < -m_2 \\ y''_{i+p} > m_3 \end{cases} \quad (7.14)$$

где так же, как и в методе первых производных, положительные константы m_i определяются эмпирически, а сам метод применяется только для сглаженных спектров (см. рис. (7.5,б)).

Методы, основанные на алгоритме Марискотти, впервые были использованы в программе обработки спектров SAMPO, а сейчас применяются как в популярных зарубежных (Genie-2000, Gamma-Vision, Fitzpeaks), так и в некоторых российских кодах.

7.4.3. Корреляционный метод поиска пиков

Этот метод применяется не так широко, как методы с использованием численного дифференцирования, но он эффективен. Поиск пика проводится путем расчета корреляции между экспериментальным спектром y_i и регрессионной функцией (ее также называют функцией подобия, поисковым фильтром, фильтром-коррелятором, *search function*) g_i .

Если эти функции подобны, сумма произведений их значений в точках x_i , равная $\sum_{i=1}^n g_i y_i$, будет максимальной.

Корреляция вычисляется при движении регрессионной функции слева направо (см. рис. 7.6,а): ищется функция взаимной корреляции в виде свертки функций y_i и g_i по интервалу шириной $2m$ с центром в точке k

$$C_k = \sum_{i=k-m}^{k+m} g_{i-k} y_i. \quad (7.15)$$

В области пиков корреляция будет наибольшей, как показано на рис. 7.6,б.

Регрессионная функция наиболее часто выбирается в форме распределения Гаусса, причем его стандартное отклонение должно соответствовать энергетическому разрешению спектрометра на исследуемом участке спектра. В качестве регрессионной функции также используют ступенчатые, знакопеременные и др. функции.

Корреляционный метод поиска пиков реализован в некоторых программных продуктах для спектрометров ORTEC, а также в кодах SpectraLine, Gamma-Lab и др. [7.8].

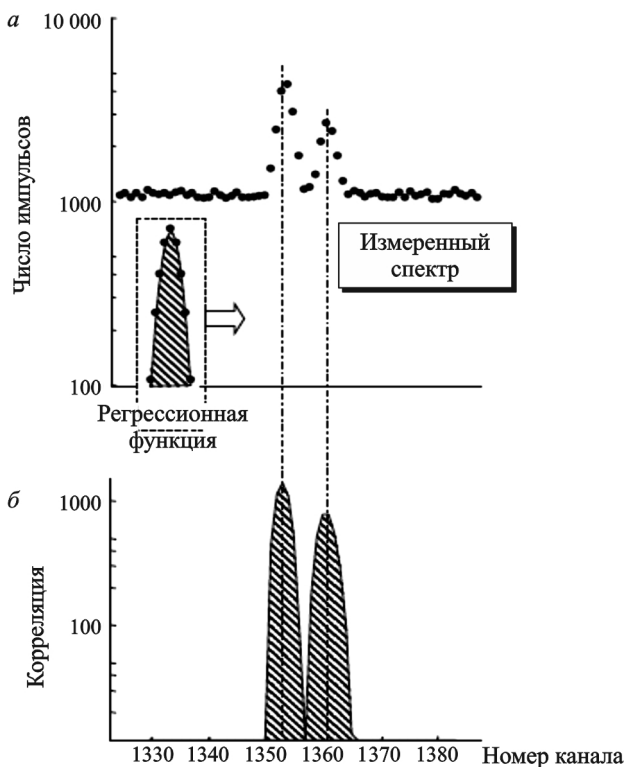


Рис. 7.6. Регрессионная функция в форме распределения Гаусса и фрагмент экспериментально измеренного гамма-спектра (а); итоговый корреляционный спектр (положительные области спектра показывают наличие пиков) (б) [7.1]

7.5. Определение центроиды пика

Ширина пика полного поглощения, измеренного детектором с высоким разрешением, составляет как минимум несколько каналов. Пик почти симметричен и в гамма-спектрометрии его небезосновательно принято аппроксимировать симметричным распределением Гаусса (нормальным распределением, гауссианом). Положение пика принято определять по моде распределения, то есть связывать нуклид с энергией, соответствующей наибольшему значению плотности распределения. Для симметричных пиков величины

среднего значения, моды и медианы распределения (центроиды) совпадают.

Легко получить, что площадь пика, описываемого распределением Гаусса с параметрами (y_0, σ) , определяется по формуле

$$A = \sqrt{2\pi}\sigma y_0 = 1,0645(FWHM)y_0. \quad (7.16)$$

Гауссиан искажается (появляются так называемые «хвосты» в низко- и высокоэнергетической областях), если используемый для измерений детектор низкого качества, а также при высоких нагрузках и в случае плохой настройки электронного спектрометрического тракта. В этих случаях измеренный пик в гамма-спектре можно аппроксимировать гауссианом лишь в его верхней (выше $1/2 \dots 2/3$ высоты пика) части, что позволяет определить положение пика с высокой точностью.

Визуальное определение

Если изображение уединенного пика, соответствующего измеренной энергии гамма-излучения, выводится на монитор, то найти положение пика можно довольно точно, используя перемещаемые маркеры. Человеческий глаз позволяет делить пополам наблюдаемые симметричные формы.

Метод первых моментов

Среднее значение случайной величины определяется первым моментом распределения:

$$\bar{x} = \frac{\int_{x_1}^{x_2} xy(x)dx}{\int_{x_1}^{x_2} y(x)dx} = \frac{\sum x_i y_i}{\sum y_i}, \quad (7.17)$$

где x_1 и x_2 – границы области пика, а y_i – количество отсчетов в канале x_i .

Для суммирования с приемлемой точностью достаточно выбрать диапазон $[x_1, x_2]$, равный утроенной величине $FWHM$. В случае, если из отсчетов необходимо вычитать фон, погрешность определения положения пика, обусловленная асимметрией выбранного диапазона, невелика. Важно правильно выбрать диапазон

суммирования (рис. 7.7) с учетом энергетического разрешения спектрометра, с помощью которого выполнены измерения.

Метод первых моментов полезен при малой статистике отсчетов, но при асимметричном пике рассчитанный первый момент не будет совпадать с центроидой гауссиана.

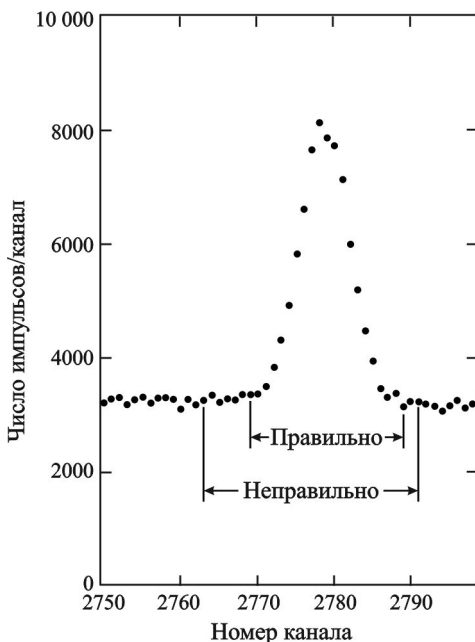


Рис. 7.7. Выбор диапазона суммирования отсчетов в пике полного поглощения [7.9]

Следующие методы основаны на известном априорном распределении количества отсчетов в каналах в области пика.

Метод пяти каналов

Предполагается, что форма пика описывается распределением Гаусса, верхнюю часть которого можно аппроксимировать параболой, прологарифмировав гауссиан и разложив полученную функцию в ряд Тейлора вблизи максимума пика. Для нахождения центроиды пика получена формула, связывающая пять соседних каналов:

$$x_0 = x_m + \frac{y_{m+1}(y_m - y_{m-2}) - y_{m-1}(y_m - y_{m+2})}{y_{m+1}(y_m - y_{m-2}) + y_{m-1}(y_m - y_{m+2})}, \quad (7.18)$$

где m – номер канала с наибольшим числом отсчетов, y_i – число отсчетов в канале x_i за вычетом фона.

Этот метод не так чувствителен к асимметричным хвостам, как метод моментов, но уступает последнему при обработке широких пиков, измеренных с низкой точностью.

Подгонка линеаризованным гауссианом.

Функция

$$Q(x) = \ln \frac{y(x-1)}{y(x+1)} = \frac{2}{\sigma^2} x - \frac{2x_0}{\sigma^2}, \quad (7.19)$$

где $y(x)$ – нормальное распределение (в каждом канале из экспериментальной точки вычтен фоновый отсчет), является линейной. Используя взвешенный МНК, можно найти связь параметров нормального распределения с величинами наклона и пересечения линейной функции $Q(x)$, тем самым определив центроиду нормального распределения и величину ее неопределенности. До выполнения этой процедуры необходимо с помощью критерия χ^2 проверить соответствие экспериментальных точек нормальному распределению.

Исходный измеренный спектр и результат процедуры приведен на рис. 7.8.

Подгонка параболлизированным гауссианом.

Натуральный логарифм гауссиана равен

$$\ln(y) = c_0 + c_1 x + c_2 x^2, \quad (7.20)$$

где $c_0 = \ln y_0 - \frac{x_0^2}{2\sigma^2}$; $c_1 = \frac{x_0}{\sigma^2}$; $c_2 = -\frac{1}{2\sigma^2}$.

Эта процедура заключается в определении постоянных коэффициентов параболы с помощью взвешенного МНК по экспериментальным парам точек $(x_i, \ln y_i)$. Здесь также вычтен фоновый спектр. Как и в предыдущей процедуре, для проверки соответствия

данных нормальному распределению применяется критерий хи-квадрат.

Более подробно перечисленные методы изложены в [7.9].

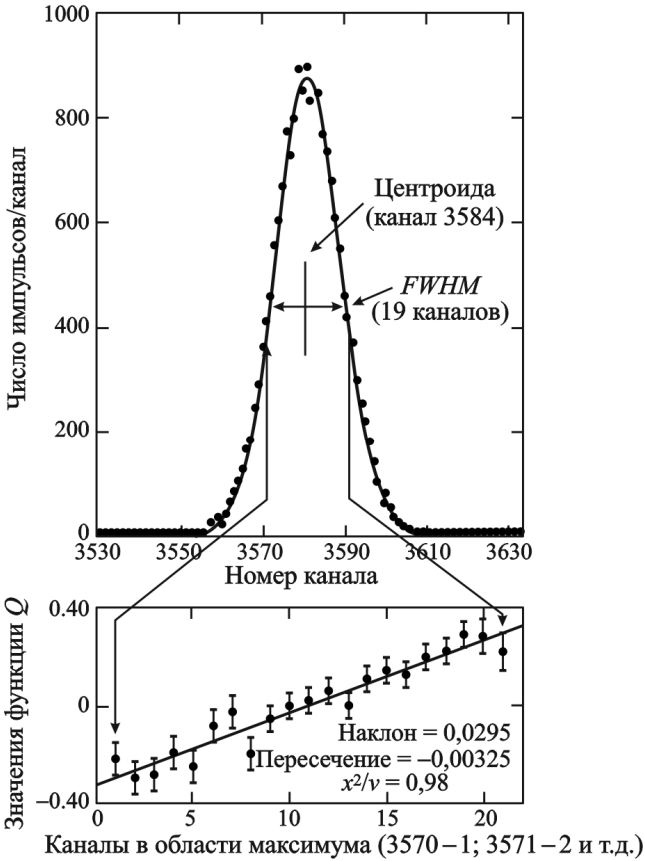


Рис. 7.8. Подгонка линейризованным гауссианом. Сверху – экспериментальные точки, которые аппроксимируются нормальным распределением. В районе вершины пика наблюдается разброс значений. Внизу – график точечных значений функции $Q(x)$ с неопределенностями и ее линейная аппроксимация, позволившая построить гауссиан по экспериментальным точкам (изображен сверху) [7.9]

7.6. Определение энергетического разрешения спектрометра

От энергетического разрешения спектрометра зависит возможность корректной идентификации измеренных нуклидов. Очевидно, чем лучше разрешение, тем меньше вероятность наложения соседних пиков, затрудняющего расшифровку спектра и нередко приводящего к неправильной идентификации радионуклидного состава.

Количественной мерой энергетического разрешения спектрометра является величина абсолютной полуширины, $FWHM$. В разделе 4.5 (Выбор детектора) отмечено, что величина $FWHM$ в основном определяется количеством собранных носителей зарядов, образованных вследствие взаимодействия излучения с чувствительной областью детектора. Эта величина подчинена распределению Пуассона и зависит как от поглощенной энергии, так и от энергии образования носителей (электронно-ионной или электронно-дырочной пары).

Тогда $FWHM \sim \sqrt{E}$, а относительная полуширина пропорциональна $E^{-1/2}$.

Более строго энергетическая зависимость полуширины представляет собой линейную функцию от \sqrt{E} :

$$FWHM = a + b\sqrt{E}. \quad (7.21)$$

Как уже неоднократно отмечали, форма пика гамма-излучения хорошо аппроксимируется распределением Гаусса. При этом мы считаем, что измерения выполняются современным качественным детектором, не имеющим радиационных повреждений. Тем не менее, следует учитывать, что реальная форма гамма-пика несколько сложнее. Рассматривая уединенный гамма-пик с хорошей статистикой, нетрудно заметить, что континуум слева от пика несколько выше, чем справа (см. рис. 7.9). Тем не менее, для большинства пиков отличие от гауссиана незначительное. Для пика, изображенного на рис. 7.9, отклонение от распределения Гаусса становится значительным лишь на высоте $1/400$ от амплитуды пика.

Определение энергетического разрешения спектрометра необходимо для нормальной работы программ обработки спектров, в частности, для отделения мультиплетов от одиночных пиков.

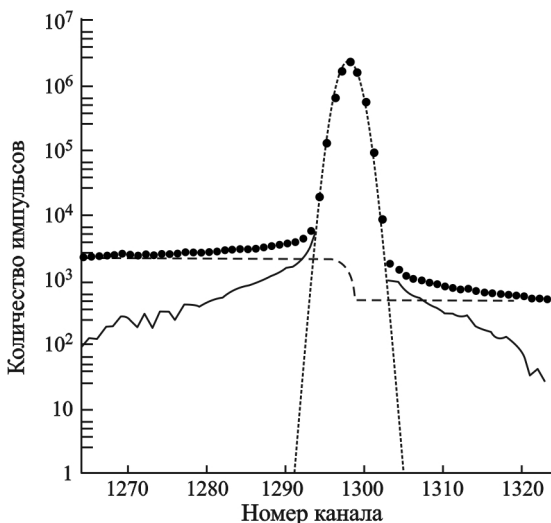


Рис. 7.9. Пик гамма-излучения (мелкий пунктир) со ступенчатой функцией фона (крупный пунктир) и с низко- и высокоэнергетическими хвостами (точки) [7.1]

Если гауссианом аппроксимировать экспериментальные точки спектра, принимая за значения аргумента (энергии) середины всех каналов многоканального анализатора, можно получить, что дисперсия гауссиана и действительная дисперсия соотносятся, как

$$(\sigma^2)_G = (\sigma^2)_A + h^2/12 \quad (7.22)$$

поэтому

$$(FWHM^2)_G = (FWHM^2)_A + 0,462h^2, \quad (7.23)$$

где h – ширина канала анализатора, имеющая размерность кэВ/канал, если полуширина приведена в кэВ, или равная 1, если полуширина приведена в количестве каналов [7.10].

Как следует из (7.22), дисперсия аппроксимирующего пика гауссиана всегда больше, чем дисперсия измеренного пика. Так, если значение FWHM равно энергетическому диапазону, соответствующему трем каналам, отклонение этих дисперсий составит 3 %.

В табл. 7.1 приведены отношения действительной полуширины пика к полуширине, аппроксимированной распределением Гаусса [7.9].

Таблица 7.1

Отношение действительной полуширины пика к полуширине, аппроксимированной распределением Гаусса

$FWHM_G$, каналы	$FWHM_A / FWHM_G$
3	0,9740
5	0,9907
10	0,9971
15	0,9990
20	0,9994
30	0,9997
40	0,9999

Из приведенных в табл. 7.1 данных следует, что для измерения энергетического разрешения с погрешностью, не превышающей 0,1 %, необходимо настроить усилитель так, чтобы обеспечить более 15 каналов в $FWHM_G$. Поправки из табл. 7.1 не влияют на определение площади пика полного поглощения.

Иногда можно определить энергетическое разрешение *визуально*. Для этого величина FWHM должна составлять не менее 10 каналов. При наличии горизонтальных и вертикальных маркеров процедура довольно-таки проста. Установив горизонтальный маркер на середине высоты пика (естественно, вычтя при этом фон), необходимо подсчитать количество каналов над ним. В примере, приведенном на рис. 7.10, $FWHM = 6,3$ канала [7.9].

Определение ширины пика на заданной высоте с помощью аналитической интерполяции.

Эта процедура позволяет найти полную ширину пика на уровне k -той части высоты пика. Она напоминает предыдущую, но является строгой и более универсальной. Рис. 7.11 иллюстрирует описанный ниже метод. Показан пик полного поглощения и канал, соответствующий максимальному числу отсчетов и расположенный близко к центру. Горизонтальная линия, пересекающая пик, показывает часть высоты, на которой оценивается ширина пика. Координаты точек по оси x пересечения пика этой линией на высоте, составляющей k -ю часть слева и справа от максимума пика, равны, соответственно

$$x_L = \frac{ky_p - y_1}{y_2 - y_1} + x_1, \quad x_H = \frac{y_3 - ky_p}{y_3 - y_4} + x_3,$$

где y_i – число отсчетов в i -м канале, y_p – число отсчетов в канале с максимальной эффективностью, x_1, x_2 – каналы ниже и выше x_L , соответственно, x_3, x_4 – каналы ниже и выше x_H , соответственно.

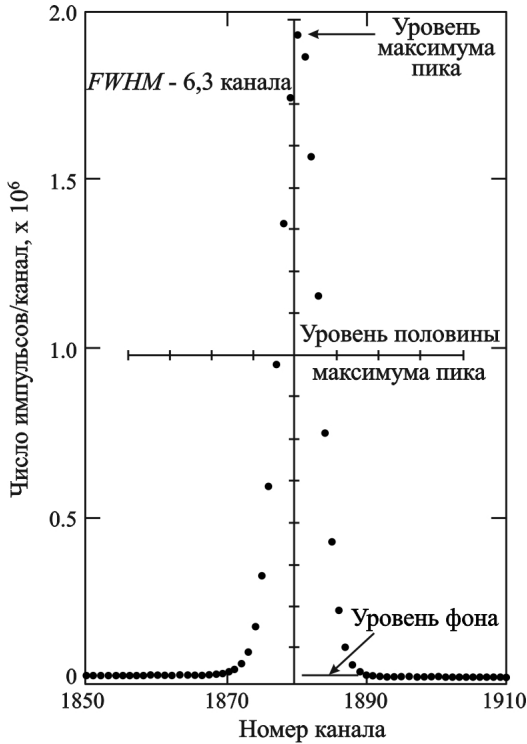


Рис. 7.10. Визуальное определение FWHM

Тогда полная ширина на уровне K от максимума равна

$$FWKM = x_H - x_L = (x_3 - x_1) + \frac{y_3 - ky_p}{y_3 - y_4} - \frac{ky_p - y_1}{y_2 - y_1}. \quad (7.24)$$

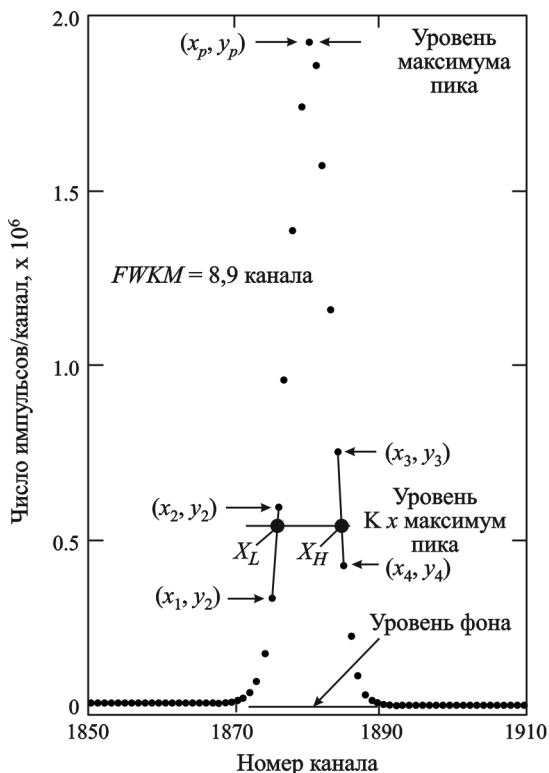


Рис 7.11. К процедуре определения значения FWKM с помощью линейной интерполяции. Величина K задается в диапазоне от 0 до 1 [7.9]

Очевидно, что для достижения заданной точности необходимо наиболее точно оценить величину y_p . Если в области вершины пика в двух соседних каналах слева и справа от предполагаемого максимума наблюдают приблизительно равное количество отсчетов, амплитуда пика явно выше, чем максимальный отсчет в канале. Тогда вычисления дадут немного большее значение FWKM.

Данная процедура применяется к симметричным пикам относительно канала с наибольшими отсчетами. Если точность измеренных пиков не слишком высока, используют сглаживание, однако при сглаживании получают немного расширенные пики.

Метод вторых моментов

Процедура связана с описанным ранее методом первых моментов и выполняется сразу после его использования для определения центроиды, так как для нахождения полуширины пика необходимо знать ее значение. Метод основан на том, что величина FWHM пропорциональна среднеквадратичному отклонению плотности распределения (см. формулу (2.3)). Сама же величина σ вычисляется по формуле

$$\sigma^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} (x - x_0)^2 y(x) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} y(x) dx} \approx \frac{\sum (x_i - x_0)^2 y_i}{\sum y_i}. \quad (7.25)$$

Формула (7.25) подходит и для ассиметричных пиков, так как никакой априорной информации о виде распределения не используется. Перед применением метода вторых моментов необходимо на участке не менее 3 FWHM вычистить фон.

Методы *определения полуширины с помощью подгонки линеаризованным и параболализованным гауссианом* являются логическими завершениями методов нахождения центроиды пика полного поглощения, описанными в разделе 7.5. Наряду с оценкой центроиды в этих методах определяют оценку величины среднеквадратичного отклонения, которую и используют для нахождения FWHM по формуле (2.3). Очевидно, данные процедуры дают адекватный результат только в случае близости формы измеренного пика к гауссиану.

7.7. Определение площади пика полного поглощения

Площадь пика полного поглощения (ППП) – важнейшая информация, извлекаемая из измеренного спектра. Оценка площади ППП используется для определения количественных характеристик процессов и явлений, сопровождающихся эмиссией гамма-квантов, среди которых – активность нуклида, мощность дозы гамма-излучения и т.д.

Фундаментальное ограничение при получении несмещенных оценок площадей ППП связано с наличием фона от других источ-

ников излучений, регистрируемых детектором. Очевидно, если фон мал по сравнению с полезным сигналом, то погрешность определения площади ППП невелика. Если же небольшой пик, площадь которого $s_{\text{ППП}}$, необходимо отделить от интенсивного фона, $s_{\text{ф}}$, под пиком, то есть при $\frac{s_{\text{ППП}}}{s_{\text{ф}}} \ll 1$, вероятность получения смещенной

оценки много выше.

В каждом из обоих представленных на рис. 7.1 экспериментальных спектрах можно выделить три области: область пика (*region of interest, ROI*) и 2 фоновые области слева и справа от пика.

Известно, что 99,9 % площади уединенного гауссовского пика лежит внутри области с центром, соответствующим энергии гамма-излучения и шириной 3 сигма (см. раздел 8.2 главы 8). Ширина областей фона слева и справа от пика как правило выбирается равной $0,5 \dots 1 FWHM$. Площадь такого пика можно найти, вычтя из суммарного количества зарегистрированных событий в рассматриваемой области пика (ROI) суммарное количество фоновых отсчетов в этой же области.

Если фон под пиком можно аппроксимировать линейной функцией, его определяют следующим образом:

1) вычисляют средние значения фона в областях слева и справа от пика;

2) находят площадь трапеции (заштрихованная область на рис. 7.12) с основанием, равным ширине ROI и боковыми сторонами, равным значениям левого и правого среднего фона [7.11]

Чистая площадь пика, занимающего n каналов, определяется по формуле

$$A = \sum_{i=L}^U C_i - n \left(\sum_{i=L-m}^{L-1} C_i + \sum_{i=U+1}^{U+m} C_i \right) / 2m, \quad (7.26)$$

где смысл обозначений ясен из рис. 7.12.

Неопределенность значения площади ППП в данном случае определяется следующим образом. Если обозначить суммарный счет под пиком как $G = \sum_{i=L}^U C_i$ (первое слагаемое правой части (7.26)) а фон – как B (второе слагаемое правой части (7.26)), получим, что площадь ППП равна

$$A = G - B. \quad (7.27)$$

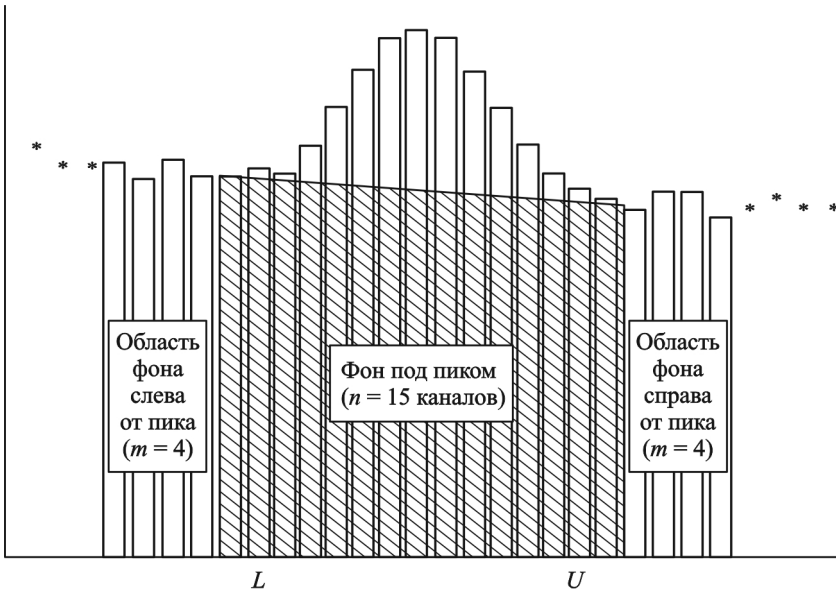


Рис 7.12. Вычисление площади пика с использованием расширенных областей фона [7.1].

Поэтому (полагая, что величины G и B подчиняются распределению Пуассона),

$$\begin{aligned} \text{var}(A) &= \text{var}(G) + \text{var}(B) = \\ &= \sum_{i=L}^U C_i + n^2 \left(\sum_{i=L-m}^{L-1} C_i + \sum_{i=U+1}^{U+m} C_i \right) / 4m^2, \end{aligned} \quad (7.28)$$

где символом $\text{var}(X)$ обозначается дисперсия случайной величины X .

В действительности, фон под пиком не является прямой линией. Большая часть фона под ППП определяется комptonовским рассеянием гамма-излучения большей энергии на большие углы или наложением импульсов от взаимодействий гамма-излучения более низкой энергии. Часть фона под пиком вызвана фотонами, соответствующими данному пику, но претерпевшими комptonовское рассеяние на малые углы, а также неполным сбором зарядов, образовавшихся при полном поглощении этих квантов. Этот вклад может быть описан функцией сглаженной ступеньки (см. рис. 7.9, круп-

ный пунктир) следующим образом. Если C_i – отсчет в i -м канале, а индексы L и U относятся к левому и правому краям рассматриваемой области, соответственно, то величина B_n (фон в n канале) определяется по эмпирической формуле [7.9]

$$B_n = C_L - (C_L - C_U) \frac{\sum_{L+1}^n (C_i - C_U)}{\sum_{L+1}^U (C_i - C_U)}. \quad (7.29)$$

Более точно фон можно определить расчетным путем, используя методы моделирования взаимодействия гамма-излучения с веществом.

6.8. Разрешение мультиплетов

В случае, если на каком-либо участке линейчатого спектра расстояние между энергетическими линиями меньше FWHM, близко расположенные два и более пиков образуют мультиплеты. Методы идентификации пиков (нуклидов) в мультиплетах и определения их площади, эффективно применяемые в случае уединенных, непрерывающихся пиков, становятся неприменимы.

Для обработки мультиплетов можно использовать метод так называемой *деконволюции*. Термин «*deconvolution*» в переводе означает «обратная свертка», процедура которой используется для нахождения спектра. Возникновение термина связано с тем, что функция отклика на участке, содержащем мультиплет, зависит только от разности энергий, и уравнение

$$\int_a^b K(x, s)u(s)ds = f(x) + \varepsilon$$

превращается в уравнение типа свертки (*convolution*):

$$\int_a^b K(x - s)u(s)ds = f(x) + \varepsilon. \quad (7.30)$$

Правильность алгоритмов большинства компьютерных методов обработки спектров можно проверить вручную, но при использовании процедуры деконволюции этого сделать нельзя: количество искоемых пиков восстанавливаемого спектра является априорной

информацией и задается пользователем. Иначе говоря, если мы предполагаем, что в мультиплете три пика, а на самом деле их четыре, программа обработки найдет именно три пика.

Критериями наличия мультиплета в спектре является 1) значимое отличие полуширины анализируемого пика от известного значения FWHM, полученного из калибровки, и 2) асимметрия пика, образовавшаяся вследствие сложения одиночных пиков с разными интенсивностями. В последнем случае также полезно сопоставить величины FWTM анализируемого и одиночного пиков. В качестве примера на рис. 7.13 приведен фрагмент спектра ^{152}Eu (см. главу 3, рис. 3.17) с выделенным одиночным пиком 1112,95 кэВ, а рис. 7.14 демонстрирует увеличение полуширины и появление асимметрии у пика, образованного при наложении пика 1112,95 кэВ и близко расположенного пика (1115,54 кэВ) другого нуклида – ^{65}Zn [7.12].

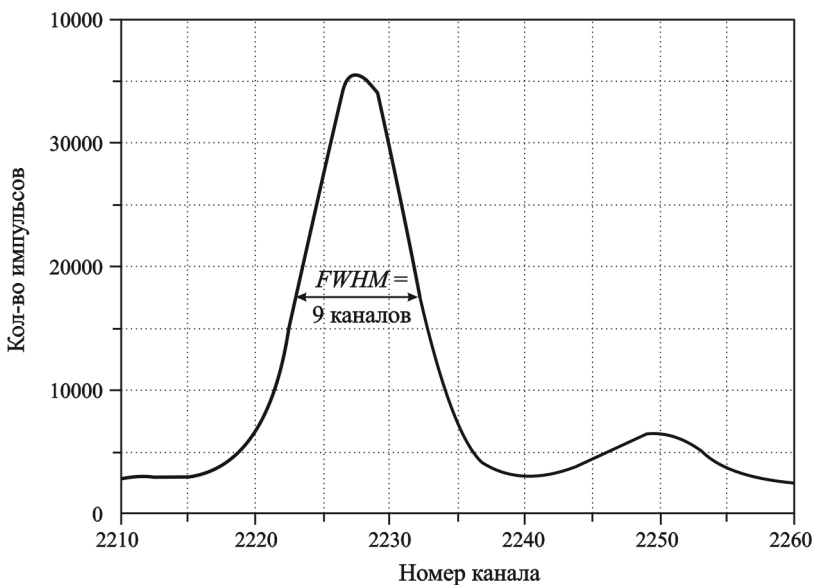


Рис. 7.13. Фрагмент спектра ^{152}Eu , измеренного с помощью HPGe детектора. Полуширина одиночного пика (1112,95 кэВ) составляет 9 каналов

Каждый пик в составе мультиплета описывается тремя параметрами: (1) площадью пика; (2) его положением и (3) формой. Если

нам известны любые два параметра, третий легко определяется из решения матричных уравнений. В данном случае знание формы тождественно знанию величины FWHM при условии, что пик описывается распределением Гаусса.

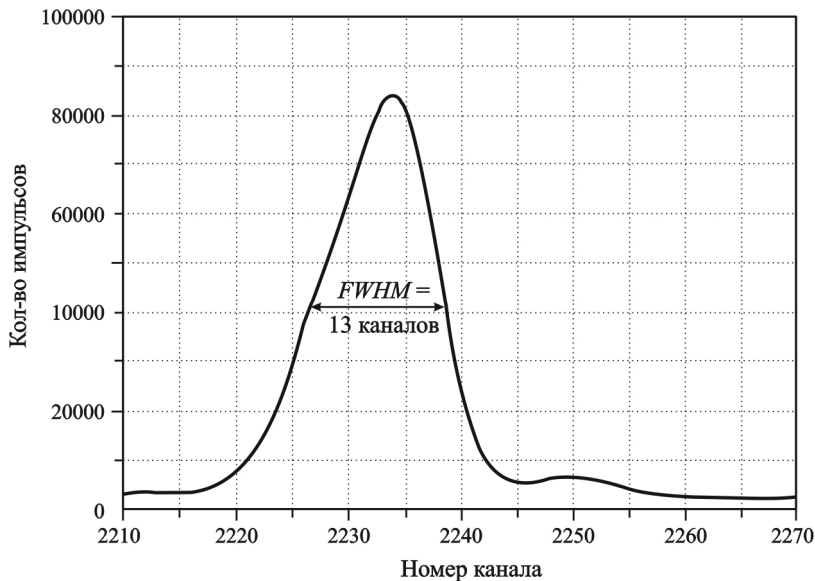


Рис. 7.14. Фрагмент смешанного спектра ^{152}Eu и ^{65}Zn , измеренного с помощью HPGe детектора. Линии европия 1112,95 кэВ и цинка 1115,54 кэВ спектрометр не разрешает. При наложении пиков полуширина суммарного пика возросла до 13 каналов, а сам пик стал немного ассиметричным

Положение пика можно определить либо с помощью уже описанных процедур поиска, либо с помощью библиотечных данных нуклидов, в которых содержится информация о возможных пиках, образующих мультиплет в данном энергетическом диапазоне. Каждый из подходов имеет преимущества и недостатки. Так как библиотека нуклидов формируется пользователем, пик, не включенный в библиотеку, не будет идентифицирован. С другой стороны, небольшие пики, входящие в мультиплеты, или очень близко расположенные пики часто нельзя разделить.

Располагая приемлемыми оценками формы пика и его положения, мы можем записать количество импульсов в i канале (C_i) участка спектра с мультиплетом в виде

$$C_i = \sum_j a_j A_j g(i, \vec{s}_j) + B_i + R_i, \quad (7.31)$$

где суммирование осуществляется по всем j компонентам мультиплета. В формуле (7.31): a_j – подгоночный коэффициент (относительная доля активности j нуклида в мультиплете), A_j – площадь пика j -компонента, $g(i, \vec{s}_j)$ – функция, аппроксимирующая j пик, \vec{s}_j – вектор параметров этой функции (в случае, если функция – это гауссиан, компонентами вектора служат мода пика и его стандартное отклонение); B_i – фоновый отсчет, R_i – погрешность измерения суммарного количества импульсов в i канале.

Как правило, фон под мультиплетом представляется полиномом степени L вида

$$B_i = \sum_{l=1}^L b_l i^l.$$

Решение системы уравнений (7.31) ищется из условия минимума функционала, равного сумме квадратов разностей между измеренным счетом в канале и оценкой значений счета с помощью подгонки.

Классическая схема МНК в данном случае не подходит, так как малейшее отклонение в исходных данных вследствие плохой обусловленности исходного уравнения ведет к сильному различию в решениях. Примером может служить попытка восстановления спектра [7.13].

На рис. 7.15 приведены модельный спектр, образованный восемью моноэнергетическими линиями (a), функция отклика спектрометра (b) и восстановленный с помощью классического МНК спектр (c). Если в исходный спектр внести малейшую неопределенность (всего 1% для пика #3), использование классического МНК дает результат, приведенный на рис. 7.16. Поэтому ввиду плохой обусловленности для решения подобных задач необходимо использовать методы регуляризации. Существует несколько алгоритмов, реализующие итерационные процессы поиска минимума

функционала. Наиболее известными являются метод Скоффилда-Голда [7.14], алгоритм Ричардсона-Луси [7.15, 7.16], основанный на байесовском подходе; модифицированный метод градиентного спуска и др. Подробная информация об используемых методах деконволюции обычно содержится в описании программ обработки спектров.

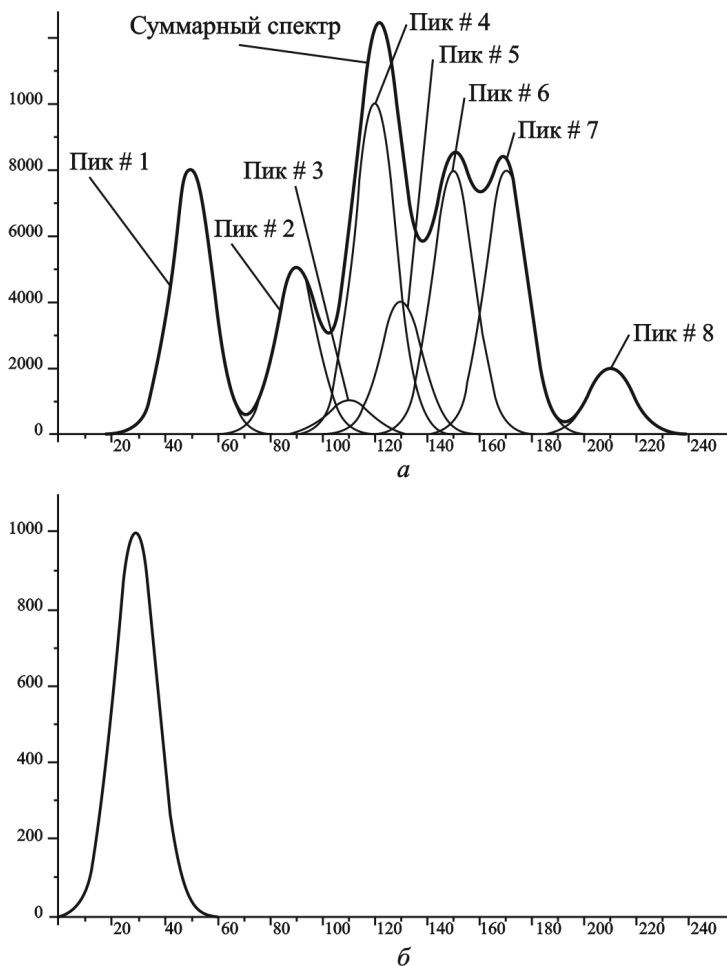


Рис. 7.15 (начало). Исходный спектр (a), функция отклика (б)

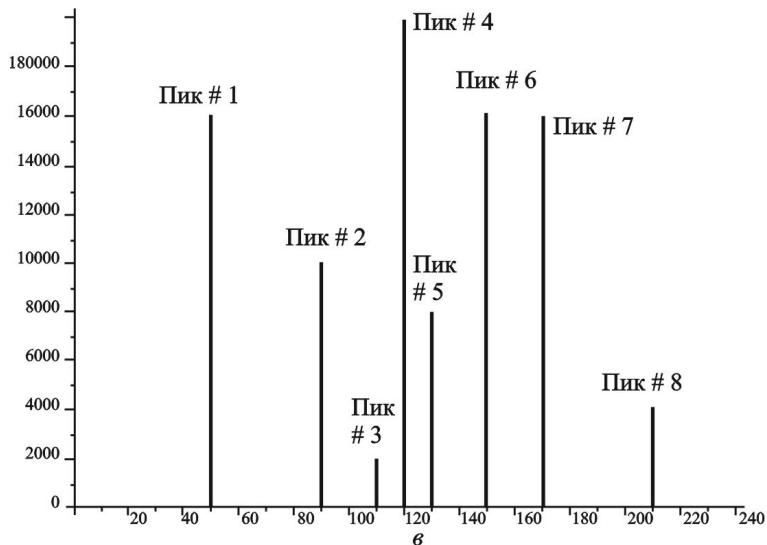


Рис. 7.15 (окончание). Результат восстановления с помощью МНК (с)

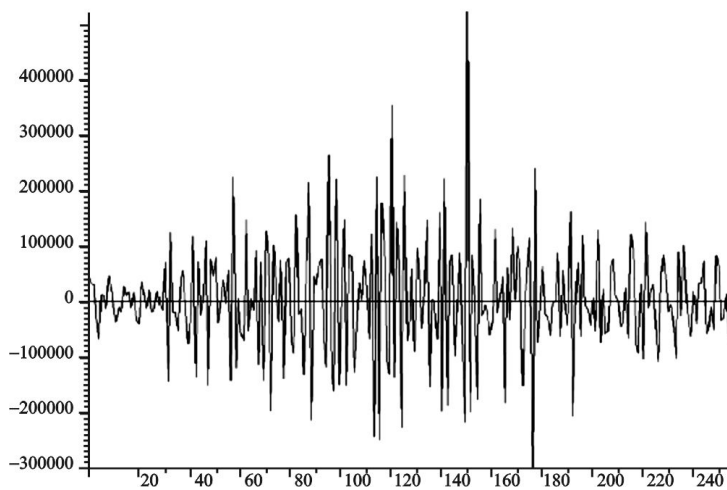


Рис. 7.16. Результат восстановления спектра классическим МНК при добавлении в пик #3 (см рис. 7.15,а) шума (1 %) [7.13]

Очистка анализируемого пика от мешающего пика (peak stripping).

Применение процедуры деконволюции приводит к возникновению дополнительной неопределенности результатов, но зачастую возможно разрешить мультиплет другим способом. Представим ситуацию, когда гамма-спектр радионуклида, активность которого необходимо определить, состоит из нескольких линий. Если некоторые «сильные» линии слишком близко расположены рядом с линиями других нуклидов, входящих в состав пробы, эти сильные линии можно исключить из библиотеки для того, чтобы избежать процедуры деконволюции, а идентификацию и определение активности этого нуклида выполнять по менее интенсивной, но уединенной линии. Заметим, что тогда точность определения снижается из-за меньшей интенсивности данной энергетической линии, зато не потребуется сложная процедура разделения мультиплета.

Другой случай, позволяющий избежать деконволюции, иллюстрирует рис. 7.17. На этом рисунке дуплет (слева вверху) может быть разрешен следующим образом. Измерению пика радионуклида (А), мешает пик В₁, принадлежавший нуклиду В. Мы знаем, что,

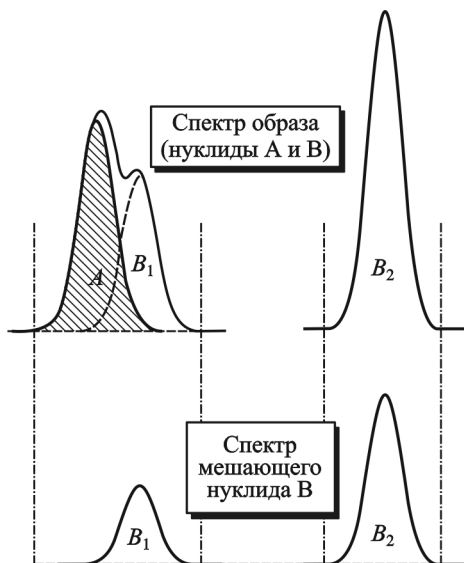


Рис. 7.17. Разрешение дуплета методом стриппинга

помимо пика B_1 , у этого нуклида имеется пик B_2 . Если на том же спектрометре в идентичных условиях измерен чистый нуклид B (нижний спектр), можно определить величину B_1/B_2 . Поэтому легко вычесть из мультиплета долю, внесенную нуклидом B , и найти площадь пика, соответствующего нуклиду A . Эта процедура – своего рода «очистка» пика от мешающего вклада другого пика, откуда и происходит ее название.

Тем не менее, метод очистки следует использовать с осторожностью, так как при вычитании двух случайных величин (A и B_1) неопределенность разности равна сумме неопределенности каждого слагаемого. Если же из триплета вычесть таким образом 2 пика, точность результата будет еще ниже.

Литература к главе 7

7.1. Gilmore G.R. Practical Gamma-ray Spectrometry. 2-nd Edition. John Wiley & Sons, Ltd. 2008, 387 pp.

7.2. Крянев А.В., Лукин Г.В. Метрический анализ и обработка данных. М.: Физматлит, 2010. – 280 с.

7.3. Деденко Г.Л., Кадилин В.В., Рябева Е.В, Самосадный В.Т. Методы обработки результатов ядерно-физического эксперимента. М.: МИФИ, 2008. – 56 с.

7.4. Элер Г. Статистическая методика подгонки. //Препринт ОИЯИ Р11-6816, 1972. – 21 с.

7.5. Панов Е.А. Практическая гамма-спектрометрия на атомных станциях. М.: Энергоатомиздат, 1990. – 200 с.

7.6. Волков Н.Г., Христофоров В.А., Ушакова Н.П. Методы ядерной спектрометрии: Учеб. пособие для вузов. – М.: Энергоатомиздат, 1990, 256 с.

7.7. Mariscotti M.A. A method for automatic identification of peaks in the presence of background and its application to spectrum analysis// Nuclear Instruments and Methods, 1967, 50, p. 309–320.

7.8. Даниленко В.Н., Ковальский Е.А., Юферов А.Ю. Программное обеспечение LSRM. Алгоритмические основы – функции обработки спектрометрической информации. М.: 2019. – 52 с.

7.9. Пассивный неразрушающий контроль ядерных материалов. Райлли Д. (ред). Пер. с англ. ВНИИА. Часть 1 (гл. 1–14). М.: ВНИИА, 2000. – 437 с.

7.10. Meyer S.L. Data Analysis for Scientists and Engineers. John Wiley & Sons, Inc., New York, 1975 – p. 37.

7.11. ГОСТ 26874-86 (СТ СЭВ 5053-85). Спектрометры энергий ионизирующих излучений. Методы измерения основных параметров (с Изменениями N 1, 2).

7.12. Мартынюк Ю.Н. Частное сообщение. Измерения выполнены в НПП «Доза» (2018).

7.13. Morhac M, Marousek V. Complete positive deconvolution of spectrometric data// Digital Signal Processing, 2009, 19, p. 372–392.

7.14. Gold R., ANL-6984, Argonne National Laboratories, Argonne, Ill., 1964.

7.15. Lucy L.B. An iterative technique for the rectification of observed images //Astron. J., 1974, v. 79, p.745–754.

7.16. Richardson W.H. Bayesian-based iterative method of image restoration// J. Opt. Soc. Amer., 1972, v. 62, p. 55.

Контрольные вопросы к главе 7

1. На чем основаны статистические методы поиска пиков? В чем суть методов максимума, поиска пиков с помощью функции отображения, плавающего отрезка?

2. На чем основан поиск пиков с использованием численного дифференцирования?

3. Как определяется регрессионная функция?

4. В чем суть методов первых и вторых моментов? Для чего применяются эти методы?

5. Какое преобразование (а) линеаризует функцию Гаусса? (б) переводит гауссиан в параболу? В каких случаях используются эти преобразования?

6. Как зависит полуширина пика от энергии?

7. От чего зависит точность определения площади пика полного поглощения (ППП)?

8. Какими функциями аппроксимируют вклад фона в ППП?

9. Каковы критерии наличия мультиплета в составе ППП?

10. Как и в каких случаях проводят очистку выбранного пика от пиков мешающих нуклидов?

Глава 8. Измерение гамма-излучения большой и малой интенсивности

Идентификация радионуклидов и определение их количественных характеристик достигается, соответственно, определением положений пиков полного поглощения (ППП) и величин, пропорциональных активности (например, площадей ППП). Из этих данных вычисляют удельную или объемную активность, дозу и т.п. Скорость счета импульсов при выполнении измерений может лежать в очень широких пределах. Наиболее простая ситуация в смысле выполнения измерений – когда интенсивность поступающих в детектор гамма-квантов не слишком велика для того, чтобы количество наложенных импульсов и просчетов приводило бы к значимым ошибкам, и в то же время недостаточно мала для того, чтобы полезный сигнал и фон были трудноразличимы. К сожалению, часто встречаются иные ситуации, требующие особого подхода при обработке результатов измерений: интенсивность потока гамма-квантов либо слишком высока, либо сопоставима с фоновыми отсчетами. Если первая ситуация вынуждает корректировать результаты измерений вследствие недооценки количества измеряемых импульсов в пиках (просчетам спектрометра), а также исключать из рассмотрения пики случайного суммирования, то при второй ситуации возможна потеря присутствующего в спектре нуклида из-за того, что его активность ненамного отличается от величины фона. Рассмотрим обе ситуации более подробно.

8.1. Большие интенсивности

При высоких интенсивностях потока гамма-квантов часть информации теряется. Происходит это оттого, что после момента регистрации события в течение некоторого временного интервала спектрометр запирается и не в состоянии регистрировать последующие события. Этот временной интервал называется **мертвым временем** (*dead time*). Принято все потери при регистрации рассматривать с точки зрения двух граничных случаев, каждый из которых обусловлен мертвым временем.

Мертвое время (МВ) может как не зависеть, так и зависеть от того, попала ли последующая частица во временной интервал, равный мертвому времени, после регистрации предыдущей частицы. В первом случае после прихода сигнала вход закрывается на некоторое время, которое называется непродлевающимся (*non-extendable, non-paralyzable*) мертвым временем, τ_{ne} . Например, для спектрометрических систем с многоканальным анализатором отсчет МВ начинается в момент, когда выходной импульс усилителя превысит порог дискриминатора АЦП. МВ складывается из времени нарастания импульса, небольшого фиксированного времени, необходимого для регистрации пика, и времени блокировки, состоящего из времени преобразования аналогового сигнала в цифровой код, а также времени передачи информации в память анализатора (см. гл. 5, рис. 5.28). Так, для спектрометра на основе Ge детектора, использующего АЦП Уилкинсона с частотой 100 МГц, мертвое время для события, попадающего в 4000-й канал, составляет примерно 55 мкс. При скорости счета в несколько тысяч имп/с часть полезной информации теряется только из-за мертвого времени спектрометра, не зависящего от предыдущего события.

Во втором случае после поступления сигнала вход остается открытым, и может случиться так, что последующий сигнал придет с детектора до того, как предыдущий будет обработан. Произойдет наложение импульсов, которое приведет к продлению мертвого времени. Величина МВ будет определяться интенсивностью поступающих сигналов, поэтому в данном случае называется продлевающимся (*extendable, paralyzable*) мертвым временем, τ_e .

Различие МВ обоих типов иллюстрирует рис. 8.1.

Заметим, что если при продлеваемом мертвом времени временной интервал между сигналами превышает его величину, различия между МВ обоих типов нет.

Наложение импульсов может происходить в детекторе, предусилителе, усилителе. Очевидно, что общий эффект от наложений будет определяться самой медленной частью спектрометрического тракта (обычно – основным усилителем). Наложение всегда ведет к потере информации.

В спектрометрических системах высокого разрешения ширина импульса усилителя часто сопоставима со временем обработки

АЦП, и потеря информации, вызванная наложением импульсов, может быть равна или больше потерь, вызванных мертвым временем за счет действия АЦП. Поэтому АЦП, работающий в режиме живого времени, не может полностью компенсировать потери вследствие наложений.

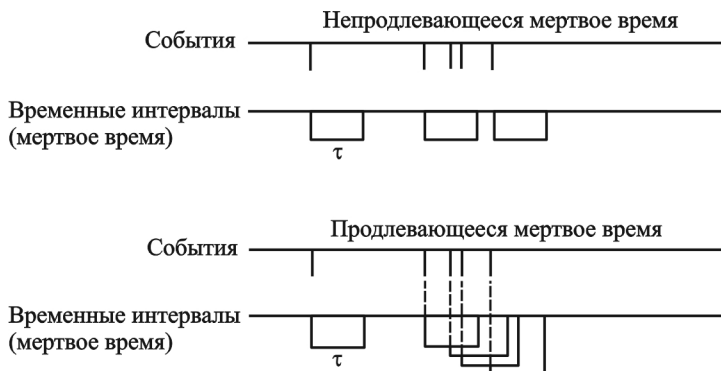


Рис. 8.1. Отличие мертвого времени непродлевающегося и продлевающегося типов [8.1]

Оценим величину МВ непродлевающегося типа. Пусть за время $t \gg \tau_{ne}$ зарегистрировано Nt сигналов (здесь N – скорость счета). За это же время спектрометр был нечувствителен в течение $(Nt)\tau_{ne}$ секунд. Следовательно, среднее количество незарегистрированных событий равно $N_0(Nt)\tau_{ne}$, где N_0 – скорость счета при МВ = 0 (входная нагрузка).

Полное число событий равно сумме зарегистрированных и незарегистрированных событий: $N_0t = N_0(Nt)\tau_{ne} + Nt$, откуда

$$N_0 = \frac{N}{1 - N\tau_{ne}}, \text{ или}$$

$$N_0 = \frac{N_0}{1 + N_0\tau_{ne}}. \quad (8.1)$$

Выражение (8.1) позволяет определить скорость счета в зависимости от входной нагрузки при заданном значении мертвого вре-

мени. При регистрации пуассоновского потока событий просчеты принципиально неустранимы, так как события следуют друг за другом через случайные, в том числе сколь угодно малые временные интервалы.

Теперь рассмотрим МВ продлевающегося типа. Как и в предыдущем случае, обозначим интенсивность поступающих событий (импульсов) N_0 , а зарегистрированных событий – N . В соответствии с распределением Пуассона, вероятность поступления за время τ_e ровно N событий равна

$$P(N) = \frac{(N_0 \tau_e)^N}{N!} e^{-N_0 \tau_e},$$

где $N_0 \tau_e$ – среднее число событий, поступивших за временной интервал τ_e .

Вероятность того, в течение времени τ_e не будет зарегистрировано ни одного события, равна $P(0) = e^{-N_0 \tau_e}$.

Если после регистрации события в течение последующего за моментом регистрации интервала (МВ) придет еще один импульс, он не будет зарегистрирован. Поэтому среднее число зарегистрированных событий (скорость счета) равно

$$N = N_0 e^{-N_0 \tau_e}. \quad (8.2)$$

При малой интенсивности поступающих событий ($N_0 \rightarrow 0$) экспонента может быть аппроксимирована суммой (при $x \rightarrow 0$ $e^x \sim 1 + x$), поэтому из (8.2) получим

$$N = \frac{N_0}{e^{N_0 \tau_e}} = \frac{N_0}{1 + N_0 \tau_e},$$

что совпадает с (8.1).

Чтобы найти величину N_0 , уравнение (8.2) должно быть решено численно.

На рис. 8.2 приведены зависимости измеренного числа импульсов от числа импульсов, образующихся в детекторе, для случаев продлевающегося и непродлевающегося мертвого времени. Видно, что при невысокой интенсивности входящих событий продлевающееся и непродлевающееся мертвые времена совпадают.

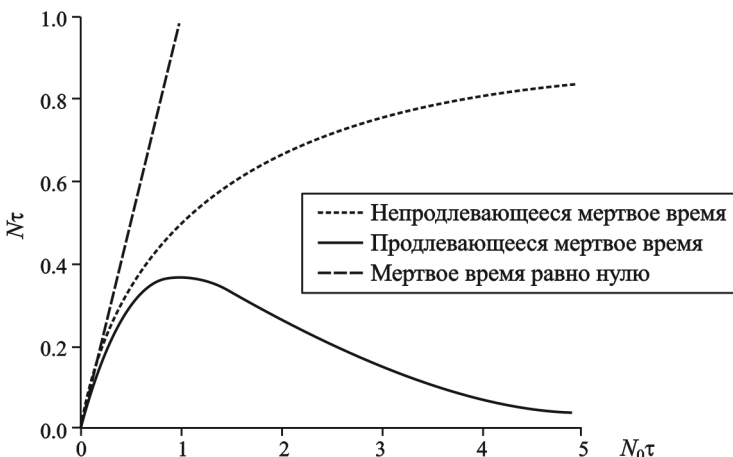


Рис. 8.2. Связь между входной и регистрируемой интенсивностями событий в случае непродлевающегося и продлевающегося мертвого времени. Скорости счета умножаются на τ для получения кривых, не зависящих от постоянной времени усилителя, τ [8.2]

Из формулы (8.1) следует, что в случае продлевающегося мертвого времени скорость счета N будет наибольшей при $N_0 = \frac{1}{\tau_e}$, при этом часть от N_0 , которая анализируется и запоминается, равна $1/e = 0,37$. Максимальная скорость счета определяется пропускной способностью спектрометрической системы (*throughput*). Величиной пропускной способности часто приходится жертвовать для достижения наилучшего энергетического разрешения и наоборот, увеличение пропускной способности и минимизация поправки на наложение импульсов достигается за счет потери в разрешении. (см. рис. 8.3)

Так как зависимость $N(N_0)$ проходит через максимум (см. рис. 8.2 и 8.3), мы не можем сказать, чему равно значение входной интенсивности: величина измеренной интенсивности N_0 соответствует двум разным значениям входной интенсивности N . Тем не менее, потери вследствие наложения импульсов необходимо учитывать (особенно для спектрометрии высокого разрешения) по двум причинам:

1. Относительно длительные временные интервалы формирования импульса, которые требуются для достижения оптимального соотношения сигнал-шум (формируются импульсы с длительностью до 50 мкс) способствуют росту вероятности наложений.

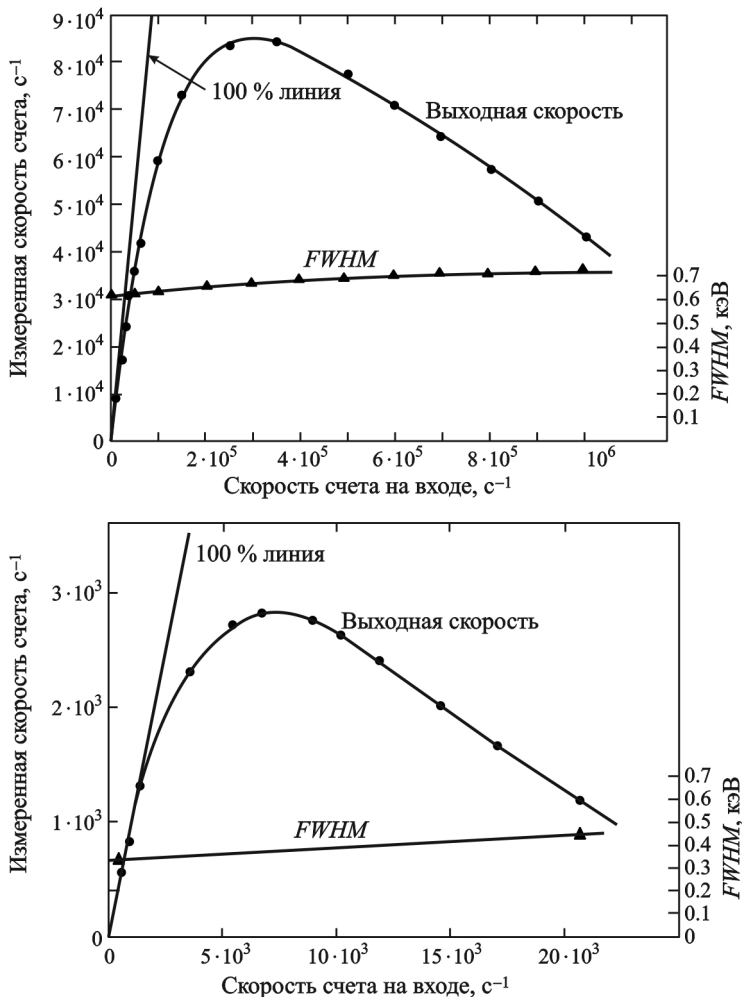


Рис. 8.3. Зависимости выходной скорости счета импульсов от входной загрузки. Источник – америций-241. Измерение: планарный ППД – спектрометр, оптимизированный под высокую загрузку (сверху) и под наилучшее разрешение (снизу) [8.3]

2. Небольшое искажение вследствие наложения может «вывести» импульс из узкого пика.

Цепь режекции наложений (см. гл. 5, раздел 5.5) предназначена для отсеечения импульсов, образующихся при наложении следующих один за другим сигналов. Как уже отмечали, пропускная способность цифрового спектрометрического тракта за счет более быстрого формирования импульса выше, чем аналогового, и энергетическое разрешение такого спектрометра лучше (см. рис. 5.38 и 5.39).

Заметим, что в сцинтилляционном гамма-спектрометре (например, с *NaI*) постоянная времени усилителя τ равна 3 мкс и менее, поэтому в нем вследствие наложения теряется меньше событий, чем в спектрометре на основе ППД. Сцинтилляционные пики в 10-20 раз шире, чем при использовании спектрометра с ППД, поэтому слабые наложения не выводят импульсы за пределы области пика полного поглощения (ППП).

Количественный учет поправок на мертвое время выполняется несколькими методами. В аналогово-цифровом преобразователе (АЦП) (см. гл. 5, раздел 5.6.1) предусмотрены *счетчики живого времени*, поэтому при определении интенсивности счета импульсов в области ППП общее количество импульсов необходимо делить не на физическое время измерения, а на живое время. Такой метод коррекции хорош при малых и средних скоростях счета, но при высоких скоростях счета, как уже отмечалось, полностью скорректировать мертвое время нельзя. Кроме того, этот способ не годится, если скорость распада препарата сильно меняется в продолжение измерений.

Аппаратурная коррекция просчетов, построенная на методе *Гедке-Хейла*, используется в аппаратуре ORTEC для компенсации потерь за счет наложений без использования режектора наложений. Когда в АЦП поступает сигнал, часы живого времени начинают обратный отсчет времени, который продолжается до достижения сигналом пикового значения. Затем часы останавливаются либо на время $T_{LG} + T_M$ (см. рис. 5.30), либо на время T_W (в зависимости от того, какое время больше), после чего снова включаются.

Считается, что при использовании систем, обеспечивающих «счет без потерь» (*loss-free counting*), потери из-за мертвого времени фактически отсутствуют. В подобных системах это достигается

добавлением пропущенных отсчетов в спектр на основе анализа скорости счета до и после АЦП. К таким системам относится метод виртуального генератора Вестфала (*Westphal's virtual pulse generator, VPG*), основанный на оцененной вероятности обработки импульса, виртуально добавляемого в спектр в определенное время. Частота виртуального генератора в анализаторе Lynx® Digital Signal Analyzer (*Canberra*) при использовании режима *Loss-free counting* составляет 5 МГц, и разработчики утверждают, что с помощью данного модуля успешно корректируется 98 % потерь при $8 \cdot 10^5$ имп/с [8.4].

В методе *опорного источника* одновременно измеряют распределение от изучаемой пробы и от радиоактивного источника с известной интенсивностью (опорного источника), добавляющего в распределение дополнительный опорный пик. Поправку находят, определяя для опорного источника (либо экспериментально, либо расчетным путем) отношение количества зарегистрированных импульсов к количеству импульсов при пренебрежимо малом мертвом времени. Вместо опорного источника может быть использован *генератор импульсов* для создания искусственного пика в области спектра, свободной от других пиков. Однако из-за различной формы импульсов от генератора и реального источника излучений (различные длительности фронта и спада импульсов) компенсация полюса нулем для импульсов от генератора не обеспечивается.

Поправки, выполненные с использованием генератора импульсов, более точны тогда, когда скорость счета и форма спектра не меняются в течение всего времени измерений. В случае измерений быстро распадающихся нуклидов необходимо применение генератора, частота которого является функцией общего счета детектора.

Более подробно методы введения поправок описаны в [8.2–8.4].

8.2. Измерение малой активности

Особое место в спектрометрии ионизирующих излучений занимает проблема обнаружения, идентификации и количественной оценки нуклидов, содержание которых в исследуемой пробе мало и сопоставимо с фоном. Данная проблема актуальна в случае мониторинга естественных радионуклидов и наблюдения за искусствен-

ными нуклидами, небольшое количество которых попало в окружающую среду вследствие различных причин.

В качестве критерия, позволяющего оценить чувствительность спектрометра для нахождения предела обнаружения и измерения малых активностей, используют понятие **минимальной детектируемой активности, МДА** (*minimum detectable activity, MDA*). Для того, чтобы определить это понятие, напомним некоторые сведения из математики.

В силу того, что процессы радиоактивного распада и взаимодействия ионизирующего излучения с материалами детектора и защиты являются случайными, в ходе эксперимента и последующей обработки данных мы имеем дело не с истинными значениями величин, а с их оценками, определяемыми с определенной погрешностью (неопределенностью). Методы, позволяющие оперировать оценками, выборками, эмпирическими законами распределения экспериментальных данных, описаны в курсе математической статистики. При обработке экспериментальных данных наиболее часто используют оценки начальных и центральных моментов распределения случайных величин: математического ожидания и дисперсии – числовыми характеристиками этого распределения. Напомним, что среднее значение случайной величины x , или ее **математическое ожидание** (*expectation*), обозначают как $E(x)$ или μ , или M_x , а **дисперсию** (*variance*) как $\text{var}(x)$ или σ_x^2 , или D_x . По определению,

$$\text{var}(x) = E(x - E(x))^2. \quad (8.3)$$

Квадратный корень из дисперсии называется **стандартным отклонением** (*standard deviation*), σ_x . Известно, что если имеются 2 случайные величины x и y , то $E(x + y) = E(x) + E(y)$; и $E(xy) = E(x)E(y) + \text{cov}(x, y)$, где $\text{cov}(x, y) = E((x - E(x))(y - E(y)))$ – ковариация x, y .

Если случайные величины x, y независимы, их ковариация равна нулю. Тогда $E(xy) = E(x)E(y)$. Если $k = \text{const}$, $E(kx) = kE(x)$, $E(k + x) = k + E(x)$.

Дисперсия суммы и произведения двух случайных величин определяется следующим образом:

$$\text{var}(x \pm y) = \text{var}(x) + \text{var}(y), \quad (8.4)$$

$$\text{var}(xy) = E(y)^2 \text{var}(x) + E(x)^2 \text{var}(y) + 2E(x)E(y) \text{cov}(x, y). \quad (8.5)$$

Также используются соотношения: $\text{var}(k) = 0$, $\text{cov}(k, x) = 0$, $\text{var}(kx) = k^2 \text{var}(x)$, $\text{var}(k + x) = \text{var}(x)$.

Если имеется выборка случайных величин x_i объемом n (например, выполнено n измерений одной и той же величины) то несмещенная оценка математического ожидания (среднего значения) случайной величины равна

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i, \quad (8.6)$$

а несмещенная оценка дисперсии (эмпирическая дисперсия) равна

$$s^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2. \quad (8.7)$$

В случае, если случайные величины подчиняются гауссову (нормальному) распределению $f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left\{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right\}$, то несмещенные оценки \bar{x} , s^2 параметров этого распределения – математического ожидания и дисперсии, соответственно, находят из выражений (8.6) и (8.7).

Часто необходимо найти область, в которую с наперед заданной вероятностью попадает оцененная величина. Такой способ обработки называется *интервальным оцениванием*. Если случайная величина распределена по нормальному закону, вероятность того, что оценка ее математического ожидания попадет в доверительный интервал $\bar{x} \pm s$, составляет 68,4 % (рис. 8.4). Нетрудно найти, что с вероятностью 90% оценка попадет в интервал $\bar{x} \pm 1,645s$, с вероятностью 99 % – в интервал $\bar{x} \pm 2,576s$ и т.д. Множитель у величины s называется *коэффициентом охвата (coverage factor)*, а значения этого коэффициента для некоторых величин **доверительных вероятностей (degree of confidence)** приведены в табл. 8.1.

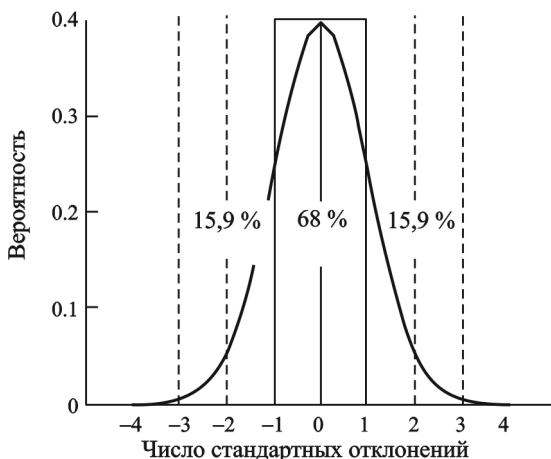


Рис. 8.4. Распределение Гаусса в единицах стандартного отклонения [8.2]

Таблица 8.1

Доверительные вероятности и коэффициенты охвата [8.2]

Доверительная вероятность, %	Коэффициент охвата
68,4	1,0
90,0	1,645
95,0	1,96
95,5	2,0
98,0	2,326
99,0	2,576
99,9	3,0

Пусть C – измеренный сигнал, а B – измеренный фон. Тогда величина полезного сигнала S , связанного с активностью нуклида, будет равна

$$S = C - B.$$

Для того, чтобы ввести понятие минимальной детектируемой активности и найти ее количественно, потребуется дать несколько определений.

Критический уровень (*critical level*), или **порог распознавания**, L_c .

Величина критического уровня позволяет определить, является ли полезный сигнал, полученный при измерении, статистически значимым.

После того, как измерена площадь пика, необходимо определить статистическую значимость найденной величины. Так как пик может «потеряться» в фоне, надо принимать во внимание не только величину фона, но и ее неопределенность. Знание критического уровня позволяет ответить на вопрос: присутствует ли в измеряемой пробе такое количество радиоактивного вещества, которое при регистрации детектором создает полезный сигнал (за вычетом фона), среднее значение которого превышает заданный уровень флуктуации фона?

Предположим, что нерадиоактивный образец измеряют много раз в присутствии постоянного радиационного фона. Очевидно, что средняя величина чистого счета (зарегистрированный сигнал минус фон) будет равна нулю, а сама эта величина будет распределена по нормальному закону (рис. 8.5).

Можно ли определить, является выполненное измерение нулевым (образец неактивный) или нет? Утверждение о наличии или отсутствии полезного сигнала может быть сделано только в рамках вероятностного подхода (этот подход реализуется в методах проверки гипотез, известных из курса математической статистики). В данном примере мы полагаем, что в случае, если чистый сигнал выходит за правый предел интервала неопределенности ($S > k_\alpha \sigma_0$), то полученный счет статистически значим; в противном случае ($S \leq k_\alpha \sigma_0$) счет незначим.

В связи с тем, что распределение Гаусса симметрично и нас интересует область, выходящая за пределы значения $k_\alpha \sigma_0$ только справа от максимума, значение одностороннего коэффициента охвата $k_\alpha = 1,645$ соответствует $\alpha = 0,05$, как следует из табл. 8.2.

Величину, связанную с заданным уровнем значимости α , превышение которой (измеренной величиной чистого счета) позволяет утверждать, что с вероятностью $1 - \alpha$ мы регистрируем именно ак-

тивность образца, называется критическим уровнем, L_C . Таким образом, критический уровень при уровне значимости 0,05 равен

$$L_C = 1,645\sigma_0. \quad (8.8)$$

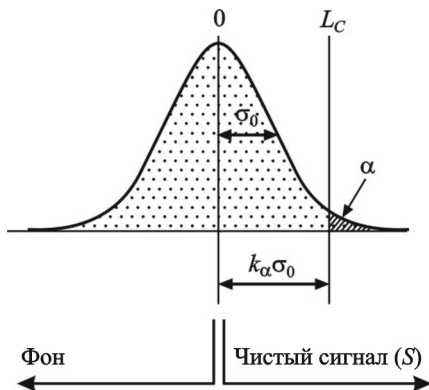


Рис. 8.5. К определению критического уровня [8.2]

Таблица 9

Односторонние и двухсторонние коэффициенты охвата при различных уровнях значимости [8.2]

Уровень значимости, α	Односторонняя доверительная вероятность	Двусторонняя доверительная вероятность	Коэффициент охвата, k_α
0,1587	84,13	68,27	1,0
0,1	90,00	80,00	1,282
0,05	95,00	90,00	1,645
0,025	97,50	95,00	1,96
0,02275	97,73	95,45	2,00
0,01	99,00	98,00	2,326
0,006 21	99,38	98,75	2,5
0,005	99,50	99,00	2,576
0,001 35	99,87	99,73	3,0

В действительности величина стандартного отклонения (неопределенности) фона σ_0 неизвестна. Так как $S = C - B = (S + B) - B$, то $\text{var}(S) = \text{var}(S + B) + \text{var}(B)$.

Принимая во внимание, что для пуассоновского распределения $\text{var}(X) = X$, имеем $\text{var}(S) = S + B + \text{var}(B)$. Так как $\sigma_0^2 = \text{var}(S)$, если $\bar{S} = 0$, и $(S > k_\alpha \sigma_0)$, $\text{var}(B) = B$, то

$$\text{var}(\bar{S} = 0) = \sigma_0^2 = B + \text{var}(B) = 2B. \quad (8.9)$$

Поэтому $L_C = k_\alpha \sqrt{2B}$, и при уровне значимости $\alpha = 0,05$

$$L_C = 1,645\sqrt{2B} = 2,33\sqrt{B}. \quad (8.10)$$

Критический уровень можно использовать для проверки превышения полезным сигналом заданного уровня флуктуации фона. Очевидно, активность может быть обнаружена лишь в половине случаев, когда чистая скорость счета превышает критический уровень.

Предел детектирования, L_D

Предел детектирования (*detection limit*), как и критический уровень, определяется в зависимости от заданной доверительной вероятности. Различие между этими понятиями иллюстрирует рис. 8.6, а их связь определяется выражением

$$L_D = L_C + k_\beta \sigma_D. \quad (8.11)$$

Если чистый сигнал (измеренный сигнал за вычетом фона) превышает предел детектирования, то обнаружение радионуклида можно гарантировать с вероятностью не ниже 0,95. В выражении (8.11) σ_D – стандартная неопределенность чистого сигнала (скорости счета), а k_β – коэффициент охвата, зависящий от уровня значимости β (рис. 8.6) – вероятности того, что при регистрации чистого сигнала он не будет идентифицирован как связанный с активностью (это так называемая *ошибка второго рода*: пропуск полезного сигнала, который принимается за флуктуацию фона с вероятностью β , в отличие от *ошибки первого рода* – принятия флуктуации фона в качестве полезного сигнала с вероятностью α).

С учетом (8.8) и (8.11) имеем:

$$L_D = k_\alpha \sigma_0 + k_\beta \sigma_D. \quad (8.12)$$

При условии $\alpha = \beta = 0,05$ $k_\alpha = k_\beta = 0,645$. Если чистый счет равен уровню детектирования ($S = C - B = L_D$), мы можем сделать следующие утверждения:

$$\sigma_0^2 = C + B, \quad (8.13)$$

$$C = L_D + B \quad (8.14)$$

Из (8.9) следует, что $\sigma_0^2 = 2B$.

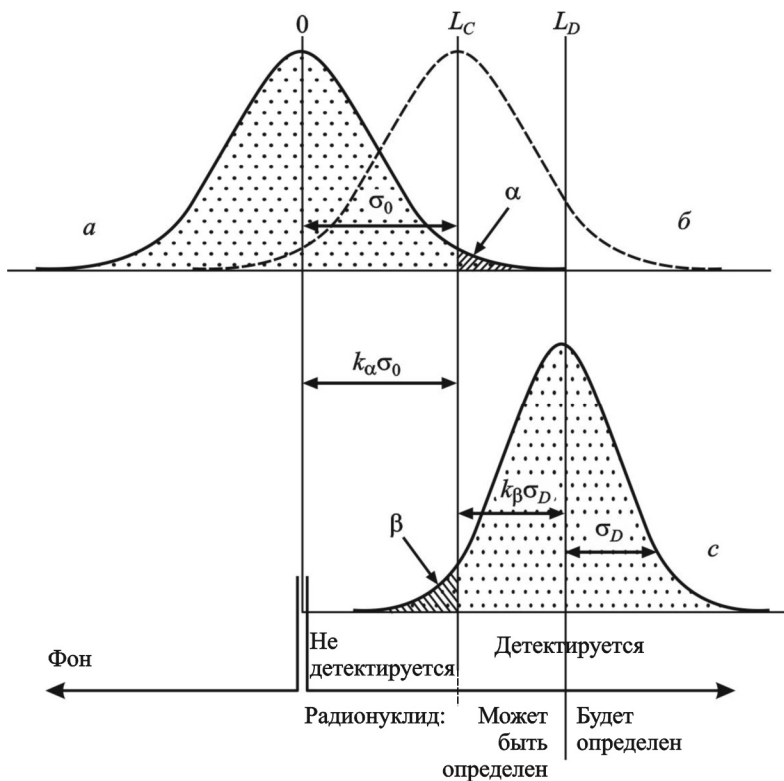


Рис. 8.6. Определение уровня детектирования [8.2]. Пояснения в тексте

Тогда $\sigma_0^2 = L_D + \sigma_0^2$, поэтому из (8.12):

$L_D = k_\alpha \sigma_0 + k_\alpha (L_D + \sigma_0^2)^{1/2}$. Сгруппировав члены уравнения по-
инному

$$L_D - k_\alpha \sigma_0 = k_\alpha (L_D + \sigma_0^2)^{1/2}$$

и возведя левую и правую части в квадрат, после несложного преобразования получим:

$$L_D = k_\alpha^2 + 2k_\alpha \sigma_0,$$

и, с учетом того, что $k_\alpha = 0,645$ и $\sigma_0^2 = 2B$, найдем, что

$$L_D = 2,71 + 4,65\sqrt{B}. \quad (8.15)$$

В большинстве случаев величиной k_α^2 пренебрегают, и тогда $L_D = k_\alpha \sqrt{2B}$. При уровне значимости 0,05 получим $L_D = 4,65\sqrt{B}$. Однако величину предела детектирования иногда определяют несколько иначе. Например, *Radioanalytical Nuclear Chemistry Society* рекомендует использовать формулу

$$L_D = 3\sqrt{B}.$$

Предел количественного определения L_Q

Для практического применения более важным, чем предел детектирования, является *предел количественного определения L_Q* , ранее называвшийся *нижней границей определяемых содержаний (determination limit, limit of quantitation)*.

Если необходимо измерить сигнал с наперед заданной неопределенностью, то количество зарегистрированных полезных событий (импульсов) или площадь пика, содержащего L_Q импульсов, равна $L_Q = k_Q \sigma_Q$. Здесь k_Q – величина, обратная значению заданной неопределенности (если неопределенность составляет 10%, то $k_Q = 1/0,1 = 10$), а σ_Q – стандартное отклонение.

Используя аналогичные преобразования, выполненные для нахождения уровня детектирования, можно получить, что

$$L_Q = k_Q (L_Q + \sigma_0^2).$$

Решение квадратного уравнения относительно L_Q дает

$$L_Q = \frac{1}{2} k_Q^2 \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4\sigma_0^2}{k_Q^2}} \right). \quad (8.16)$$

Формула (8.16) выведена для случая простого счета. Чистая площадь пика, занимающего n каналов, определяется по формуле (7.26):

$$A = \sum_{i=L}^U C_i - n \left(\sum_{i=L-m}^{L-1} C_i + \sum_{i=U+1}^{U+m} C_i \right) / 2m,$$

где обозначения взяты из рис. 7.12 (см. раздел 7.7).

Тогда предел количественного определения площади пика (если значение неопределенности площади составляет 10 %) равен

$$L_Q = 50 \left(1 + \sqrt{1 + \frac{B \left(+ \frac{n}{2m} \right)}{25}} \right). \quad (8.17)$$

Мы рассмотрели три величины (L_C, L_D, L_Q), определяющие уровень достоверности измерений. Итоги рассмотрения иллюстрирует рис. 8.7. Здесь указаны области, расположенные на шкале чистых сигналов (измеренных величин минус фон), в пределах которых сигнал может быть недостоверным или достоверным с заданным уровнем значимости, а также область, где чистый сигнал определяется количественно с наперед заданной статистической неопределенностью.

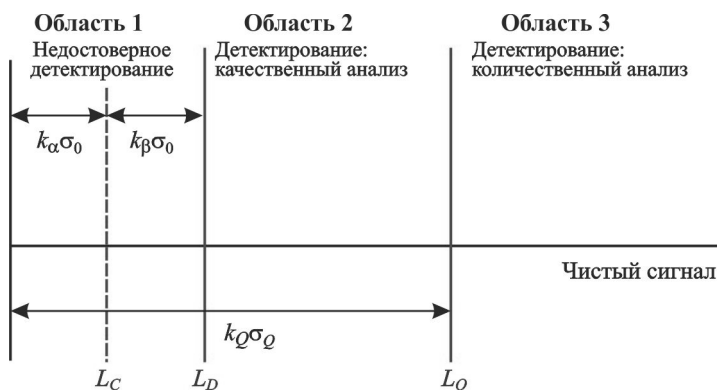


Рис. 8.7. Три основные аналитические области [8.5]. Пояснения в тексте

Минимальная детектируемая активность (МДА)

Не существует строгого определения понятия «минимальная детектируемая активность». Приемлемым в спектрометрии излучений определением МДА может быть минимальное количество радионуклида, которое можно уверенно зарегистрировать с помощью конкретного детектора при заданной геометрии измерений.

Часто МДА определяют, основываясь на значении уровня детектирования L_D . Проблема состоит в том, что L_D – это величина, определяемая с 95 % вероятностью. Однако, как следует из рис. 8.6, уровень детектирования выше критического уровня. Поэтому вполне возможна ситуация, когда измеренная площадь пика (за вычетом фона) является значимой величиной, превышающей критический уровень, но ее значение меньше, чем уровень детектирования. Поэтому полученный результат (активность) будет меньше МДА.

В научной литературе встречаются различные формулы для оценки МДА: от величины, пропорциональной утроенной неопределенности фона до довольно сложных зависимостей без ссылок на источник цитирования.

Если при определении МДА опираться на величину уровня детектирования, определяемую по (8.15), то МДА вычисляется так же, как и удельная активность нуклида, но количество импульсов в информативном пике (например, в пике полного поглощения) заменяется на величину L_D :

$$MDA = \frac{2,71 + 4,65\sqrt{N_B T}}{V_C T \epsilon}, \quad (8.18)$$

где N_B – скорость счета фона (имп/с); ϵ – эффективность регистрации (значения от 0 до 1); T – время измерения (при условии одинакового времени измерения фона и образца), с; V_C – объем образца.

Иногда величину, вычисленную по (8.18), называют также MDA_{95} [8.6]. Минимальная детектируемая активность часто используется как один из показателей качества спектрометра (*FoM*, *figure of merit*), и различные установки сравниваются между собой исходя из величин МДА.

Еще раз обратим внимание на то, что МДА зависит от величины фона статистической природы, времени измерений, свойств детектора и измеряемого образца, геометрии измерений и схемы распада нуклида. Если определенная активность нуклида, A , оказывается меньше МДА, в протоколах измерений это фиксируется как $A < \text{МДА}$ без приведения величины $A \pm \Delta A$.

Литература к главе 8

8.1. Leo W.R. Techniques for nuclear and particle physics experiments. A How-to Approach. Second Revised Edition. Springer-Verlag, 1994. P. 123.

8.2. Gilmore G.R. Practical Gamma-ray Spectrometry. 2-nd Edition. John Wiley & Sons, Ltd. 2008, 387 pp.

8.3. Пассивный неразрушающий контроль ядерных материалов. Райлли Д. (ред). Пер. с англ. ВНИИА. Часть 1 (гл. 1–14). М.: ВНИИА, 2000. – 437 с.

8.4. http://www.canberra.com/literature/gamma_spectroscopy/application_notes/Lynx-AppNote-C36663.pdfm (2020).

8.5. Currie L.A. Limits for qualitative detection and quantitative determination. Application to radiochemistry // Analytical Chemistry, 1968, V. 40, № 3, p. 586–593.

8.6. http://www.canberra.com/literature/waste_special_systems/tech_papers/EstMDA-paper.pdf (2020).

Контрольные вопросы к главе 8

1. В чем различие между мертвым временем непродлевающегося и продлевающегося типов?

2. Объясните поведение функций на рис. 8.2.

3. Почему пропускная способность спектрометра снижается при улучшении разрешения?

4. Как учитываются поправки на наложение и просчеты при измерении реальных спектров?

5. Что определяет критический уровень?

6. Что определяет предел детектирования?

7. От чего зависит минимальная детектируемая активность?

Александр Константинович Будыка

СПЕКТРОМЕТРИЯ
ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Гамма-спектрометрия

Учебное пособие

Подписано в печать 25.02.2021. Формат 60×84 1/16.
Уч.-изд.л. 14,0. Печ.л. 14,0. Изд. № 020-1. Тираж 100 экз.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ».
Типография НИЯУ МИФИ.
115409, Москва, Каширское ш., 31.