

Министерство образования Республики Беларусь
Учреждение образования
«Белорусский государственный университет
информатики и радиоэлектроники»

Факультет радиотехники и электроники

Кафедра электроники

В. Н. Путилин, В. Е. Адамович

**ДОЗИМЕТРИЯ И ЗАЩИТА
ОТ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ.
ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ**

В двух частях

Часть 1

**ДОЗИМЕТРИЧЕСКИЙ КОНТРОЛЬ
ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ**

*Рекомендовано УМО по образованию
в области информатики и радиоэлектроники
в качестве учебно-методического пособия
для специальности 1-39 03 03 «Электронные и информационно-управляющие
системы физических установок»*

Минск БГУИР 2024

УДК 539.1.07(076.5)

ББК 31.42я73

П90

Р е ц е н з е н т ы:

кафедра тепловых электрических станций
Белорусского национального технического университета
(протокол № 9 от 22.03.2023);

профессор кафедры физической химии
Белорусского государственного университета
доктор химических наук, профессор Т. А. Савицкая

Путилин, В. Н.

П90 Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений. Лабораторный практикум. В 2 ч. Ч. 1 : Дозиметрический контроль ионизирующих излучений : учеб.-метод. пособие / В. Н. Путилин, В. Е. Адамович. – Минск : БГУИР, 2024. – 83 с. : ил.

ISBN 978-985-543-746-9 (ч. 1).

Содержит современные сведения по методам дозиметрического контроля, принципам защиты от ионизирующих излучений, характеристикам защитных материалов, необходимых студентам для выполнения лабораторных работ. Приведены основные методики по обнаружению и измерению ионизирующих излучений.

УДК 539.1.07(076.5)

ББК 31.42я73

ISBN 978-985-543-746-9 (ч. 1)

ISBN 978-985-543-747-6

© Путилин В. Н., Адамович В. Е., 2024

© УО «Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники», 2024

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	4
1. Описание лабораторного комплекса.....	5
2. Лабораторная работа № 1. Исследование методики статистической обработки результатов радиационных измерений	19
2.1. Краткие теоретические сведения	19
2.2. Абсолютный и относительный методы измерения активности ионизирующих излучений	26
2.3. Порядок выполнения работы.....	28
2.4. Расчет истинного значения измеряемого параметра и определение ошибки эксперимента.....	30
2.5. Контрольные вопросы	32
3. Лабораторная работа № 2. Исследование принципов защиты от ионизирующих излучений.....	33
3.1. Краткие теоретические сведения	33
3.2. Нормирование параметров и меры защиты от внешнего излучения	37
3.3. Порядок выполнения работы.....	43
3.4. Контрольные вопросы	46
4. Лабораторная работа № 3. Взаимодействие гамма-излучения с веществом.....	48
4.1. Краткие теоретические сведения	48
4.2. Форма амплитудного спектра при регистрации гамма-квантов.....	50
4.3. Формирование спектра амплитуд импульсов с использованием спектрометров	54
4.4. Метод определения массового коэффициента ослабления.....	58
4.5. Порядок выполнения работы.....	60
4.6. Контрольные вопросы	62
5. Лабораторная работа № 4. Оценка эффективности и точности измерительной установки бета-источника ионизирующего излучения	63
5.1. Краткие теоретические сведения	63
5.2. Измерение активности бета-источников и оценка эффективности измерительной установки бета-источника	69
5.3. Порядок выполнения работы.....	75
5.4. Контрольные вопросы	78
Приложения	
1. Линейные коэффициенты ослабления μ узкого пучка гамма-лучей (в см^{-1}) в металлах.....	79
2. Параметры и единицы измерений ионизирующих излучений.....	80
3. Гамма-постоянные для некоторых радионуклидов	81
Список использованных источников	82

ВВЕДЕНИЕ

Настоящее учебно-методическое пособие представляет собой руководство по проведению практических исследований основных закономерностей воздействия ионизирующего излучения на вещество и биологические объекты и особенностей измерения основных параметров. Пособие предназначено для оказания помощи студентам при выполнении лабораторного практикума по курсу «Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений». Оно содержит описание четырех лабораторных работ, каждая из которых включает теоретическую, экспериментальную части и контрольные вопросы.

В каждой работе имеется теоретический раздел, назначением которого является объяснение базовых понятий и физических процессов или явлений, с которыми приходится иметь дело при выполнении экспериментальной работы, что позволяет использовать пособие для подготовки к практическим занятиям по соответствующим разделам курса.

В пособии рассмотрены вопросы физической природы и статистических характеристик ионизирующих излучений; дозиметрии ионизирующих излучений; определения объемной (удельной) активности радионуклидов; методики определения средней длины пробега и энергии бета-частиц методом поглощения.

Перед выполнением работы необходимо внимательно ознакомиться с ее описанием и составить представление о том, какой теоретический материал содержится в каждой работе. Это поможет уточнять теоретические вопросы в процессе подготовки к выполнению конкретной работы. Все лабораторные работы выполняются на одном лабораторном комплексе, поэтому в начале пособия приведено подробное описание устройства, конструкции и параметров комплекса и его отдельных блоков.

Отчет о выполнении лабораторной работы должен содержать название; цель работы; основные теоретические положения; описание используемого оборудования; полученные результаты в виде таблиц, графиков и расчетов; выводы и предложения. Чтобы выполнить и защитить лабораторную работу, студент должен предварительно ответить на контрольные вопросы по выполняемой работе.

1. ОПИСАНИЕ ЛАБОРАТОРНОГО КОМПЛЕКСА

Общий вид лабораторного комплекса представлен на рис. 1.1. Он состоит из блока радиационно-защитного свинцового (1), набора источников ионизирующего излучения (2), набора фильтров (3), спектрометра в комплекте с блоками детектирования (4), набора подставок под источник ионизирующего излучения (5), персонального компьютера (6).



Рис. 1.1. Общий вид лабораторного комплекса

Лабораторный комплекс предназначен для использования в учебных целях при проведении лабораторных работ по изучению взаимодействия ионизирующего излучения с веществом, а также по изучению основных принципов детектирования ионизирующего излучения.

Блок радиационно-защитный свинцовый (БЗ) состоит из крышки (1), корпуса (5), опоры (7), держателя блока детектирования (8) совместно с блоком детектирования (6), подставкой (4), фильтром (3) и источником излучения (2). Стрелками указано направление движения вышеуказанных элементов при их установке в БЗ (рис. 1.2).

Корпус и крышка выполнены из стали. Внутри корпуса размещены элементы из свинца, закрытые экраном из нержавеющей стали. Корпус блока раз-

мещен на опоре из стальных пластин и алюминиевых ножек. На одной из сторон опоры размещен пластмассовый держатель блока детектирования.

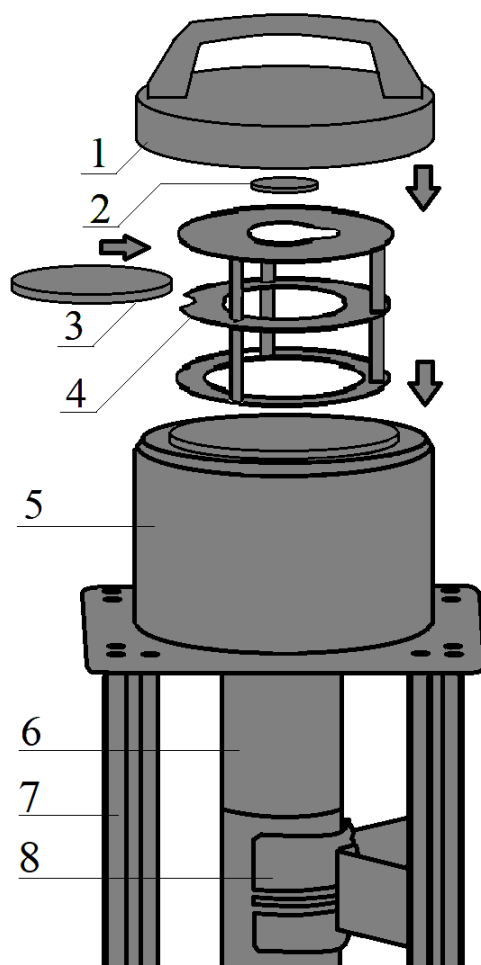


Рис. 1.2. Использование БЗ совместно с блоком детектирования, подставкой, фильтром и источником излучения

Набор источников ионизирующего излучения включает три типа источников: эталонные (образцовые) источники радионуклидные закрытые фотонного излучения (ОСГИ-Р), бета-излучения (ОРИБИ), альфа-источники (ОСАИ).

ОСГИ-Р применяются в качестве рабочих эталонов для поверки и градуировки средств измерений фотонного излучения, аттестации методик измерений и контроля правильности измерений фотонного излучения. В частности, для тестирования и калибровки спектрометров и радиометров, ионизационных камер и сцинтилляционных счетчиков. Источник представляет собой плоское алюминиевое кольцо диаметром 25 мм и толщиной 3 мм. Радиоактивное вещество в источнике термически загерметизировано между двумя полиамидными пленками общей толщиной (100 ± 10) мкм. Диаметр активной части не более 3 мм.

ОРИБИ применяются для градуировки и поверки радиометров и радиометрических установок, а также для поверки зависимости чувствительности радиометров от энергии внешнего бета-излучения. Источник представляет собой

диск из нержавеющей стали диаметром 35 мм, на одну из поверхностей которого нанесено радиоактивное вещество. Источники герметизированы электропроводящим защитным покрытием. Диаметр активной части 11,5 мм.

ОСАИ применяются для тестирования и калибровки альфа-спектрометров и радиометров. Источник представляет собой подложку из нержавеющей стали диаметром 24 мм, на которую тонким слоем нанесен радиоактивный материал. Диаметр активной части 11,5 мм.

В табл. 1.1–1.3 представлены основные параметры источников ионизирующего излучения, применяемых в лабораторных работах [1].

Таблица 1.1

Основные параметры источников ОСГИ-Р

Нуклид	Период полураспада	E_{γ} , кэВ (абсолютная интенсивность, %)	
Титан-44 (Ti-44)	60 лет	68,9 (94,4 %)	78,3 (96,2 %) 1157,0 (99,9 %)
Кобальт-60 (Co-60)	5,271 лет	1173,2 (99,9 %)	1332,5 (100 %)
Цезий-137 (Cs-137)	30,08 лет	661,7 (85,1 %)	
Барий-133 (Ba-133)	10,54 лет	81,0 (32,9 %)	276,4 (7,2 %) 302,9 (18,3 %) 356,0 (62,0 %) 383,85 (8,9 %)
Европий-152 (Eu-152)	13,516 лет	121,78–1408,0	
Висмут-207 (Bi-207)	32,9 лет	569,7 (97,8 %)	1063,6 (74,6 %)

Таблица 1.2

Основные параметры источников ОРИБИ

Нуклид	Период полураспада	E_{β}^{\max} , кэВ	E_{β} , кэВ	Материал защитного покрытия	Толщина покрытия, мкм
Углерод-14 (C-14)	5700 лет	156,5	49,44	Олово	0,2
Кобальт-60 (Co-60)	5,271 лет	319,9	96,9	Хром	2,0
Стронций-90 (Sr-90)	28,91 лет	546,2 2281,5	196,3 928	Хром	2,0
Цезий-137 (Cs-137)	30,08 лет	1173,4	179	Хром	2,0
Таллий-204 (Tl-204)	3,783 года	763,4	238,3	Цинк + Никель	8,0

Таблица 1.3

Основные параметры источников ОСАИ

Нуклид	Период полураспада	Е _γ , кэВ (абсолютная интенсивность, %)
Радий-226 (Ra-226)	1600 лет	4784,4 (94,4 %) 5304,4 (101,4 %) 5489,5 (99,9 %) 6002,4 (100,0 %) 7686,9 (100,0 %)
Плутоний-238 (Pu-238)	87,74 лет	5499,07 (71,04 %) 5456,3 (28,84 %)
Кюрий-244 (Cm-244)	18,11 лет	5804,96 (76,4 %) 5762,84 (23,6 %)

Набор фильтров представляет собой комплект дисков различной толщины, изготовленных из пластмассы, алюминия, стали и свинца. Материалы фильтров и их параметры представлены в табл. 1.4.

Таблица 1.4

Материалы фильтров и их параметры

Наименование материала фильтра	Толщина фильтра, мм	Количество, шт.
Пластмасса	1	5
Пластмасса	5	5
Алюминий	0,09	5
Алюминий	1	5
Алюминий	5	5
Сталь	0,1	5
Сталь	0,5	5
Сталь	2	5
Сталь	5	2
Свинец	1	5
Свинец	5	5

В составе комплекса используется **спектрометр МКС-АТ6101** в комплексе со следующими блоками детектирования: блок детектирования альфа-излучения БДПА-01, блок детектирования бета-излучения БДПБ-01, блок детектирования гамма-излучения БДКГ-05. Маркировки детекторов указаны на тыльной торцевой части. Принцип действия блоков основан на использовании высокочувствительных методов спектрометрии и радиометрии с применением сцинтилляционных детекторов и фотоэлектронных умножителей.

В качестве детектора в БДКГ-05 используется сцинтилляционный кристалл NaI(Tl) Ø 40 × 40 мм. Спектрометр с БДКГ-05 предназначен:

– для измерения энергетического распределения гамма-излучения в диапазоне частиц от 50 до 3000 кэВ;

– измерения мощности амбиентного эквивалента дозы гамма-излучения в диапазоне от 0,01 до 300 мкЗв/ч;

– поиска и идентификации гамма-излучающих радионуклидов.

В качестве детектора в БДПА-01 используется сцинтилляционный кристалл ZnS(Ag) Ø 60 мм, а в БДПБ-01 – пластмассовый сцинтилляционный детектор Ø 60 × 1 мм. Спектрометр с БДПА-01 и БДПБ-01 предназначен соответственно для измерения плотности потока альфа- и бета-частиц. Данные блоки детектирования измеряют плотность потока частиц в следующих диапазонах:

– БДПА-01– от 0,5 до $10^5 \text{ см}^{-2} \cdot \text{мин}^{-1}$ с энергией от 4 до 7 МэВ;

– БДПБ-01– от 3 до $5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2} \cdot \text{мин}^{-1}$ с энергией от 155 до 3500 кэВ.

Блоки детектирования в зависимости от задания в лабораторных работах могут подключаться к блоку обработки информации (БОИ) либо к персональному компьютеру согласно схеме на рис. 1.3.

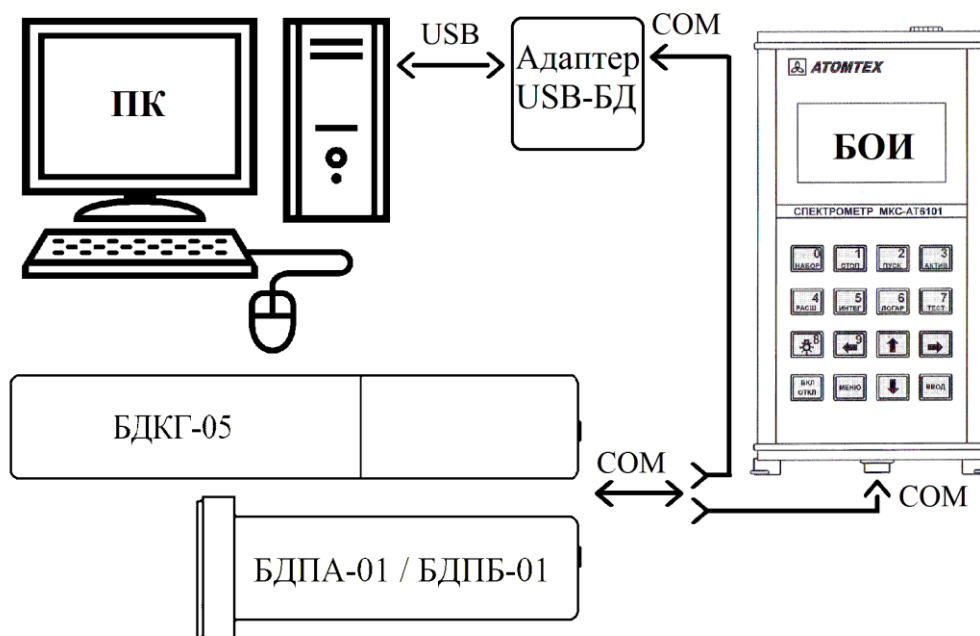


Рис. 1.3. Схема подключения блоков детектирования

Набор подставок под источник ионизирующего излучения представлен на рис. 1.4. Он состоит из подставки для ОСГИ-Р (1), ОРИБИ (2) и ОСАИ (3). Подставки состоят из алюминиевых пластин и стоек. Верхняя пластина подставок имеет центрирующее отверстие для установки источника. Рядом с отверстием имеется паз под палец для удобной установки и изъятия источника. Средняя пластина подставок (для подставки под ОСАИ она отсутствует) служит для установки фильтров.

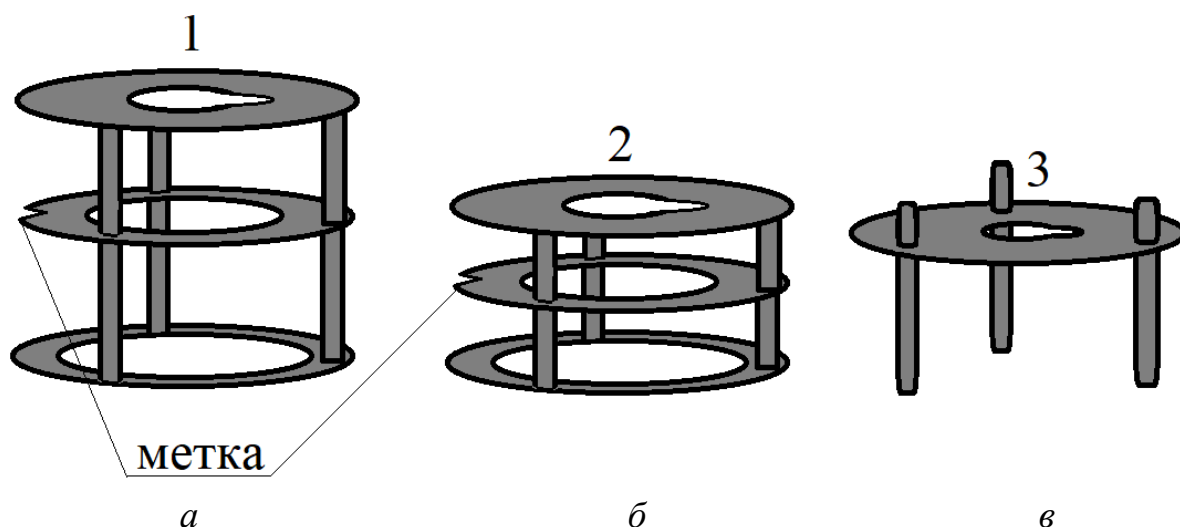


Рис. 1.4. Подставки для источников ионизирующего излучения:
а – подставка под ОСГИ-Р; *б* – подставка под ОРИБИ; *в* – подставка под ОСАИ

Установка фильтров осуществляется со стороны пластины, имеющей метку. Стойки, размещенные над верхней пластиной (для подставки под ОСГИ-Р они отсутствуют), используются для погружения и извлечения подставки в блок. Подставку для ОСГИ-Р необходимо переносить за паз.

Устанавливать подставку для ОСАИ в БЗ можно двумя способами: чтобы расстояние от пластины до блока детектирования было минимальным либо максимальным.

Подготовка лабораторного комплекса к проведению измерений выполняется согласно следующей последовательности:

1. Снять крышку БЗ.
2. Поместить соответствующий заданию блок детектирования в БЗ. При этом блок детектирования должен располагаться соединителем кабеля вниз. Провести блок детектирования через нижнее отверстие в корпусе БЗ, вставить его в держатель и опустить до упора.
3. Подключить блок детектирования к блоку обработки информации либо к ПК.
4. Далее в БЗ необходимо поместить соответствующую заданию подставку с заранее установленным фильтром либо без фильтра. Фильтры используются для обеспечения ослабления излучения источника. Фильтры устанавливаются в среднюю пластину подставок со стороны метки. Необходимую толщину слоя поглотителя получают путем комбинирования фильтров различной толщины.
5. После размещения подставки в БЗ в центрирующее отверстие на верхней пластине подставки устанавливается источник излучения. При этом источник излучения следует устанавливать таким образом, чтобы его активная часть была обращена к блоку детектирования. Установку источников излучения на подставку следует осуществлять с осторожностью. При этом запрещается использовать приспособления, способные повредить поверхность источника и нарушить его герметичность.

6. Закрывать крышку БЗ.

После подготовки комплекса к проведению измерений источник излучения (1), фильтр (2) и кристалл блока детектирования (3) располагаются друг относительно друга согласно схемам на рис. 1.5.

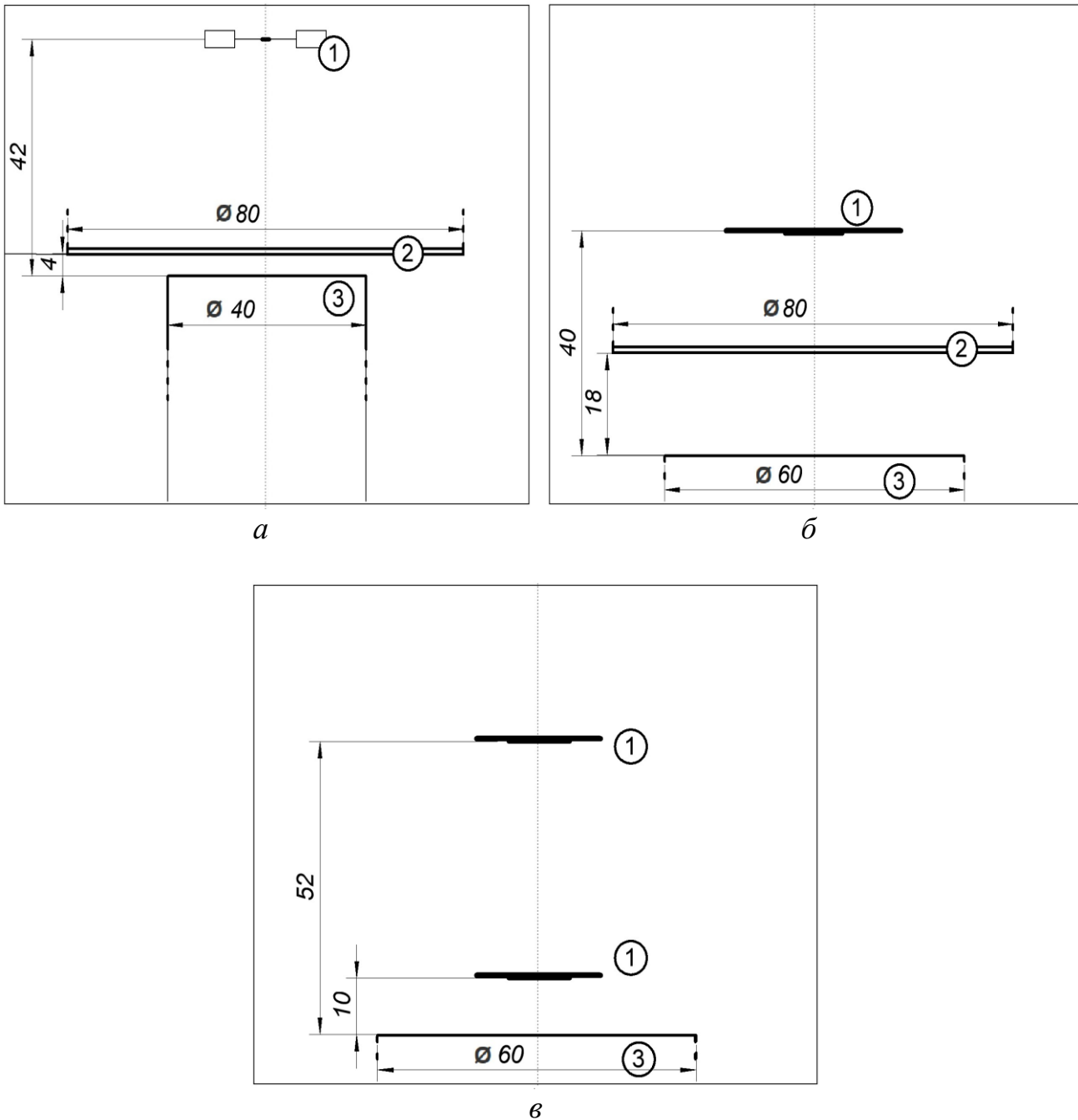


Рис. 1.5. Схемы пространственного расположения источника излучения, фильтра и кристалла блока детектирования на подставках внутри БЗ для случаев с использованием различных подставок:
а – для ОСГИ-Р; б – для ОРИБИ; в – для ОСАИ

Пространственное расположение этих элементов представлено для случаев с использованием различных подставок: рис. 1.5, *а* – для ОСГИ-Р, рис.1.5, *б* – для ОРИБИ и рис. 1.5, *в* – для ОСАИ.

Все три схемы имеют радиальную симметрию, ось симметрии обозначена пунктирной линией. Указанные размеры представлены в миллиметрах.

В установленном положении подставки обеспечивают параллельность плоскостей поверхностей кристалла блока детектирования, фильтра и источника излучения.

На рис. 1.5, *в* представлено расстояние от источника до кристалла блока детектирования для двух способов установки подставки. При максимальном расстоянии соответствует 52 мм, при минимальном – 10 мм.

Инструкция по использованию программного обеспечения

При подключении блоков детектирования к персональному компьютеру управление измерением осуществляется через программное обеспечение «АТАС SNM». Программа предназначена для измерения спектров энергетического распределения блоками детектирования.

Установку связи и настройку соединения блока детектирования с программным обеспечением, а также подготовку блока детектирования к измерению выполняет преподаватель.

После запуска программа «АТАС SNM» автоматически начинает набор спектра. Для управления набором спектра используется одноименная панель, представленная на рис. 1.6.

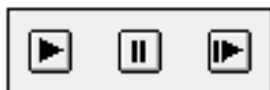




Рис. 1.6. Панель для управления набором спектра

Кнопка  (левая кнопка) предназначена для начала набора спектра.

Кнопка  (средняя кнопка) предназначена для остановки набора спектра.

Кнопка  (правая кнопка) предназначена для продолжения набора спектра после остановки.

В программе «АТАС SNM» можно задавать параметры набора спектра. Установка данных параметров осуществляется с помощью окна «Параметры набора» (рис. 1.7), вызываемого через команду «Набор» → «Параметры набора».

В поле «Время набора» задается время набора спектра. Для автоматического сохранения файла спектра в папку после окончания набора спектра необходимо установить флажок «Сохранять в папку» и указать нужную папку. Для автоматического запуска набора спектра после его окончания установите флажок «Автоповтор».

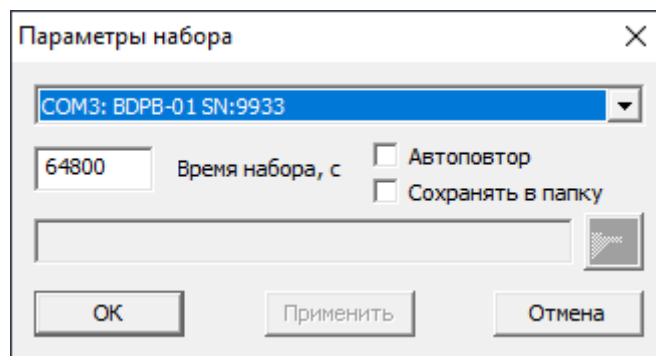


Рис. 1.7. Параметры набора спектра

Набираемые и загруженные спектры энергетического распределения излучения отображаются в окне отображения спектра (рис. 1.8).

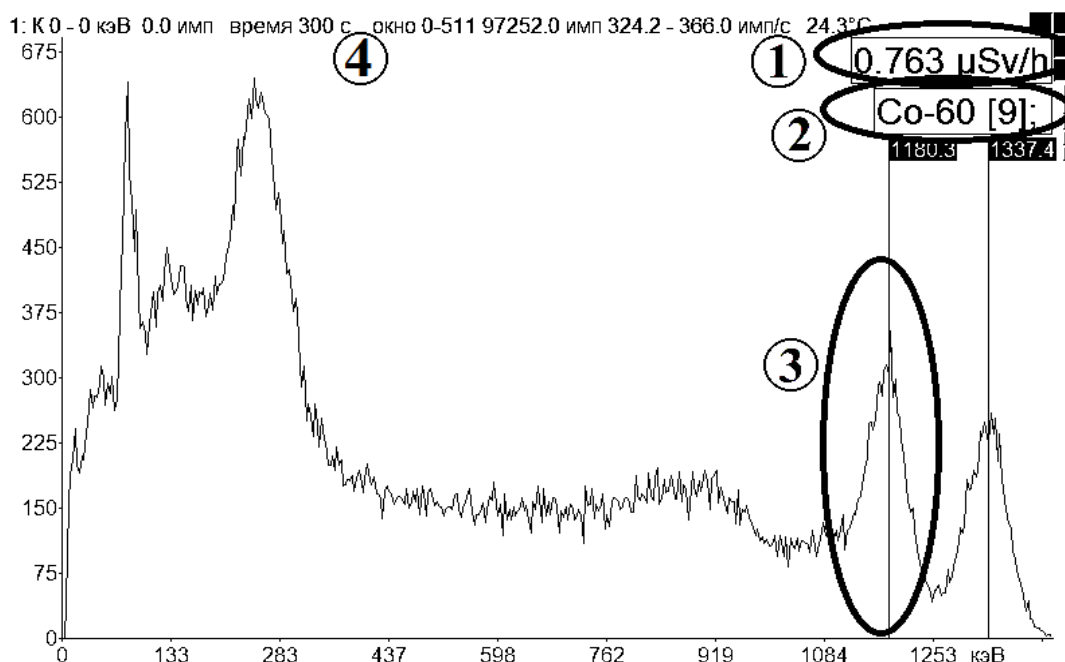


Рис. 1.8. Окно отображения спектра

Во время набора спектра БДКГ-05 осуществляется расчет мощности дозы гамма-излучения по спектру. Рассчитанное значение мощности дозы отображается в информационной строке спектра (1).

Также при наборе спектра БДКГ-05 осуществляется идентификация радионуклидов, результат идентификации будет отображен в окне отображения спектра в виде появившихся маркеров в позиции каждого найденного пика гамма-излучения (3), а имена идентифицированных радионуклидов появятся в информационном блоке спектра (2).

В верхней части окна отображения спектра расположена информационная строка (4) со следующей информацией: номер канала, выбранного подвижным маркером, соответствующая ему энергия и количество импульсов, зарегистри-

стрированных на канале; текущее время набора спектра; диапазон каналов измерения; суммарное количество импульсов; скорость счета импульсов в выделенной области; температура среды во время измерения.

Большинство операций над спектрами совершается с помощью контекстного меню, которое вызывается щелчком правой кнопки мыши в окне отображения спектра. В меню предоставляется возможность настраивать цвета элементов в окне, настраивать отображение шкалы, настраивать отображение необходимой информации о спектрах в информационных строках окна отображения спектра. Через команду меню «Управления спектрами» настраиваются различные операции над спектрами. В данном случае настроенные параметры будут применены только для данного окна отображения спектра до момента его закрытия.

Для более удобной работы с несколькими окнами отображения спектра воспользуйтесь командами из меню «Окно».

Через команду «Сервис» → «Параметры...» можно вызвать окно «Параметры». В данном окне во вкладке «Разное» можно задавать различные параметры, отвечающие за процессы автоматизации обработки спектра, также можно задавать цвета спектров.

Анализ спектра выполняется с помощью подвижного маркера, который перемещается клавиатурой или вместе с курсором мыши. Для быстрого перемещения подвижного маркера с помощью клавиатуры, удерживая Shift, нажмите ← или →. Если нажать левую кнопку мыши и, удерживая ее, перемещать маркер в сторону, то в окне отображения спектра отобразятся два маркера: первый в позиции в момент нажатия левой кнопки мыши и второй в позиции текущего подвижного маркера. В этот момент в информационной строке окна отображения спектра будут отображаться сумма импульсов и скорость счета в выделенной области, а также границы области. Если отпустить левую кнопку мыши, то спектр в окне отображения спектра будет отображен в выделенных границах.

Удержание кнопки Ctrl и левой кнопки мыши при перемещении курсора приведет к масштабированию спектра по высоте или по ширине соответственно направлению перемещения курсора.

Удержание кнопки Shift и левой кнопки мыши при перемещении курсора приведет к перемещению спектра в окне отображения спектра.

Двойной щелчок левой кнопкой мыши в окне отображения спектра приведет к масштабированию и отображению всех спектров в размер окна отображения спектра.

Удержание кнопки Ctrl и однократный щелчок левой кнопкой мыши приведет к установлению или стиранию фиксированного вертикального маркера. После установки более чем одного вертикального фиксированного маркера в последовательности слева направо в позиции каждого маркера будет отображаться сумма импульсов и скорость счета первого видимого спектра в области от первого маркера включительно и до следующего маркера, исключая значение счета в канале под ним.

Удержание кнопки Shift и однократный щелчок левой кнопкой мыши приведет к установке или стиранию фиксированного горизонтального маркера. Удаление всех маркеров в окне отображения спектра осуществляется с помощью команды контекстного меню «Удалить маркеры».

В программе «АТАС SNM» имеется возможность обработки пиков. Обработка пиков, найденных в процессе поиска, выполняется через команды контекстного меню «Аппроксимация пиков» → «Аппроксимация пиков, найденных при идентификации».

Обработка пиков, самостоятельно выбранных через установку маркеров в позицию центра пика, выполняется через команды контекстного меню «Аппроксимация пиков» → «Аппроксимация пиков в позиции маркеров».

После выполнения команды на аппроксимацию в появившемся окне (рис. 1.9) можно выбирать обрабатываемый спектр, позиции центров пиков, а также границы обработки по всему спектру. После подтверждения параметров аппроксимации откроется окно с характеристиками пиков (рис. 1.10), а в окне отображения спектра появятся формы Гаусса и подложки.

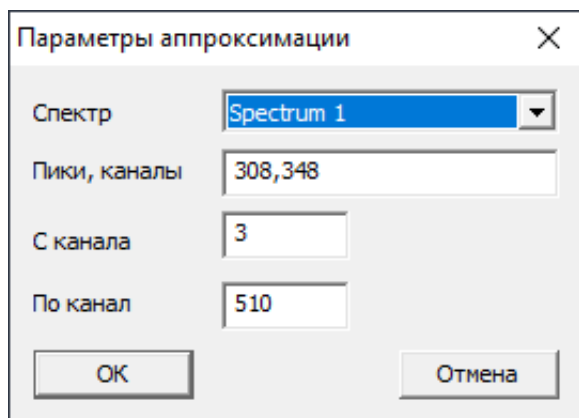


Рис. 1.9. Параметры аппроксимации

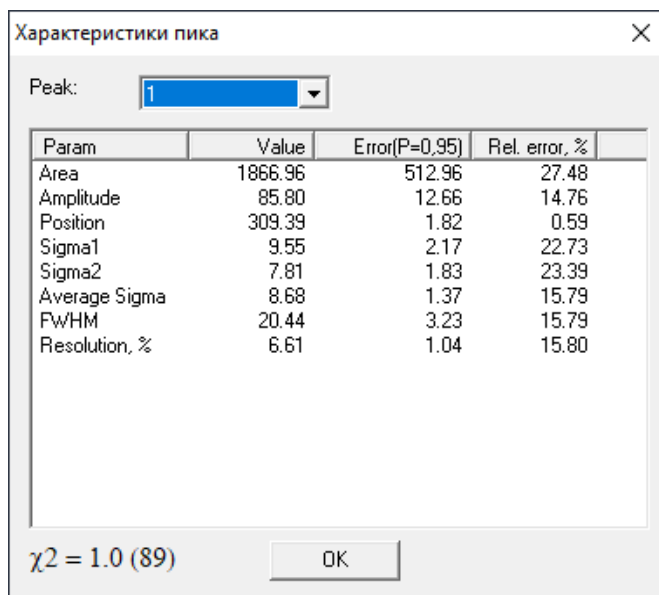











Рис. 1.10. Характеристики пика



Инструкция по использованию блока обработки информации


После подключения БОИ к блоку детектирования и включения его кратковременным нажатием кнопки  блок издаст короткий звуковой сигнал. Далее, после выполнения режима самоконтроля и инициализации, на экране БОИ отобразится меню. Меню представлено на рис. 1.11.


Для выключения БОИ необходимо нажать и удерживать кнопку  до появления сообщения на экране БОИ о выключении устройства.


В верхней части экрана отображаются пиктограммы пунктов меню, расшифровка которых имеется внизу экрана, если на экране нет подменю. Переход по пунктам меню осуществляется кнопками  и .


Нажатие кнопки  при выделенном пункте меню приведет к переходу в соответствующий режим. Вызов подменю осуществляется кнопкой , дальнейшее перемещение по пунктам подменю происходит с помощью кнопок  и . Выйти из подменю или из любого режима можно нажатием кнопки .

Временная подсветка экрана включается нажатием кнопки . Отключение звукового сопровождения работы прибора устанавливается непродолжительным нажатием кнопки .

Режим измерения мощности дозы (МД), накопленной дозы и скорости счета частиц с БДКГ-05. Для проведения измерения МД, в БОИ нужно выбрать пункт меню «Измерение мощности амбиентной дозы». На экране появится картинка режима измерения МД с БДКГ-05 (рис. 1.12). В процессе измерения спектрометр выводит на экран усредненное за общее время измерения значения МД в микрозивертах в час (мкЗв/ч) и текущее значение статистической погрешности в процентах. В ходе измерения значения статистической погрешности непрерывно уменьшаются, что указывает на повышение точности измерения МД. Повторное измерение МД осуществляется нажатием кнопки .

Функция кнопки  позволяет отображать дозу, накопленную БДКГ-05 за время работы в дозиметрическом режиме.

Для проведения измерения скорости счета в БОИ нужно нажать кнопку , на экране при этом будет написано «Скорость счета». Для выхода из режима измерения скорости счета требуется повторно нажать данную кнопку.

Для того чтобы начать измерения МД или скорости счета с автоматическим вычитанием фона, нужно сначала измерить фон. Для этого необходимо перейти в режим без вычитания фона, использовав кнопку , при этом на

экране сверху будет написано название измеряемого режима без окончания «-фон», и начать новое измерение величины.

После измерения для запоминания фона и его последующего вычитания нажмите кнопку **4 РАСШ**, на экране при этом к названию измеряемого режима будет добавлено окончание «-фон».



Рис. 1.11. Меню блока обработки информации

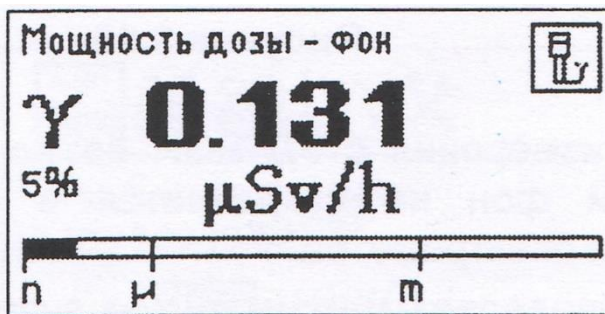


Рис. 1.12. Экран режима измерения МД с БДКГ-05

Режим измерения плотности потока (ПП), флюенса и скорости счета альфа-излучения с БДПА-01 либо бета-излучения с БДПБ-01. Для проведения измерения ПП при подключенном соответствующем блоке детектирования в БОИ нужно выбрать пункт меню «Измерение». На экране появится картинка режима измерения ПП (рис. 1.13). Назначение всех элементов на экране такое же, как и в режиме измерения МД с БДКГ-05. В процессе измерения спектрометр выводит на экран усредненные за общее время измерения значения ПП альфа-излучения либо бета-излучения в единицах измерения $\text{см}^{-2} \cdot \text{мин}^{-1}$.

Повторное измерение ПП осуществляется нажатием кнопки **0 НАБОР**.



Рис. 1.13. Меню блока обработки информации

Функция кнопки **6 ЛОГАР** позволяет отображать флюенс, накопленный блоком детектирования за время работы в режиме измерения ПП.

Для проведения измерения скорости счета в БОИ нужно нажать кнопку



, на экране при этом будет написано «Скорость счета». Для выхода из режима измерения скорости счета требуется повторно нажать данную кнопку.

Автоматическое вычитание фона в режимах измерения ПП и скорости счета аналогично вычитанию фона при измерении МД или скорости счета с БДКГ-05, при этом фон должен быть измерен с установленной на блок детектирования соответствующей крышкой, входящей в набор.

2. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 1

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДИКИ СТАТИСТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ РАДИАЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Цель работы: освоение методики расчета статистических ошибок при регистрации радиационного фона и излучения радиоактивных источников.

2.1. Краткие теоретические сведения

При проведении исследований результаты эксперимента, которые получены при многократных измерениях в одних и тех же условиях измерения и одним и тем же прибором, могут значительно различаться.

В ядерной физике результаты измерений определяющим образом зависят от случайной природы процесса самопроизвольного испускания частиц ионизирующего излучения [2].

Это приводит к тому, что результаты измерений любых физических параметров являются случайными величинами, и, при большом количестве измерений, они обычно являются непрерывными и имеют нормальный закон распределения. Погрешности измерения в этом случае зависят от методики измерений и называются систематическими.

Систематическими можно считать погрешности, связанные с ослаблением излучения в воздухе и стенке детектора, его самоослаблением, обратным рассеянием и вероятностью регистрации частиц (фотонов) детектором. Соответствующие поправочные коэффициенты определяются с помощью эмпирических формул и графиков, которые не всегда строго отвечают условиям конкретного измерения.

Систематическая погрешность должна учитывать схему распада радионуклида, а также скорость счета детектора и величину так называемого мертвого времени, в течение которого количество импульсов может оказаться больше, чем способно зафиксировать регистрирующее устройство.

Статистическая природа ошибок связана с тем, что различные акты распада статистически независимы друг от друга и за промежуток времени, за который проводятся измерения, изменяется сама измеряемая величина, и даже при идеальном измерительном приборе это факт является определяющим.

Измеряемая величина в этом случае является не непрерывной, а дискретно изменяющейся во времени, и наиболее характерным законом ее распределения является закон Пуассона.

Важно отметить также, что радиационный фон Земли зависит от различных источников излучения, в числе которых природные источники земного и космического происхождения, радиоактивные вещества, находящиеся в земной коре, биосфере, гидросфере и атмосфере, а также излучения, падающие на ее поверхность из космоса (табл. 2.1).

Поверхность Земли постоянно находится под воздействием космического и солнечного излучения, которое можно разделить на первичное и вторичное. Первичное включает протоны (~ 90 %), электроны (~ 1,5 %), позитроны (~ 0,3 %), ядра атомов гелия (~ 7 %), ядра более тяжелые, чем водород (~ 1,2 %), антипротоны (~ 0,01 %), ядра лития, бериллия, азота, углерода, кислорода, фтора и т. д.

Таблица 2.1

Среднегодовые эффективные эквивалентные дозы облучения человека за счет всех источников излучения

Радиационный фон	Доза облучения человека, мкЗв
Естественный радиационный фон (соответствует мощности экспозиционной дозы в 20–25 мкР/ч)	2250
Технологически измененный естественный радиационный фон:	
– естественные радионуклиды в стройматериалах, воздухе помещений;	1400
– минеральные удобрения;	0,15
– угольные электростанции	2,0
Искусственный радиационный фон:	
– АЭС;	0,17
– испытания ядерного оружия;	25
– медицинская диагностика и лечение	1400
Суммарная доза облучения от всех источников	5090

Первичное космическое излучение, проходя через атмосферу, литосферу и биосферу, взаимодействует с ядрами атомов кислорода, азота, аргона и других элементов, образуя радионуклиды, которые называются естественными или космогенными, среди которых имеются ${}^3_1\text{H}$, ${}^7_4\text{Be}$, ${}^{14}_6\text{C}$, ${}^{232}_{90}\text{Th}$ и др. При взаимодействии также образуются вторичные космические лучи, которые включают в себя в основном электроны, позитроны и гамма-излучение.

Космические лучи у поверхности Земли создают общий поток около 1 частица/см² в одну секунду и дозу около 300 мкЗв в год.

Радиоактивный фон Земли создается радионуклидами в земном грунте и окружающей среде: в воде, воздухе, продовольствии и теле человека содержится около 23 радионуклидов [3]. Такие радионуклиды имеют период полураспада, сопоставимый с возрастом Земли: нуклиды из радиоактивных рядов тория и радия, а также несвязанные с ними бета-активные радионуклиды с большим периодом полураспада калий-40 и рубидий-87 и др. (${}^{40}_{19}\text{K}$, ${}^{87}_{37}\text{Rb}$).

Искусственные радионуклиды в природной среде появляются из-за испытаний ядерного оружия, работы предприятий ядерно-топливного цикла, аварий на них и некоторых других видов деятельности человека.

Большое количество источников и их случайный характер излучения приводит к тому, что суммарный уровень радиационного фона оказывается различным в разных точках земной поверхности и их общая интенсивность меняется во времени.

При проведении любых радиометрических и дозиметрических измерений различные акты распада статистически независимы друг от друга, что приводит к ошибкам, у которых величина и знак являются переменными параметрами [3].

То есть практически все интересующие нас параметры радиоактивности являются случайными величинами, дискретно изменяющимися во времени, и для их описания можно использовать распределение Пуассона, которое показывает вероятность $P(N)$ того, что счетчик за некоторое фиксированное время t зарегистрирует N частиц:

$$P(N) = \frac{(\bar{N})^N \exp(-\bar{N})}{N!}, \quad (2.1)$$

где N – число измерений;

\bar{N} – среднее число частиц, зарегистрированных счетчиком.

Распределение Пуассона на графике изображается в виде гистограммы (рис. 2.1). Высота элемента гистограммы ΔP_i на каждом интервале ΔN соответствует числу измерений, в которых от источника поступило число импульсов, находящееся в пределах от N_i до $N_{i+1} = N_i + \Delta N$ и которое определяется

в значительной степени величиной $\bar{N} = \frac{\sum N_i}{n}$.

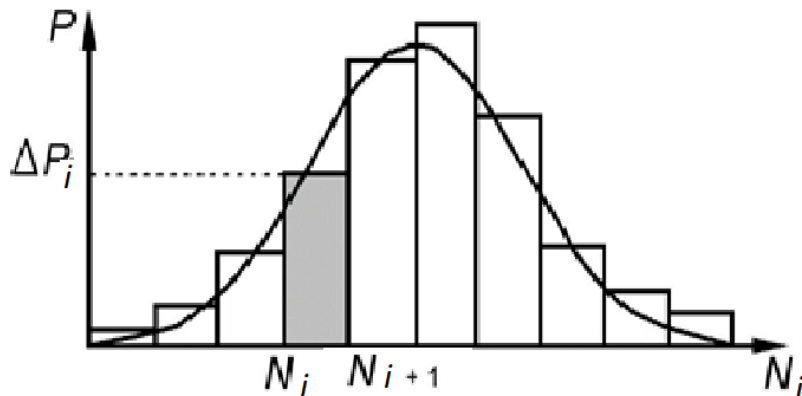


Рис. 2.1. Дискретный характер распределения случайной величины с использованием распределения Пуассона

При этом общее количество измерений во всех элементах гистограммы, определенное как сумма ΔP_i , показывает полное число N измерений за все время исследований (число N не превышает максимального значения N_{\max}).

При малых значениях \bar{N} наблюдается асимметрия. С ростом \bar{N} график распределения Пуассона приближается по форме к графику нормального распределения.

При выполнении условия $\sqrt{\bar{N}} \gg 1$ (то есть в 10 раз и более) график зависимости становится симметричным и распределение Пуассона приближается к нормальному распределению Гаусса (рис. 2.2), где N уже переменная величина, которая может быть и положительной, и отрицательной:

$$P(N) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{N}}} e^{-\frac{(N-\bar{N})^2}{2\bar{N}}}.$$

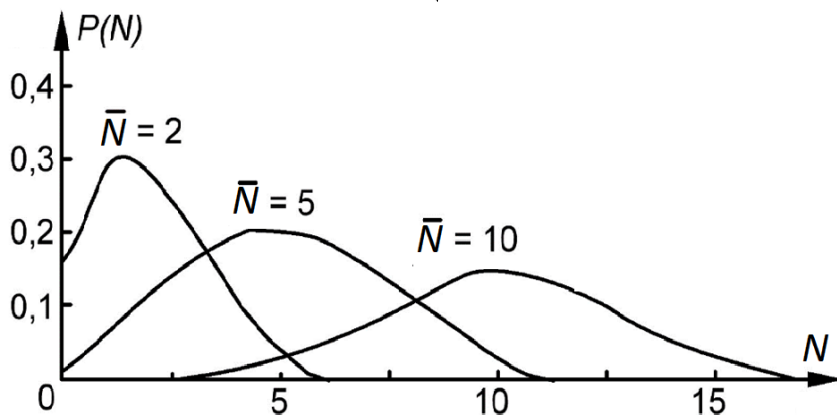


Рис. 2.2. Вероятность распределения случайной величины с использованием распределения Пуассона

Из приведенных графиков видно, что с увеличением среднего значения числа регистрируемых частиц, распределение Пуассона делается более симметричным относительно наиболее вероятного \bar{N} и при $\bar{N} \geq 20$ дискретное распределение Пуассона переходит в непрерывное распределение Гаусса.

Если выполнено условие

$$\sqrt{\bar{N}} > 1, \tag{2.2}$$

(практически при $\bar{N} \approx 20$), то достигается полная симметрия.

В качестве примера на рис. 2.3 представлен график распределения Пуассона для $\bar{N} = 5$.

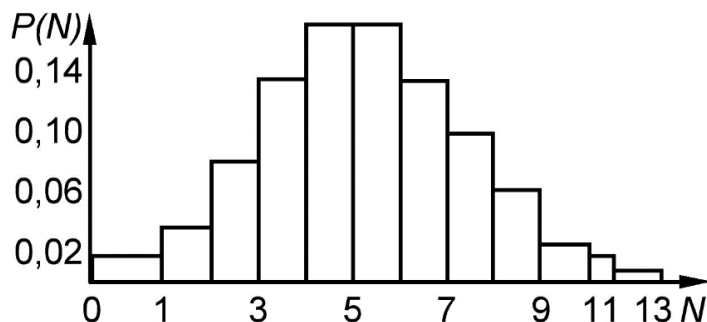


Рис. 2.3. График распределения Пуассона для $\bar{N} = 5$

Для распределения Пуассона характерным параметром является дисперсия, то есть возможный диапазон изменения случайной величины, которая определяется как квадрат среднего отклонения от математического ожидания случайной величины:

$$D_n = \sigma_N^2 = \lambda, \quad (2.3)$$

где σ_N – как среднее квадратичное (стандартное) отклонение выражает среднюю квадратичную (стандартную) ошибку отдельного измерения:

$$\sqrt{D_n} = \sigma_N = \sqrt{\lambda}. \quad (2.4)$$

В этом случае среднюю квадратичную ошибку отдельного измерения случайной величины, распределенной по закону Пуассона, можно определить как $\sigma_N \approx \sqrt{\bar{N}}$.

Истинное значение $N_{\text{ист}}$ отличается от величин, получаемых при каждом измерении случайной величины, на величину, пропорциональную σ_N , то есть средней квадратичной ошибке отдельного измерения [4].

Для заданной вероятности определения истинного значения можно считать, что с вероятностью 68 % – $(N - \sigma_N) \leq N_{\text{ист}} \leq (N + \sigma_N)$, с вероятностью 95 % – $(N - 2\sigma_N) \leq N_{\text{ист}} \leq (N + 2\sigma_N)$, с вероятностью 99,7 % – $(N - 3\sigma_N) \leq N_{\text{ист}} \leq (N + 3\sigma_N)$:

$$\sigma_N = \sqrt{\frac{\sum(N_i - \bar{N})^2}{n-1}}. \quad (2.5)$$

Очевидно, что основной величиной в приведенных выражениях является среднее значение измеряемой величины, что позволяет определить основную задачу измерений, проводимых в дозиметрии и радиометрии, как экспериментальное определение среднего числа частиц.

Относительное стандартное отклонение:

$$\delta_n = \frac{\sigma_N}{\lambda} = \frac{\sqrt{\lambda}}{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{\lambda}}. \quad (2.6)$$

Из выражения видно, что относительное стандартное отклонение (относительная погрешность) уменьшается с возрастанием количества отсчетов. Это позволяет найти число отсчетов, которое нужно иметь для достижения относительной ошибки δ_n :

$$n = \frac{1}{\delta_n^2}.$$

Из теории вероятностей следует также, что с вероятностью 68 % истинное значение $N_{\text{ист}}$ измеряемой величины N заключено в интервале

$$[(\bar{N} - \sigma_{\bar{N}}); (\bar{N} + \sigma_{\bar{N}})], \quad (2.7)$$

где $\sigma_{\bar{N}}$ – отклонение $N_{\text{ист}}$ от \bar{N} , представляет собой среднюю квадратичную (стандартную) ошибку среднего значения.

Величина этой ошибки $\sigma_{\bar{N}}$ при проведении n измерений меньше определенной выше средней квадратичной ошибки отдельного измерения σ_N в \sqrt{n} раз:

$$\sigma_{\bar{N}} = \frac{\sigma_N}{\sqrt{n}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (N_i - \bar{N})^2}{n(n-1)}}. \quad (2.8)$$

Очевидно, что среднее число событий \bar{N} в распределении Пуассона полностью определяет $\sigma_{\bar{N}}$. При этом средняя квадратичная (стандартная) относительная ошибка измерения для некоторого среднего значения измерений \bar{N} :

$$\varepsilon_{\bar{N}} = \frac{\sigma_{\bar{N}}}{\bar{N}} 100 \% = \frac{\sigma}{N\sqrt{n}} 100 \%. \quad (2.9)$$

С учетом формулы (2.8) формулу (2.9) для вычисления стандартной относительной ошибки $\varepsilon_{\bar{N}}$ можно записать в виде

$$\varepsilon_{\bar{N}} \approx \frac{100 \%}{\sqrt{n} \bar{N}} = \frac{100 \%}{\sqrt{N}}. \quad (2.10)$$

Очевидно, что величина стандартной относительной ошибки зависит только от общего числа частиц N , зарегистрированных измерительной установкой, независимо от того, за какое время измерения они зарегистрированы.

Это позволяет считать, что в экспериментальной работе погрешность измерений числа отсчетов за одно измерение определяется как $\pm \sqrt{N}$; $\pm 2\sqrt{N}$ и $\pm 3\sqrt{N}$ соответственно для доверительных вероятностей 0,68, 0,95 и 0,998.

И для получения 1-процентной относительной ошибки необходимо выполнить измерения 10 000 ионизирующих частиц, для обеспечения 3-процентной точности – примерно 1000 частиц и т. д.

Практически при проведении измерений необходимо, используя полученные данные, построить гистограммы распределения активности (или дозы) ионизирующего излучения. Для этого проводят измерения желаемой статистически распределенной во времени величины N с достаточно большим количеством измерений n . В этом случае гистограмма точнее отражает результаты измерений.

Далее отмечаем в наборе данных максимальное (N_{\max}) и минимальное (N_{\min}) значения величины N . На гистограмме по оси абсцисс откладывают значения границ одинаковых интервалов ΔN для всего диапазона наблюдаемых значений N . Количество интервалов, на которые разбивается диапазон, выбирают равным целой части от \sqrt{n} при $n \leq 100$ либо целой части от $2-4 \cdot \lg n$ при $n > 100$, где n – общее число измерений [4]. ΔN является основанием прямоугольника, высота которого, отложенная по оси ординат, выражает W – относительную частоту появления измеряемой величины N . Высота данного прямоугольника W находится по формуле

$$W \approx \frac{F}{n}, \quad (2.11)$$

где F – количество измерений, результаты которых попали в интервал ΔN ;
 n – общее число измерений.

Построение гистограммы можно рассмотреть на примере измерения некоторой дискретной величины N с общим числом измерений $n = 100$.

Пусть в результате этих 100 измерений были получены значения N , близкие по значениям, но при этом изменяющиеся в некотором диапазоне значений. Например: $N_1 = 15, N_2 = 7, N_3 = 9, N_4 = 12, \dots, N_{98} = 18, N_{99} = 22, N_{100} = 16$. В полученном наборе дискретная величина N изменяется от $N_{\max} = 22$ до $N_{\min} = 7$.

В данном случае диапазон полученных значений от $N_{\min} = 7$ до $N_{\max} = 22$ удобно разбить на 8 интервалов ΔN . Частота появления величины N (7, 8) в первом интервале (7–8) равна $F_1 = 3$ (например, в наборе из 100 измерений встречается 1 раз значение 7, 2 раза – значение 8). Вычисленная по формуле (2.11) относительная частота появления величины N в указанном интервале $W_1 = 3/100$ представляет собой высоту прямоугольника, построенного на первом интервале гистограммы.

Остальные участки гистограммы измеряемой дискретной величины N рассчитываются аналогично, и полученная зависимость будет отображать распределение Пуассона. Сумма всех ΔP_i на графике будет равна числу всех измерений N , выполненных в эксперименте. Примерный вид гистограммы изображен на рис. 2.3.

При оценке скорости счета полученные результаты измерений можно выразить через скорость счета $n = \frac{N}{t}$. При такой записи также можно определить доверительный интервал при большом количестве измерений, который равен $n \pm \sqrt{\frac{N}{t}}$.

Из полученного выражения видно, что погрешность скорости счета падает с увеличением длительности измерения пропорционально \sqrt{t} . Иными словами, длительность однократного измерения влияет на точность результата и наоборот, для заданной точности измерений можно определить необходимое время измерений.

При этом необходимо помнить, что радиоактивный фон присутствует во время выполнения всех измерений параметров радионуклидов, поэтому скорость поступления импульсов от источника излучения определяется как

$$N = N_{\Sigma} - N_{\phi}, \quad (2.12)$$

где N_{Σ} – скорость счета от источника излучения вместе с фоном;

N_{ϕ} – скорость счета импульсов от фона.

2.2. Абсолютный и относительный методы измерения активности ионизирующих излучений

При радиоактивном распаде ядер возникают частицы (альфа, бета, гамма), которые при попадании в детектор могут быть зарегистрированы, то есть преобразованы в отсчеты детектора. Для регистрации параметров радионуклидов используются различные типы детекторов, в которых происходит формирование импульсов, амплитуда и количество которых соответствуют энергии и количеству частиц или гамма-квантов, поступающих на детектор. При этом действительная активность источника всегда имеет большее значение, чем скорость счета импульсов, поступающих на детектор в единицу времени, то есть измерительные приборы показывают только часть излучения, поступающего от источника.

Даже в идеальном случае 4π -геометрии, когда источник точечного типа находится внутри рабочего тела детектора, существует ряд факторов, мешающих 100-процентной регистрации, состав которых зависит от физических, конструктивных и технологических особенностей средств измерений, условий их применения, а также индивидуальных качеств наблюдателя.

Неправильная оценка альфа- или бета-активности возможна также из-за особенностей квантового выхода частиц, например, каскадного испускания гамма-квантов. Эти и другие причины приводят к сложной связи между числом отсчетов N и активностью образца:

$$n = N/t = kA, \quad (2.13)$$

где n – интенсивность отсчетов, или скорость счета;

t – время измерения;

k – коэффициент, учитывающий все мешающие факторы.

Все мешающие факторы формируют величину систематической погрешности, что позволяет реализовать **абсолютный метод измерения активности**.

Такой метод предусматривает строго фиксированное положение исследуемого источника относительно счетчика. Так как наиболее значимым фактором, определяющим величину k , является телесный угол, заданный геометрией измерения, то метод называют «метод фиксированного телесного угла».

В соответствии с этим методом по зарегистрированному числу импульсов в единицу времени, учитывая также зависимость от материала и конструкции входного окна детектора, для частиц (альфа или бета), попадающих в счетчик в определенном телесном углу Ω , заданном геометрией измерения, определяется число частиц, испускаемое источником в полном телесном углу 4π . Абсолютная активность A источника связана с зарегистрированной скоростью счета зависимостью

$$A = \frac{4\pi}{\Omega\eta} \cdot \frac{N}{t}. \quad (2.14)$$

В этом выражении показано, что точное измерение активности источника возможно при соблюдении постоянства телесного угла в сочетании с расчетом всех необходимых поправок, входящих в коэффициент регистрации η .

Коэффициент η , помимо телесного угла, учитывает другие составляющие систематической погрешности, например, эффективность регистрации, зависящую от вида частиц и их энергии; вероятность поглощения и рассеяния в толще образца; квантовый выход частицы и др.

Обычно коэффициент η неизвестен, но для измерительных приборов, выпускаемых промышленными предприятиями, и основных типов детекторов (Гейгера – Мюллера, сцинтилляционного, полупроводникового) коэффициент должен быть определен с достаточной точностью (15–20 %).

Поскольку каждый из парциальных коэффициентов в η будет увеличивать погрешность определения активности, стремятся обеспечить такие условия регистрации (конструкции детектора), которые позволяют считать хотя бы некоторые поправки равными единице.

При учете всех факторов, определяющих точное значение коэффициента η по измеренной скорости счета, из выражения (2.14) рассчитывается точная величина активности. Такой метод измерения активности называется абсолютным.

Относительный метод измерения активности требует наличия эталонного источника, абсолютная активность которого известна, и сравнения неизвестного источника с эталонным. При этом активность неизвестного источника A_x при измерении на радиометрической установке дает скорость счета N_x , и при известной активности эталонного источника $A_{\text{эт}}$ и скорости счета $N_{\text{эт}}$, соотношение между ними будет выглядеть как

$$A_x = A_{\text{эт}} \cdot \frac{N_x}{N_{\text{эт}}}, \quad (2.15)$$

где A_x – активность препарата, выражаемая в Бк, Ки, Бк/кг (л), Ки/кг (л).

В данной формуле выражение $A_{\text{эт}} / N_{\text{эт}}$ показывает, какой активности в Бк, Ки или расп/с соответствует один импульс, зарегистрированный радиометрической установкой. Обязательным условием использования относительного метода является наличие соответствующих эталонов, при этом необходимо соблюсти ряд требований:

– неизвестный источник и эталон должны быть измерены на одной и той же радиометрической установке и на одном и том же расстоянии от счетчика, при одном и том же горизонтальном расположении (соосности), то есть при строгом соблюдении геометрии счета;

– эталон должен быть изготовлен из того радионуклида (вещества), который в основном определяет активность препарата; препарат и эталон должны быть приготовлены на одинаковых подложках, иметь одинаковую толщину и технологию приготовления.

2.3. Порядок выполнения работы

Выполнение работы проводится с использованием источника ионизирующего излучения ОСГИ-Р, подставки для данного источника и блока детектирования БДКГ-05 подключенного к персональному компьютеру, согласно схеме на рис. 1.3. При выполнении работы необходимо в программе обработки информации «АТАS SNM» провести измерение скорости счета импульсов от исследуемого образца.

Скорость счета образца отображается в информационной строке в верхней левой части окна отображения спектра (рис. 1.8). Получаемые в ходе выполнения работы результаты необходимо записывать в табл. 2.2.

1. После установки источника излучения на подставку в защитном блоке, необходимо провести измерение скорости счета импульсов от источника N_i в количестве 35 измерений (по 100 с каждое измерение). Далее необходимо разбить полученные измерения на 3 измерительные выборки (серии измерений из 5, 10 и 20 отсчетов), которые можно выбрать как любой последовательный ряд из общего количества 35 выборок.

2. Для каждой измеряемой величины по приведенной ниже методике (подраздел 2.4) вычислить среднее арифметическое значение на выборку, абсолютную погрешность каждого измерения, квадраты абсолютной погрешности и среднее квадратичное отклонение.

3. В качестве систематической погрешности измерений $\epsilon_{\text{сист}}$ нужно принять относительную погрешность измерительного прибора 20 %. Далее методом Стьюдента определить величину абсолютной случайной погрешности $\epsilon_{\text{сл}}$ для каждой измерительной выборки. Сравнить $\epsilon_{\text{сл}}$ и $\epsilon_{\text{сист}}$.

4. По приведенной ниже методике определить для каждой серии измерений абсолютную суммарную погрешность и относительную погрешность измерений.

Оценить влияние количества измерений скорости счета импульсов на правильность полученных результатов.

5. Построить гистограмму распределения измеряемой величины и сравнить ее с распределением Пуассона.

Таблица 2.2

Результаты измерения и расчета погрешностей измерения
исследуемого образца

№ изм.	N_i , имп/с	\bar{N} , имп/с	$(N_i - \bar{N})$, имп/с	$(N_i - \bar{N})^2$, (имп/с) ²	σ_n , имп/с	$\varepsilon_{\text{сист}}$, имп/с	$\varepsilon_{\text{сл}}$, имп/с	$\varepsilon_{\bar{N}}$, имп/с	η_N , %
1									
2									
3									
4									
5									
1									
2									
3									
4									
5									
6									
7									
8									
9									
10									
1									
2									
3									
4									
5									
6									
7									
8									
9									
10									
11									
12									
13									
14									
15									
16									
17									
18									
19									
20									

2.4. Расчет истинного значения измеряемого параметра и определение ошибки эксперимента

1. Пусть в результате эксперимента получено n значений измеряемой величины N_i : N_1, N_2, \dots, N_n .

2. Выполняем расчет среднего арифметического значения измеряемой величины из n измерений:

$$\bar{N} = \frac{\sum_{i=1}^n N_i}{n}. \quad (2.16)$$

3. Выполняем расчет абсолютной погрешности каждого результата:

$$\Delta N = |N_i - \bar{N}|. \quad (2.17)$$

4. Выполняем расчет квадратов абсолютных погрешностей ΔN_i^2 и их суммы:

$$\sum (\Delta N_i)^2 = \sum (N_i - \bar{N})^2. \quad (2.18)$$

5. Выполняем расчет среднего квадратичного отклонения среднего арифметического

$$\sigma_n = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (N_i - \bar{N})^2}{n(n-1)}}. \quad (2.19)$$

6. Среднее квадратичное отклонение позволит вычислить полуширину доверительного интервала $\varepsilon_{\text{СЛ}} = t\sigma_n$, которая в обе стороны откладывается от измеренного среднего значения. Коэффициент Стьюдента t (табл. 2.3) можно найти, если задать доверительную вероятность или коэффициент надежности β , как вероятность для известных n и β того, что истинное значение измеряемой величины попадает в некоторый интервал, рассчитанный по результатам данной серии измерений.

Таблица 2.3

Коэффициент Стьюдента

α	n				
	3	4	5	10	20
0,70	1,3	1,3	1,2	1,1	1,1
0,95	4,3	3,2	2,8	2,3	2,1
0,99	9,9	5,8	4,6	3,3	3,0

Таким образом, с вероятностью β истинное значение определяется границами доверительного интервала $\overline{N} - \varepsilon_{\text{сл}}$, $\overline{N} + \varepsilon_{\text{сл}}$. Полуширина доверительного интервала показывает при заданной вероятности, на сколько истинное значение может отличаться от измеренного среднего значения, то есть выражает величину абсолютной случайной погрешности $\varepsilon_{\text{сл}}$.

В данной работе рекомендуется задать $\beta = 0,95$. Тогда, согласно табл. 2.3, для каждой выборки необходимо взять следующий коэффициент:

- 1) для $n = 5$, $t = 2,8$;
- 2) для $n = 10$, $t = 2,3$;
- 3) для $n = 20$, $t = 2,1$.

7. Относительную погрешность рассчитаем, зная известную абсолютную погрешность и рассчитанное среднее значение \overline{N} . При этом в качестве абсолютной погрешности из погрешностей $\varepsilon_{\text{сл}}$ и $\varepsilon_{\text{сист}}$ выбирается большее значение, если оно превышает другое более чем в два раза. В общем случае абсолютная суммарная погрешность рассчитывается по формуле

$$\varepsilon_{\overline{N}} = \sqrt{(\varepsilon_{\text{сл}}^2 + \varepsilon_{\text{сист}}^2)}. \quad (2.20)$$

8. Рассчитайте относительную погрешность измерений:

$$\eta_N = \frac{\varepsilon_{\overline{N}}}{\overline{N}} 100\%. \quad (2.21)$$

Относительная погрешность указывает, сколько процентов составляет абсолютная погрешность от среднего арифметического значения измеряемой величины.

9. Прделайте этот комплекс обработки измерений для каждой серии измерений и заполните графы табл. 2.2. для σ_n , $\varepsilon_{\text{сист}}$, $\varepsilon_{\text{сл}}$, $\varepsilon_{\overline{N}}$, η_N . Обратите внимание, как изменяется σ_n в зависимости от числа измерений, как ведет себя коэффициент Стьюдента при изменении числа измерений n .

10. Для каждой из трех проведенных серий измерений результат представьте в виде

$$N = (\overline{N} \pm \varepsilon_{\overline{N}}) \text{ имп/с} \quad (2.22)$$

11. Поскольку рассчитанная для скорости счета импульсов суммарная погрешность измерений через коэффициент регистрации прямо пропорционально связана с активностью исследуемого источника (см. формулу (2.14)), то для любого измеряемого параметра (активности источника, дозы, мощности дозы) будет иметь место статистический характер распределения во времени отдельных значений, то есть для указанных параметров величина относительной и абсолютной погрешности для данной измерительной установки также будет соответствовать значениям, полученным для скорости счета импульсов N .

2.5. Контрольные вопросы

1. В каких единицах измеряется удельная и объемная активность?
2. По какому закону изменяется активность радиоактивного источника во времени? Что называется постоянной распада? Сформулируйте закон радиоактивного распада.
3. Опишите физический смысл дозы и мощности дозы радиоактивных образцов.
4. Объясните природу случайных погрешностей измерения радиоактивности, опишите способ и особенности вычисления случайной погрешности таких измерений.
5. Опишите методику статистической обработки результатов измерений.
6. Объясните характер математического распределения случайной величины и распределение Пуассона при измерении радиоактивности.
7. Опишите порядок измерений и обработки результатов при измерениях в присутствии фона.
8. Что такое доверительный интервал, относительная и абсолютная погрешности и их реально достижимые величины при измерении радиоактивности?
9. Как зависит относительная погрешность измерения от времени измерения?
10. Опишите методы измерения радиоактивности.
11. Запишите выражения для средней квадратичной ошибки и полуширины доверительного интервала при прямом измерении некоторой величины x .
12. Запишите формулу для вычисления полуширины доверительного интервала и относительной ошибки при измерении скорости счета импульсов с вероятностью 1) $P = 0,68$, 2) $P = 0,90$, 3) $P = 0,95$.
13. Как можно определить оптимальное время измерений при радиометрии источников излучения?
14. Допустимо ли выбирать одинаковое время для измерения скорости счета фоновых импульсов и скорости счета импульсов от источника излучения с фоном?
15. В каких случаях при измерении скорости счета импульсов от источника излучения можно не учитывать скорость счета фоновых импульсов?

3. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 2

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИНЦИПОВ ЗАЩИТЫ ОТ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Цель работы: закрепление полученных теоретических знаний и формирование практических навыков расчета основных дозиметрических и радиометрических характеристик и способов защиты персонала и населения от воздействия радиоактивных излучений.

3.1. Краткие теоретические сведения

Излучение, которое при распространении в веществе ионизирует атомы и молекулы твердых тел и тканей живых организмов, называется ионизирующим и по величине массы покоя может являться корпускулярным и фотонным [5].

К корпускулярным частицам относятся электроны (бета-излучение), протоны, нейтроны, ядра гелия (альфа-излучение), которые имеют массу покоя, не равную нулю.

Частицы, не имеющие массы, составляют фотонное излучение, которое делится на виды: тормозное, характеристическое, рентгеновское и гамма-излучение.

Тормозное излучение возникает, если при взаимодействии заряженные частицы изменяют свою кинетическую энергию и имеют непрерывный спектр.

Характеристическое излучение образуется при изменении соотношения электронов на энергетических уровнях атомов и имеет дискретный спектр.

Рентгеновское излучение – это электромагнитное излучение с энергией фотонов меньше, чем у гамма-излучения, по своей природе также бывает тормозным и характеристическим.

Гамма-излучение обычно рассматривается как излучение, у которого корпускулярные свойства (фотоэффект) преобладают над волновыми (дифракция, интерференция), и как частицы (фотоны или гамма-кванты).

Если линейные размеры источника малы по сравнению с расстоянием между источником и приемником, то такой источник в отсутствие рассеяния и поглощения считается точечным и, на значительном удалении, мононаправленным.

По механизму ионизации ионизирующие излучения (ИИ) делятся на две группы: непосредственно ионизирующие (частицы, имеющие заряд и способные ионизировать среду) и косвенно ионизирующие (незаряженные частицы, способные ионизировать среду и (или) вызывать ядерные превращения).

Активность источника определяется количеством испускаемых радионуклидами частиц в единицу времени. Активность в СИ имеет единицу измерения беккерель (Бк), которая соответствует активности, равной одному ядерному превращению в секунду: $1 \text{ Бк} = 1 \text{ расп/с}$.

Внесистемную единицу измерения, равную $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк, называют кюри, она соответствует активности 1 грамма радия. Активность бывает удельная

(Бк/кг; Ки/кг), объемная (Бк/л; Ки/л), отнесенная к площади (Бк/м², Ки/км²). Активность радиоактивных веществ увеличивается с уменьшением периода полураспада $T_{1/2}$.

Энергия излучения измеряется в электронвольтах (эВ). 1 эВ – это энергия, которую приобретает электрон при прохождении ускоряющей разности потенциалов в 1 В, $1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = 3,8 \cdot 10^{-20} \text{ кал}$.

Важными характеристиками по степени воздействия ИИ на биологические ткани являются мощность источника, вид излучения, время воздействия, а также индивидуальные особенности организма.

Основными факторами, которые представляют опасность для организма человека, являются ионизирующая способность излучения, которая зависит от массы частиц, и проникающая способность излучения (обратно пропорциональна массе частиц). Нейтроны, в отличие от гамма- и бета-излучения, имеют высокую проникающую способность за счет относительно большой массы и отсутствия электрического заряда.

Экспозиционная доза – доза, которая показывает степень радиационной опасности излучений для человека в результате ионизации сухого воздуха потоком рентгеновского и гамма-излучения:

$$X = \frac{dQ}{dm} \quad (3.1)$$

В СИ экспозиционная доза измеряется в кулонах на килограмм (Кл/кг), что соответствует ионизации одного килограмма сухого атмосферного воздуха, при которой создается заряд ионов в 1 Кл электричества каждого знака.

Внесистемной единицей экспозиционной дозы является рентген (1 Р) – поток рентгеновского и гамма-излучений, который соответствует такой экспозиционной дозе, которая в облучаемой среде (1 см³ сухого воздуха при температуре 0 °С и давлении 760 мм рт. ст.) создает $2,08 \cdot 10^9$ пар ионов. В СИ $1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$.

Экспозиционная доза описывает ионизацию воздуха фотонным излучением, и ее применение ограничено, так как воздействие ионизирующего излучения на вещество зависит как от состава вещества, так и от энергии, переданной излучением этому веществу.

Поэтому вводится понятие **поглощенной дозы**, определяемой, как средняя величина энергии, переданная веществу ионизирующим излучением независимо от вида в элементарном объеме, деленная на массу вещества в этом объеме:

$$D = \frac{dE}{dm} \quad (3.2)$$

Единица поглощенной дозы грэй (Гр) является основной дозиметрической величиной. $1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж/кг} = 100 \text{ рад}$. $1 \text{ рад} = 0,01 \text{ Гр} = 0,01 \text{ Дж/кг} = 100 \text{ эрг/г}$.

Если экспозиционная и поглощенная дозы гамма-излучения создаются в воздушной среде, то отличия между ними являются минимальными.

Практически даже при одинаковом количестве поглощенной воздухом энергии для обоих видов доз может образоваться различное число пар ионов в зависимости от энергии гамма-излучения. Это отличие незначительно, и 1 рентген в среднем соответствует поглощенной в воздухе энергии 87,3 эрг, то есть $1 \text{ Р} \approx 0,873 \cdot 10^{-2} \text{ Гр}$ или $1 \text{ Гр} \approx 115 \text{ Р}$.

Если фотонное излучение распространяется в известном веществе, то поглощенную дозу D можно рассчитать по экспозиционной дозе:

$$D = K_D X, \quad (3.3)$$

где K_D – энергетический эквивалент экспозиционной дозы. Его величина зависит от природы данного вещества. Для воздуха энергетический эквивалент $K_D = 0,88 \text{ рад/Р}$ или $K_D = 34,1 \text{ Гр/Кл/кг}$ (в СИ), а для биологической ткани этот коэффициент имеет значение: $K_D = 37,2 \text{ Гр/Кл/кг}$ либо $K_D = 0,96 \text{ рад/Р} = 0,0093 \text{ Гр}$, тогда как в воздухе $1 \text{ Р} = 0,88 \text{ рад}$.

Повреждения в биологической ткани, вызванные излучением, зависят от вида излучения и от того, сколько энергии излучение передаст тканям. При одной и той же поглощенной дозе биологический эффект воздействия на людей различен для различных видов ионизирующего излучения.

Альфа-излучение или нейтроны гораздо опаснее бета- или гамма-излучения, поскольку даже при меньшей проникающей способности при одном и том же общем количестве ионов создают более высокую их концентрацию и представляют большую опасность для клеток организма.

Для оценки этого эффекта вводится параметр **эквивалентная доза**, определяемая как произведение поглощенной дозы и среднего коэффициента качества (табл. 3.1):

$$H_T = \sum_R W_R D_{T,R}. \quad (3.4)$$

В СИ эквивалентная доза измеряется в зивертах (Зв). Один зиверт равен эквивалентной дозе, при которой произведение поглощенной дозы в биологической ткани и коэффициента качества излучения равно 1 Дж/кг.

Количество поглощенной энергии зависит также и от чувствительности к радиации отдельных органов человека и для оценки реальной дозы вводится характеристика **эффективная эквивалентная доза**, которая определяется как сумма произведений эквивалентной дозы в органах и тканях на взвешивающие коэффициенты (табл. 3.2):

$$E = \sum_T W_T H_T. \quad (3.5)$$

Единица эффективной эквивалентной дозы зиверт (Зв), $1 \text{ Зв} = 100 \text{ бэр} = 1 \text{ Дж/кг}$. Бэр – внесистемная единица (биологический эквивалент рада).

Любая доза является интегральной по времени характеристикой.

Таблица 3.1

Взвешивающие коэффициенты W_R для основных видов излучения

Вид излучения	Коэффициент
Рентгеновское и гамма-излучение	1
Бета-излучение (электроны и позитроны)	1
Быстрые нейтроны (с энергией ~ 20 МэВ)	3
Медленные нейтроны (с энергией 0,1–10 МэВ)	10
Протоны с энергией <10 МэВ	10
Альфа-излучение с энергией <10 МэВ	20
Тяжелые ядра отдачи	20

Для оценки величины дозы, регистрируемой за единицу времени, используют такой параметр, как мощность дозы, которая имеет размерность соответствующей дозы (экспозиционной, поглощенной или эквивалентной), деленной на единицу времени.

Таблица 3.2

Взвешивающие коэффициенты W_T для органов и тканей

Ткань или орган	W_T
Половые железы (гонады)	0,20
Красный костный мозг	0,12
Толстый кишечник	0,12
Легкие	0,12
Желудок	0,12
Мочевой пузырь	0,05
Грудная железа	0,05
Печень	0,05
Пищевод	0,05
Щитовидная железа	0,05
Кожа	0,01
Клетки костных поверхностей	0,01
Остальное	0,05

Мощность дозы – это отношение приращения дозы dX за некоторый промежуток времени dt к этому интервалу времени:

$$\dot{X} = \frac{dX}{dt} = \frac{K_\gamma A}{r^2}, \quad (3.6)$$

где K_γ – гамма-постоянная содержащегося в источнике радиоактивного вещества;
 A – активность источника.

Мощность экспозиционной дозы в СИ должна выражаться в амперах на килограмм (А/кг). На практике используется внесистемная единица – рентген в секунду (Р/с) и ее производные: Р/ч, мР/ч, мкР/ч.

Мощность поглощенной дозы в СИ измеряется в грях в секунду (Гр/с). Также используются производные единицы: Гр/мин, мкГр/ч и т. п.

Мощность эквивалентной дозы в СИ измеряется в зивертах в секунду (Зв/с). Также используются производные единицы: Зв/мин, Зв/ч и т. п.

3.2. Нормирование параметров и меры защиты от внешнего излучения

Принцип нормирования является базовым принципом, который позволяет обеспечить радиационную безопасность и защиту от вредного воздействия [6].

В Беларуси введены Нормы радиационной безопасности (НРБ-2000) – система дозовых пределов и принципы их применения. Данные нормы с дополнениями, утвержденными постановлением Министерства здравоохранения Республики Беларусь от 29 декабря 2007 г. № 195, обеспечивают безопасность человека во всех условиях воздействия на него ионизирующего излучения искусственного и природного происхождения.

«Основные санитарные правила обеспечения радиационной безопасности» (ОСП-2000) (зарегистрированы в Национальном реестре правовых актов Республики Беларусь 14 марта 2002 г. № 8/7859) являются документом, регламентирующим требования по защите людей от вредного радиационного воздействия при всех условиях облучения от источников ионизирующего излучения, на которые распространяется действие НРБ-2000.

Нормы облучения в этих документах установлены в зависимости от категорий населения и групп критических органов организма человека.

Нормы радиационной безопасности (НРБ-2000) устанавливают величины дозовых пределов для различных категорий населения, а также принципы и особенности их применения и основаны на главных принципах радиационной безопасности:

– запрещение всех видов деятельности с использованием источников ионизирующего излучения, при которых риск возможного вреда для человека и общества превышает пользу от их применения;

– должен поддерживаться достижимо низкий уровень числа облучаемых лиц при любом взаимодействии с источниками ионизирующего излучения;

– должны обеспечиваться минимально возможные дозы облучения с учетом всех экономических возможностей и социальных факторов.

Так как степень ионизирующего воздействия излучения на разные ткани (органы) различна, выделены три группы критических органов (см. табл. 3.2) в порядке убывания радиочувствительности:

- 1) все тело, красный мозг, гонады;
- 2) мышцы, хрусталик глаза, щитовидная железа, печень, почки, легкие, жировая ткань, желудочно-кишечный тракт и другие внутренние органы;
- 3) кожа, костная ткань, кисти, предплечья, стопы, лодыжки.

В нормативных документах предусмотрены три категории облучаемых лиц: категория А – персонал, непосредственно работающий с источниками радиоактивных веществ; категория Б – лица, которые по условиям проживания или размещения рабочих мест могут подвергаться воздействию ионизирующих излучений (ограниченная часть населения); категория В – остальное население,

Исходя из указанных норм, для категории А установлена предельно допустимая доза (ПДД) облучения за год, для категории Б – предел дозы (ПД) за год. Для остального населения (категория В) нормы устанавливаются Министерством здравоохранения с учетом местных особенностей.

Предельно допустимая доза (ПДД) устанавливает такое наибольшее значение индивидуальной эквивалентной дозы за календарный год, при котором равномерное облучение в течение 50 лет не может вызвать в состоянии здоровья человека неблагоприятных изменений, обнаруживаемых современными методами.

Предел дозы (ПД) – наибольшее среднее значение индивидуальной дозы за год, при котором при равномерном облучении в течение 70 лет в состоянии здоровья не будет наблюдаться неблагоприятных изменений, обнаруживаемых современными методами.

Различие между ПДД и ПД состоит в том, что ПДД не должно превышать как для профессиональных работников (группа А), так и для критического органа или какой-то его одной части, за исключением особых случаев. Превышение ПД считается возможным для отдельных индивидуумов категории Б только вследствие естественных отличий в условиях жизни и, если это превышение не создает какой-либо дополнительной опасности для общества в целом и для отдельных людей.

При попадании радионуклидов внутрь организма точное измерение поглощенной дозы зачастую довольно затруднительно. Поэтому контроль поглощенной дозы удобно проводить, используя такие характеристики, как предел годового поступления радиоактивных веществ и допустимое содержание радионуклидов в критическом органе.

Предел годового поступления (ПГП) – такое поступление радионуклидов в организм в течение календарного года, которое за 70 последующих лет создает в критическом органе максимальную эквивалентную дозу, равную пределу дозы.

Под **максимальной эквивалентной дозой (МЭД)** понимают наибольшее значение суммарной эквивалентной дозы в критическом органе от всех источников внешнего и внутреннего облучения.

Допустимое содержание (ДС) – такое содержание радионуклида в организме (критическом органе), при котором максимальная эквивалентная доза за календарный год равна пределу дозы.

Допустимую мощность источника ИИ в процессе работы определяют по нормативным значениям эквивалентной дозы в табл. 3.3. Например, допустимая мощность эффективной эквивалентной дозы (ДМД) внешнего облучения всего тела для лиц категории А при работе в течение года с ионизирующими излучениями в течение 1700 ч/год не должна превышать $0,05 \text{ Зв/год} = 30 \text{ мкЗв/ч} = 0,03 \text{ мБэр/ч}$.

Основные пределы доз

Нормируемые величины ¹	Пределы доз	
	персонал (группа А) ²	население
Эффективная доза	20 мЗв в год в среднем за любые последовательные 5 лет, но не более 50 мЗв в год	1 мЗв в год в среднем за любые последовательные 5 лет, но не более 5 мЗв в год
Эквивалентная доза за год: в хрусталике глаза ³ коже ⁴ кистях и стопах	150 мЗв 500 мЗв 500 мЗв	15 мЗв 50 мЗв 50 мЗв
<p><i>Примечания:</i></p> <p>¹ Допускается одновременное облучение до указанных пределов по всем нормируемым величинам.</p> <p>² Основные пределы доз, как и все остальные допустимые уровни воздействия на группу Б, равны $\frac{1}{4}$ значений для персонала группы А. Далее в тексте все нормативные значения для категории персонал приводятся только для группы А.</p> <p>³ Относится к дозе на глубине 300 мг/см².</p> <p>⁴ Относится к среднему по площади в 1 см² значению в базальном слое кожи толщиной 5 мг/см² под покровным слоем толщиной 5 мг/см². На ладонях толщина покровного слоя – 40 мг/см². Указанным пределом допускается облучение всей кожи человека при условии, что в пределах усредненного облучения любого 1 см² площади кожи этот предел не будет превышен. Предел дозы при облучении кожи лица обеспечивает не превышение предела дозы на хрусталик от бета-частиц</p>		

Для расчета необходимых мер защиты используются следующие характеристики источников излучений.

Мощность экспозиционной дозы \dot{X} на расстоянии r от точечного источника гамма-излучения, активность которого A , рассчитывается по формуле

$$\dot{X} = \frac{K_{\gamma} A}{r^2}, \quad (3.7)$$

где K_{γ} – гамма-постоянная содержащегося в источнике радиоактивного вещества;
 A – активность источника.

Гамма-постоянная K_{γ} есть мощность экспозиционной дозы, то есть дозы, которая определяется энергией, переданной заряженным частицам, создаваемая точечным источником на расстоянии 1 см в расчете на 1 мКи его активности.

При расчете мощности экспозиционной дозы \dot{X} от точечного источника может быть использована гамма-постоянная по мощности экспозиционной дозы Γ_X , выраженная обычно в (Р/см²) или (мКи/ч):

$$\dot{X} = A \frac{\Gamma_X}{r^2}. \quad (3.8)$$

Мощность поглощенной дозы, создаваемой источником гамма-излучения активностью A , на расстоянии r составляет

$$\dot{D} = A \frac{\Gamma_D}{r^2}. \quad (3.9)$$

При расчете мощности поглощенной дозы \dot{D} от точечного источника используется значение гамма-постоянной по мощности поглощенной дозы в воздухе Γ_D (приблизительно равной гамма-постоянной по мощности воздушной кермы (керма-постоянной) Γ_K).

Оно равно мощности дозы в аГр/с, создаваемой гамма-излучением данного радионуклидного источника активностью 1 Бк на расстоянии 1 м от источника (табл. 3.4). Ее размерность

$$\frac{\text{аГр} \cdot \text{м}^2}{\text{с} \cdot \text{Бк}}.$$

При любом способе расчета можно оценить мощность эквивалентной дозы гамма-излучения:

$$\dot{H} = \dot{D} \cdot W_R = 0,0095 \cdot \dot{X} \cdot W_R, \quad (3.10)$$

где W_R – взвешивающий коэффициент (см. табл. 3.1)

Гамма-эквивалент источника определяется по отношению к эталонному источнику радия – точечному источнику радия активностью 1 мКи с фильтром из платины толщиной 0,5 мм, который находится в равновесии со своими продуктами распада, создает на расстоянии 1 см мощность экспозиционной дозы, равную 8,4 Р/ч при одинаковых условиях и выражается в миллиграмм-эквивалентах (мг-экв. Ра).

Радиевый гамма-эквивалент активности M для других радионуклидов (не указанных в табл. 3.4.) определяется по следующей простой формуле:

$$M = A \frac{K_\gamma}{8,4}, \quad (3.11)$$

где M – гамма-эквивалент, мг-экв. Ра;

A – активность радионуклида, мКи;

K_γ – гамма-постоянная радионуклида.

Таблица 3.4

Керма-постоянная Γ_δ ; гамма-постоянная K_γ ; керма-эквивалент K_l
и гамма-эквивалент M для некоторых радионуклидов

Нуклид	Период полу- распада T	$\Gamma_\delta, \frac{\text{аГр} \cdot \text{м}^2}{\text{с} \cdot \text{Бк}}$	$K_\gamma, \frac{\text{Р} \cdot \text{см}^2}{\text{ч} \cdot \text{мКи}}$	$K_l, \text{нГр} \cdot \text{м} \cdot \text{с}$	$M, \text{мГ-ЭКВ. Ra}$
^{40}K	$1,28 \cdot 10^9$ лет	5,1	0,19	1,9	0,09
^{60}Co	5,3 г.	84,6	13,0	3,1	1,54
^{131}I	8,0 сут	14,2	2,2	0,52	0,26
^{137}Cs	30 лет	21,3	3,2	0,80	0,40
^{134}Cs	2,0 г.	57,4	8,7	2,06	1,03
^{155}Eu	5,0 лет	2,6	0,4	0,1	0,05
^{170}Tm	129 сут	0,2	0,008	0,06	0,004
^{192}Ir	74 сут	30,0	4,6	1,1	0,54
$^{226}\text{Ra}^*$	1600 лет	59,5	9,0	2,14	1,07
$^{226}\text{Ra}^{**}$	1600 лет	55,3	8,4	2,0	1

При необходимости расчета экспозиционной дозы в единицах СИ можно определить гамма-постоянную по экспозиционной дозе в единицах СИ $\left(\frac{\text{аКл} \cdot \text{м}^2}{\text{кг} \cdot \text{с} \cdot \text{Бк}} \right)$, при этом

$$\Gamma_{\text{СИ}_{\text{эк}}} \left(\frac{\text{аКл} \cdot \text{м}^2}{\text{кг} \cdot \text{с} \cdot \text{Бк}} \right) = 0,1939 \Gamma \left(\frac{\text{Р} \cdot \text{см}^2}{\text{ч} \cdot \text{мКи}} \right). \quad (3.12)$$

Если известна активность радионуклида A , то гамма-эквивалент этого источника можно рассчитать как

$$M = \frac{A \Gamma_D}{3,7 \cdot 10^7 \cdot 55} \text{мГ-ЭКВ. Ra}, \quad (3.13)$$

где активность радионуклида измеряется в Бк.

Либо

$$M = \frac{A \Gamma_x}{8,4} \text{мГ-ЭКВ. Ra}, \quad (3.14)$$

где активность радионуклида измеряется в мКи.

Зная гамма-эквивалент источника, можно вычислить мощность поглощенной, эквивалентной или экспозиционной дозы в воздухе на расстоянии r от него:

$$\dot{D} = \frac{M \cdot 3,7 \cdot 10^7 \cdot 55}{r^2} \text{ аГр/с}, \quad (3.15)$$

где расстояние r выражается в метрах.

Либо

$$\dot{X} = \frac{M \cdot 8,4}{r^2} \text{ Р/ч}, \quad (3.16)$$

здесь расстояние r выражается в сантиметрах.

Наличие вещества, поглощающего гамма-излучение на пути от источника к области наблюдения, приводит к уменьшению мощности дозы, которое можно описать следующей формулой:

$$D(x) = D_0 \cdot \exp(-\mu x), \quad (3.17)$$

где $D(x)$ – мощность дозы с учетом поглощения;

D_0 – мощность дозы при отсутствии поглощения;

μ – линейный коэффициент ослабления, зависящий от вещества поглотителя и энергии гамма-излучения;

x – путь гамма-излучения в поглотителе.

Формула (3.17) применима только для моноэнергетического гамма-излучения при нормальном прохождении узкого пучка гамма-излучения через поглотитель. Коэффициенты ослабления μ для различных веществ и энергий гамма-излучения приведены в приложении 1.

К способам защиты от внешнего облучения относят:

– защиту временем – доза облучения уменьшается с уменьшением времени пребывания вблизи источника радиации;

– защиту расстоянием – интенсивность излучения обратно пропорциональна квадрату расстояния;

– экранирование источника излучения – между источником радиации и человеком необходимо разместить защитный экран с большой толщиной и плотностью.

Допустимое время работы персонала при заданной величине дозы можно определить как

$$t_{\text{ДВ}} = X_{\text{ДД}} \frac{R^2}{A\Gamma} = \frac{X_{\text{ДД}} R^2}{8,4 \cdot M}, \quad (3.18)$$

где $t_{\text{ДВ}}$ – допустимое время работы, ч/неделя;

$X_{\text{ДД}}$ – допустимая недельная доза, равная 100 мР (100 мбэр);

Допустимое время непосредственной работы персонала t с исследуемым точечным источником:

$$t = 10^4 D_A \frac{R^2}{M_{\text{ист}} 8,4} \text{ ч/неделя}, \quad (3.19)$$

где D_A – допустимая мощность дозы для персонала группы А, $D_A = 0,1$ Р/неделя;

R – фактическое расстояние между оператором и источником;

$M_{\text{ист}}$ – гамма-эквивалент заданного источника, мг-экв. Ра.

Максимальная мощность источника $M_{\text{ист}}$, с которой может работать персонал полную рабочую неделю:

$$M_{\text{ист}} = 10^4 D_A \frac{R^2}{8,4 t_{\text{неделя}}} \text{ мГ-экв. Ра,} \quad (3.20)$$

где $t_{\text{неделя}}$ – продолжительность рабочей недели, ч/неделя, $t_{\text{неделя}} = 36$ ч/неделя.

Аналогично допустимое расстояние при работе от точечного источника, на котором может работать оператор:

$$r = \sqrt{\frac{A \cdot \Gamma}{X_{\text{дмд}}}} = \sqrt{\frac{M \cdot 8,4}{X_{\text{дмд}}}} \text{ м,} \quad (3.21)$$

где $X_{\text{дмд}}$ – допустимая мощность дозы.

3.3. Порядок выполнения работы

Экспериментальная часть работы состоит из двух частей. Первая часть выполняется с использованием источника ионизирующего излучения ОСГИ-Р, подставки для данного источника и блока детектирования БДКГ-05, подключенного к БОИ. Вторая часть выполняется с использованием источника ионизирующего излучения ОРИБИ, подставки для данного источника и блока детектирования БДПБ-01, подключенного к БОИ. Блок детектирования к БОИ подключается согласно схеме на рис. 1.3.

Методика проведения необходимых в работе измерений с использованием блока обработки информации представлена в первом разделе данного практикума.

Порядок измерения мощности эквивалентной дозы гамма-излучения следующий:

1. Подключите блок детектирования БДКГ-05 к блоку обработки информации, разместив блок детектирования вне свинцового защитного блока. Проведите измерение естественного радиационного гамма-фона в лаборатории, который должен быть в пределах 0,05–0,2 мкЗв/ч. Измерение необходимо проводить до достижения значения статистической погрешности в 3 %.

2. Отключите блок обработки информации и переподключите блок детектирования, разместив его в свинцовом защитном блоке. Поместите в защитный блок подставку для источника ОСГИ-Р без самого источника и закройте крышку блока. Проведите измерение естественного радиационного гамма-фона в лабораторной установке до достижения значения статистической погрешности в 5 %. Измеренный радиационный гамма-фон необходимо сохранить в память блока обработки информации.

3. Поместите в центрирующее отверстие на верхней пластине подставки выданный источник излучения. Проведите измерение мощности дозы источника с автоматическим вычитанием мощности дозы фона. Измерение необходимо проводить до достижения значения статистической погрешности в 1 %.

4. Проведите расчет мощности дозы с учетом естественного радиоактивного распада в течение времени по формуле

$$H = H_0 2^{-\frac{t}{T}}, \quad (3.22)$$

где H_0 – мощность дозы в начальный момент времени (в момент приобретения источника);

t – прошедшее время;

T – период полураспада источника.

5. Проведите расчет среднего значения мощности дозы за год с учетом естественного радиоактивного распада источника.

6. Проведите расчет эквивалентной дозы, полученной работающим за 6-часовую рабочую смену и в течение года (2000 рабочих часов в году).

7. Сравните значения полученной годовой дозы работающим с допустимой дозой в 5 мЗв.

8. Проведите расчеты допустимого времени работы t_d по формуле (3.19).

9. Предполагая, что работа с источником будет проводиться ежедневно в течение 1 ч на расстоянии 1 м, определите толщину свинцового экрана, уменьшающего облучение до предельно допустимого уровня, для двух случаев: при мощности дозы от источника, равной измеренной величине, и при мощности дозы от источника, стократно превышающей измеренную величину.

10. Для источника, доза от которого стократно превышает измеренную величину, определить, за какое число занятий n один человек может получить предельно допустимую дозу при его нахождении на расстоянии R от гамма-источника без дополнительной защиты. Данное число занятий определяется по формуле

$$n = H_{пр} / H. \quad (3.23)$$

11. Результаты проведенных измерений мощности дозы запишите в табл. 3.5.

Измерение плотности потока бета-излучения должно выполняться в следующем порядке:

1. Подключите блок детектирования БДПБ-01 к блоку обработки информации, разместив блок детектирования вне свинцового защитного блока. На блоке должна быть установлена крышка. Проведите измерение плотности потока бета-частиц естественного радиационного фона в лаборатории, который должен быть в пределах $8-12 \text{ см}^{-1} \cdot \text{мин}^{-1}$. Измерение необходимо проводить до достижения значения статистической погрешности в 10 %.

2. Отключите блок обработки информации и переподключите блок детектирования, разместив его в свинцовом защитном блоке. Снимите крышку с блока детектирования. Поместите в защитный блок подставку для источника ОРИБИ без самого источника и закройте крышку блока. Проведите измерение плотности потока бета-частиц естественного радиационного фона в лабораторной установке до достижения значения статистической погрешности в 10 %. Измеренную фоновую плотность потока необходимо сохранить в память блока обработки информации.

3. Поместите в центрирующее отверстие на верхней пластине подставки выданный источник излучения. Проведите измерение плотности потока от источника с автоматическим вычитанием фона. Измерение необходимо проводить до достижения значения статистической погрешности в 1 %.

4. Полученное значение плотности потока от источника сравните с допустимыми уровнями радиоактивного загрязнения поверхностей, указанных в табл. 3.4.

Таблица 3.4

Допустимые уровни радиоактивного загрязнения поверхностей

Объект загрязнения	Плотность потока с поверхности, част/(см ² ·мин)
Неповрежденная кожа, спецбелье, полотенца, внутренняя поверхность лицевых частей средств индивидуальной защиты	200
Основная спецодежда, внутренняя поверхность дополнительных средств индивидуальной защиты, наружная поверхность спецобуви	2 000
Поверхности помещений постоянного пребывания персонала и находящегося в них оборудования	2 000
Поверхности помещений периодического пребывания персонала и находящегося в них оборудования	10 000
Наружная поверхность дополнительных средств индивидуальной защиты, снимаемых в саншлюзах	10 000

5. Результаты проведенных измерений плотности потока бета-частиц запишите в табл. 3.5.

Таблица 3.5

Результаты проведенных измерений и расчетов мощности дозы, дозы и плотности потока

Дозиметрические параметры	Значение параметра
1	2
Мощность дозы радиационного фона в аудитории $H_{фа}$, мкЗв/ч	
Мощность дозы радиационного фона в лабораторной установке $H_{фл}$, мкЗв/ч	
Мощность эквивалентной дозы гамма-излучения источника H , мкЗв/ч	
Уменьшение мощности дозы гамма-излучения с момента изготовления источника, мкЗв/ч	
Ожидаемая мощность дозы гамма-излучения через год H , мкЗв/ч	
Среднее значение мощности эквивалентной дозы за год, мкЗв/ч	
Доза, полученная работающим за рабочую смену, $H_{смены}$, мкЗв	

1	2
Доза, полученная работающими за год (2000 рабочих часов), Н, мкЗв	
Толщина свинцового экрана, уменьшающего облучение до предельно допустимого уровня (первый случай)	
Толщина свинцового экрана, уменьшающего облучение до предельно допустимого уровня (второй случай)	
Число занятий, за время которых один человек может получить предельно допустимую дозу	
Плотность потока бета-излучения в лаборатории, част/(см ² ·мин)	
Плотность потока бета-излучения в лабораторной установке, част/(см ² ·мин)	
Плотность потока бета-излучения от источника, част/(см ² ·мин)	

3.4. Контрольные вопросы

1. Что такое ионизирующие излучения?
2. Дайте определение фотонного и корпускулярного излучения.
3. Что такое активность источника?
4. Что такое поглощенная доза?
5. На какие категории делится население страны по НРБ-2000?
6. Какие дозовые пределы для групп критических органов тела человека установлены?
7. Какими параметрами характеризуется радиоактивное излучение?
8. Какие виды радиоактивных веществ вы знаете?
9. Как измерить мощность эквивалентной дозы гамма-излучения прибором МКС- АТ6101?
10. Как измерить плотность потока бета-излучения прибором МКС-АТ6101?
11. В каких единицах измеряется мощность эквивалентной дозы ионизирующего излучения (системных и внесистемных)?
12. В каких единицах измеряется удельная активность радиоактивного вещества (системных и внесистемных)?
13. В каких единицах измеряется плотность потока радиоактивного вещества (системных и внесистемных)?
14. Что показывает взвешивающий коэффициент для отдельных видов излучения?
15. Чем характеризуется различная чувствительность тканей и органов к действию ионизирующих излучений?
16. Что такое доза? Укажите единицы, в которых измеряются доза и мощность дозы.
17. Воздействие ионизирующих излучений на биологические объекты.
18. Коэффициенты качества (взвешивающие коэффициенты). Их физический смысл. Примеры значений коэффициентов качества.

19. Что такое эквивалентная и эффективная дозы?
20. Годовые дозовые пределы для населения и для персонала, работающего с ионизирующим излучением (группы А и Б).
21. Дозиметрия гамма-излучения. Что такое ионизационная постоянная?
22. Особенности дозиметрии бета-излучения.
23. Что такое активность радиоактивного препарата и в каких единицах она измеряется? Методы определения активности радиоактивных препаратов.

4 ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Цель работы: изучить особенности взаимодействия гамма-излучения с веществом; найти функцию ослабления и рассчитать коэффициент поглощения гамма-излучения исследуемого радионуклида в свинцовом и медном поглотителях; определить энергию гамма-излучения.

4.1. Краткие теоретические сведения

В данной лабораторной работе проводится исследование процессов взаимодействия гамма-излучения с веществом [8].

Гамма-излучением называется электромагнитное излучение (длина волны $\lambda < 10^{-10}$ м), которое возникает при ядерных превращениях или аннигиляции частиц, а также при распаде элементарных частиц, торможении заряженных частиц в веществе и др.

Гамма-излучение имеет двойственную природу, которая заключается в том, что в одних явлениях это излучение проявляет волновые свойства (отражение, преломление, дифракция, интерференция), в других – свойства частиц, называемых гамма-квантами (фотоэффект, ядерные реакции).

Гамма-излучение в веществе в процессе радиоактивных распадов и ядерных реакций проявляет в основном корпускулярные свойства, и его можно рассматривать как поток фотонов (гамма-квантов) с энергией от 10 кэВ до 10 МэВ.

При этом происходит поглощение гамма-кванта или потеря его энергии в зависимости от энергии излучения, а также от плотности и элементного состава вещества.

Для регистрации излучения необходимо знание механизмов взаимодействия излучения с веществом, что позволит также оценить степень биологической опасности и создать эффективные меры защиты.

Так как длина волны гамма-излучения очень мала и гамма-кванты имеют массу покоя, равную нулю, и скорость, равную скорости света, гамма-кванты не замедляются в среде и при столкновении резко меняют направление, кроме того, они достаточно редко сталкиваются с электронами и ядрами и выбывают из пучка при прохождении через вещество.

Эти процессы приводят к поглощению или рассеиванию гамма-квантов и зачастую на большие углы, в результате чего интенсивность пучка постепенно уменьшается. При этом можно говорить о вероятности его взаимодействия с атомами вещества, причем с увеличением толщины поглотителя вероятность взаимодействия растет экспоненциально.

В эксперименте при взаимодействии происходит рассеяние и поглощение гамма-квантов в тонком слое вещества поглотителя dx в соответствии с концентрацией атомов в веществе n , и изменение интенсивности падающего пучка N происходит по закону

$$-dN = n\sigma N dx. \quad (4.1)$$

Потеря энергии возникает из-за столкновения с орбитальными электронами и ядрами атомов, которое может происходить в различных вариантах взаимодействия в диапазоне энергий фотонов от 20 кэВ до 10 МэВ, который соответствует диапазону энергий на АЭС. Основными видами взаимодействия являются фотоэффект, комптоновское рассеяние и образование электрон-позитронных пар.

Каждый акт взаимодействия приводит к уменьшению количества гамма-кванта в пучке и после интегрирования выражения (4.1) закон ослабления гамма-квантов в веществе поглотителя можно записать в виде выражения

$$N = N_0 e^{-n\sigma x}, \quad (4.2)$$

где N – число гамма-квантов с энергией E_γ после прохождения слоя поглотителя, равного x ;

N_0 – число гамма-квантов с той же энергией, падающих на поглотитель;

σ – эффективное сечение взаимодействия гамма-квантов.

Сечение взаимодействия зависит от энергии гамма-квантов E_γ и от среднего эффективного заряда вещества поглотителя Z .

Вероятность взаимодействия кванта в веществе, которое содержит один атом на единице пути и в единице объема, определяется как сечение взаимодействия на один атом и имеет размерность площади см^2 (СИ) или барн (внесистемная единица, $1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2$).

Линейный коэффициент ослабления $\mu = n\sigma$ (размерность см^{-1}) определяется для моноэнергетического пучка гамма-квантов, показывая относительное ослабление гамма-излучения на единицу пути. На величину μ влияет также плотность вещества, даже при одинаковой энергии излучения E_γ , поэтому на практике считается более удобным использование коэффициента ослабления, отнесенного к плотности:

$$\mu_M = \mu/\rho, \quad (4.3)$$

где ρ – плотность вещества.

Массовый коэффициент μ_M , как и линейный, зависит от энергии гамма-квантов E_γ , Z вещества поглотителя, а также от концентрации атомов в веществе n и не зависит от плотности.

Таким образом, для моноэнергетического параллельного пучка гамма-квантов выражение (4.2) можно записать в виде

$$N = N_0 e^{-\mu\rho x} = N_0 e^{-\mu_M d}, \quad (4.4)$$

где массовая толщина d равняется ρx и имеет размерность $\text{г}/\text{см}^2$.

В общем случае в выражении (4.4) пучок гамма-квантов должен являться моноэнергетическим и нерасходящимся. Для гамма-квантов нескольких энер-

гий $E_{\gamma i}$; необходимо учитывать, что коэффициент ослабления зависит от энергии гамма-квантов и выражение (4.4) принимает вид

$$N = \sum N_0 e^{-\mu_{mi}d}. \quad (4.5)$$

В этом выражении N определяется как число гамма-квантов, прошедших поглотитель толщиной x без взаимодействия. Тогда число гамма-квантов, которые провзаимодействовали с атомами и электронами поглотителя в поглотителе толщиной x , можно записать как

$$N_0 - N = N_0(1 - e^{-\mu_m d}). \quad (4.6)$$

4.2. Форма амплитудного спектра при регистрации гамма-квантов

Гамма-кванты, которые составляют ИИ или излучаются возбужденными ядрами, преимущественно имеют энергию E_{γ} от 10 кэВ до, примерно, 10 МэВ. При взаимодействии гамма-квантов с атомами вещества основными являются три процесса: комптоновское (некогерентное) рассеяние, фотоэффект и образование пар электрон-позитрон при энергии гамма-квантов больше 10^{22} кэВ [9].

Фотоэлектрическое поглощение гамма-кванта (фотоэффект) происходит, если энергия E_{γ} гамма-кванта больше, чем энергия связи электрона в оболочке атома. В нижней части диапазона энергий (до нескольких сотен кэВ) в основном имеет место фотоэффект. Эффективное сечение взаимодействия зависит как от энергии гамма-излучения, так и от атомного номера Z вещества поглотителя.

При фотоэффекте энергия гамма-кванта передается электрону оболочки и уменьшается на величину энергии связи и ионизационный потенциал оболочки атома:

$$E_e = E_{\gamma} - E_{\text{яд}} - I_i.$$

Электрон, который вылетает за пределы атома, приобретает оставшуюся энергия гамма-кванта, а сам гамма-квант исчезает. I_i – ионизационный потенциал i -оболочки атома ($i = K, L, M \dots$).

В процессе фотоэффекта гамма-квант взаимодействует с электронами K -оболочки, как имеющей достаточно большую связь с ядром атома.

Энергия связи электронов K -оболочки возрастает от десятков эВ (с малым Z) до десятков кэВ для тяжелых ядер и вероятность фотоэффекта пропорциональна степени зарядового числа Z^n .

Возможно также выделение энергии в виде характеристического излучения, которое возникает потому, что после фотоэффекта место, которое освободилось на данной оболочке, может быть занято другим электроном. Такой эффект называется эффектом конверсии энергии перехода на электроны верхней оболочки. Характеристическое излучение может в свою очередь вырвать из атома внешние валентные электроны и получить внутренний фотоэффект.

Электрон, освобожденный из атома таким образом, называется **электроном Оже**, а явление – **эффектом Оже**.

При этом фотопоглощение является процессом полного поглощения энергии, поскольку после фотопоглощения вся энергия исходного гамма-кванта превращается в кинетическую энергию заряженных частиц – электронов и высвобожденная энергия перехода реализуется в виде характеристического рентгеновского кванта или в виде Оже-электрона.

При $m_0c^2 > E_\gamma \gg I_I (i = K)$ сечение σ_ϕ меняется по закону $\sigma_\phi \approx (1/E_\gamma)^{7/2}$, а при $E_\gamma \gg m_0c^2$ по закону

$$\sigma_\phi \approx 1/E_\gamma. \quad (4.7)$$

При очень больших энергиях E_γ сечение фотоэффекта σ_ϕ становится очень мало и вклад фотоэффекта в ослабление пучка гамма-квантов гораздо меньше при высоких энергиях, чем при низких.

Например, если сцинтиллятор выполнен на NaI(Tl), то испускаемый в 88 % случаев в результате фотоэффекта гамма-квант имеет энергию порядка 30 кэВ. Этот гамма-квант может поглотиться в результате фотоэффекта на другом атоме, испустив при этом электрон, или выйти за пределы кристалла.

Малая энергия и короткий пробег электронов Оже приводят к тому, что электроны не покидают кристалл сцинтиллятора, и кинетическая энергия всех образовавшихся электронов равна энергии гамма-кванта.

Однако эти электроны в результате всех описанных процессов находятся в возбужденных атомах и создают сцинтилляционную вспышку в кристалле, создавая тем самым одиночный пик, который и называется фотопиком или пиком полного поглощения, соответствующим энергии регистрируемого гамма-кванта $E_\gamma = h\nu$.

Если фотопоглощение происходит вблизи края кристалла, то появившиеся гамма-кванты низкой энергии (30 кэВ) и фотоны тормозного излучения могут вылетать за границы сцинтиллятора и ухудшать энергетическое разрешение спектрометра.

Вероятность фотоэффекта возрастает для тяжелых веществ, в том числе эта вероятность растет и для фотонов высоких энергий несмотря на то, что в легких элементах связь электронов с атомами слабее, чем в тяжелых. В общем ослабление пучка гамма-квантов в большей степени происходит при использовании поглотителей с большим Z , и величина сечения фотоэффекта σ_ϕ резко зависит от величины Z :

$$\sigma_\phi \approx Z^5. \quad (4.8)$$

Процесс комптоновского рассеяния заключается в столкновении гамма-кванта с энергией $E_\gamma = h\nu$ с неподвижным свободным электроном, который в результате получает импульс отдачи с кинетической энергией, равной

$$E_e = E_\gamma - E_{\gamma'},$$

а гамма-квант становится рассеянным фотоном с энергией $E_{\gamma'} < E_\gamma$.

Практически в большинстве случаев энергия гамма-квантов больше энергии связи электронов в атоме и электроны можно считать свободными, тем более что наименее связанные электроны находятся на верхних оболочках атомов.

При комптоновском рассеянии длина волны гамма-кванта изменяется:

$$\lambda' - \lambda = \lambda_0(1 - \cos \theta). \quad (4.9)$$

Энергия рассеянного гамма-кванта $E_{\gamma'}$ уменьшается от E_γ до $E_{\gamma \min}'$:

$$E_{\gamma \min}' = E_\gamma / (1 + 2\varepsilon).$$

Энергия электрона отдачи E_e возрастает от 0 до $E_{e \max}$:

$$E_{e \max} = 2\varepsilon E_\gamma / (1 + 2\varepsilon),$$

где λ' и λ – длины волн первичного и рассеянного гамма-кванта;

$\lambda_0 = h/m_e c$ – комптоновская длина волны электрона;

$E_{\gamma'} < E_\gamma$, θ – угол между направлениями импульсов падающего и рассеянного гамма-квантов;

$$\varepsilon = E_\gamma / m_0 c^2.$$

На рис. 4.1. показан общий вид спектра для комптоновских электронов, на котором слева от фотопика показана комптоновская область с правой комптоновской границей. В спектре имеются все три типа взаимодействия гамма-кванта с веществом: фотоэффект, комптоновское рассеяние и образование пар.

Слева от фотопика в спектре имеется провал, связанный с тем, что гамма-квант при однократном рассеянии не может передать всю свою энергию электрону.

Кванты, которые рассеиваются в объеме, не полностью покидают кристалл и могут также взаимодействовать фотоэлектрически или рассеяться вторично. Если при этом энергия кванта не покидает объем кристалла, то ФЭУ и детектор сформируют импульс, соответствующий пику полного поглощения.

С ростом объема сцинтиллятора также возрастает соотношение площадей пика полного и непрерывного распределения. При увеличении энергии гамма-квантов уменьшается ширина участка спектра между фотопиком и областью непрерывного комптоновского распределения, и все большее значение приобретает эффект образования электрон-позитронных пар.

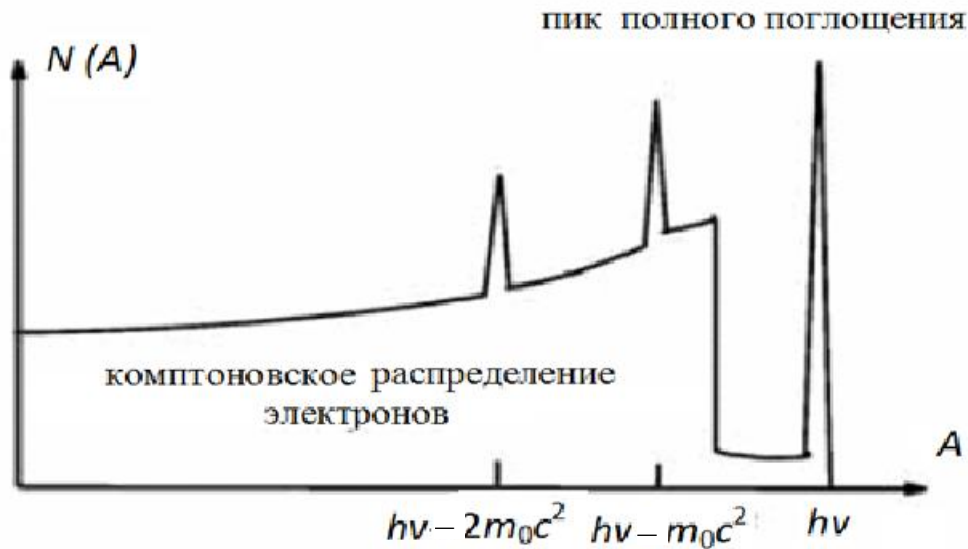


Рис. 4.1. Идеализированный амплитудный спектр при регистрации гамма-квантов с энергией $h\nu \gg m_0c^2$.

Эффект образования электрон-позитронных пар в поле ядра атома происходит при достаточно высокой энергии гамма-квантов $E_\gamma > E_{\text{пор}}$ и является пороговым эффектом ($2m_0c^2$):

$$E_\gamma \geq 2m_0c^2 + E_{\text{я}}.$$

С ростом энергии гамма-квантов больше пороговой слева от фотопика по шкале энергий образуются два пика в спектре импульсов, которые располагаются по шкале энергий в точках 0,511 и 1,02 МэВ.

Сложная зависимость сечения образования пар $\sigma_{\text{п}}$ от энергии может быть представлена аналитически только для энергий E_γ в интервале $5m_0c^2 < E_\gamma < 50m_0c^2$:

$$\sigma_{\text{п}} = Z^2 \ln E_\gamma. \quad (4.10)$$

В итоге полное сечение взаимодействия гамма-квантов с веществом является суммой трех сечений $\sigma_{\text{ф}}$, $\sigma_{\text{к}}$, $\sigma_{\text{п}}$:

$$\sigma = \sigma_{\text{ф}} + \sigma_{\text{к}} + \sigma_{\text{п}}, \quad (4.11)$$

где каждая из величин $\sigma_{\text{ф}}$, $\sigma_{\text{к}}$, $\sigma_{\text{п}}$ по-разному зависит от энергии гамма-кванта E_γ и Z (рис. 4.2).

В результате у каждого из рассмотренных видов взаимодействия гамма-излучения с веществом максимальный эффект проявляется в разных областях энергий гамма-квантов и значений Z .

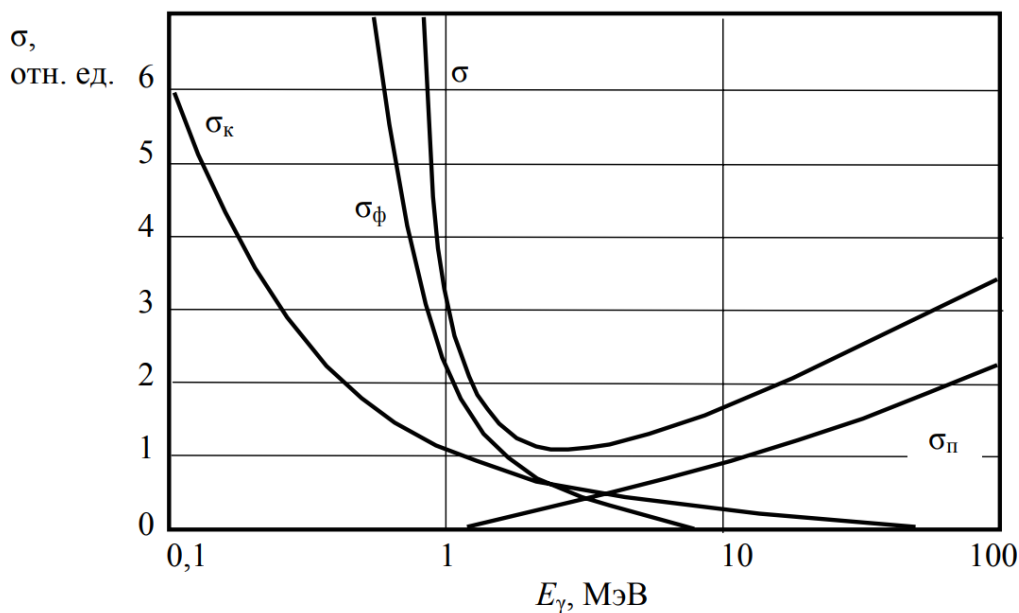


Рис. 4.2. Зависимость сечений фотоэффекта, комптоновского эффекта и эффекта образования пар от энергии гамма-квантов

4.3. Формирование спектра амплитуд импульсов с использованием спектрометров

Формирование спектра амплитуд импульсов производится с использованием спектрометров, то есть приборов или установок, предназначенных для измерения спектров излучения в диапазоне энергий.

Энергетический спектр можно наблюдать для всех видов излучения, имеются и широко используется альфа-, бета-, гамма-спектрометры, спектрометры нейтронов и т. п. Одним из наиболее часто используемых типов детекторов является сцинтилляционный детектор.

Если мы рассмотрим характеристики большого числа импульсов, то для различных энергий поступающих в сцинтиллятор частиц их амплитуды будут отличаться, что объясняется также и флуктуациями в собственном отклике детектора на попадание в него частиц одной энергии. Каждый импульс, регистрируемый детектором, несет важную информацию о взаимодействии ионизирующего излучения со сцинтиллятором.

Сцинтилляционный спектрометр содержит сцинтилляционный детектор и аппаратуру измерения амплитуд импульсов на выходе детектора.

Если имеются частицы с некоторым энергетическим спектром $\Phi(E)$, на выходе детектора создается некоторая последовательность сигналов $U(V)$, которая и является аппаратурным спектром. В полученном спектре амплитуда V электрического импульса на выходе детектора несет информацию об энергии E частицы, поступившей в сцинтиллятор. Для понимания результатов измерений необходимо установить связь между величинами E и V [10].

Сначала частица с энергией E в процессе взаимодействия передает энергию рабочему веществу детектора. Очевидно, что переданная веществу энергия, меньше чем энергия частицы, тогда весь процесс можно изобразить в виде $E \rightarrow \varepsilon \rightarrow V$.

На выходе детектора формируется электрический импульс с амплитудой V , пропорциональной энергии ε , переданной сцинтиллятору. В процессе преобразования в детекторе и схеме формирования импульсов имеют место флуктуации измеряемой величины, что приводит к статистической неопределенности связи между ε и V .

В таком случае очевидно, что амплитуда V должна быть выражена через некоторую функцию $G(V, E)$, отображающую вероятность, что частица с энергией E будет иметь амплитуду V . Функция $G(V, E)$ является *функцией отклика* спектрометра и показывает плотность вероятности получения сигнала в интервале $(V, V + dV)$.

Это позволяет получить энергетический спектр потока частиц $\Phi(E)$, используя измеренное распределение импульсов на выходе детектора.

При этом зависимость $U(V)$ ввиду статистического характера распределения импульсов не является непрерывной, а отображается в виде конечного числа дискретных величин – средних значений функции U_i , полученных для некоторого набора интервалов аргумента V [9]:

$$U_i = \int_{V_i}^{V_i + \Delta} U(V) dV.$$

При отображении спектра формируется ряд интервалов, расположенных последовательно один за другим в порядке возрастания: $V_i, V_i + \Delta$. Номер интервала (*номер канала i*) используется как аргумент V для функции U . При этом ширина Δ таких интервалов (каналов) имеет постоянную величину для всех значений сигнала V .

Для защиты от фона и посторонних источников при измерении детекторы гамма-изучений размещают в контейнерах со свинцовой защитой, что позволяет более точно измерять параметры ИИ и повысить чувствительность.

Некоторым неудобством такого размещения является искажение спектров за счет взаимодействия излучения источника со стенками свинцового контейнера, что приводит к возникновению характеристического излучения с энергией порядка 75 кэВ, формирующей пик в амплитудном спектре.

Кроме этого, возможно искажение спектра за счет рассеянного излучения, которое возникает из-за влияния ближайших к сцинтиллятору конструктивных элементов и частей ФЭУ и может быть зарегистрировано детектором. В итоге на экране спектрометра возникает широкое амплитудное распределение, соответствующее обратному рассеянию гамма-квантов в защите (рис. 4.3). Также фотоэлектрическое взаимодействие гамма-квантов с атомами свинца будет давать пик в амплитудном спектре из-за возникновения рентгеновского характеристического излучения с энергией порядка 75 кэВ.

Над комптоновским плато имеется небольшой пик, связанный с обратным рассеянием фотонов в области энергий 150–200 кэВ аппаратного спектра. Положение этого пика объясняется тем, что при энергиях квантов $h\nu \gg m_0 c^2 / 2$ энергия фотонов обратного рассеивания имеет величину порядка 200 кэВ. Рассеяние квантов на меньшие углы приводит к увеличению их энергии (правый склон этого пика).

Вследствие аннигиляции позитронов в процессе образования пар образуются кванты с энергией 511 кэВ (1,02 МэВ), которые также будут создавать нежелательный пик в спектре.

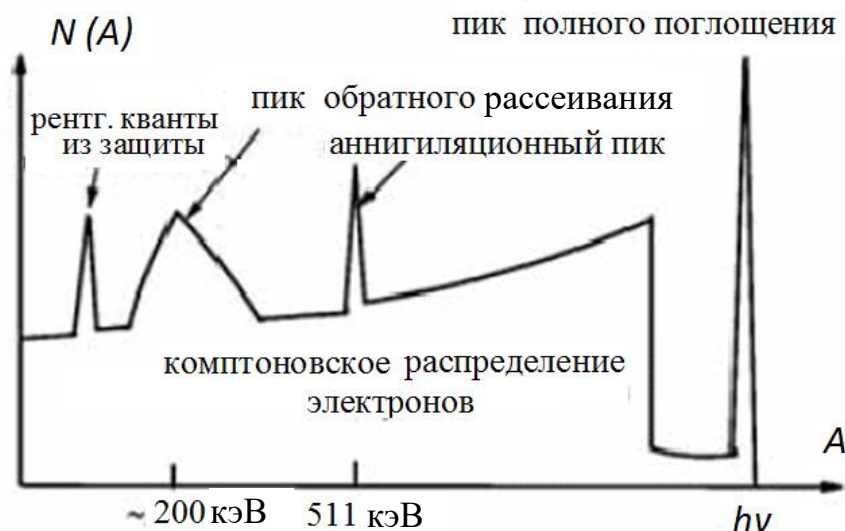


Рис. 4.3. Идеализированная форма амплитудного спектра

Все рассмотренные выше виды взаимодействий имеются в реальных спектрах. Кроме того, экспериментальные спектры по сравнению с идеализированными формами амплитудного спектра имеют плавные переходы и широкие пики. Это объясняется тем, что следующие друг за другом во времени импульсы не являются одинаковыми за счет их возможного отличия в энергии и параметрах аппаратуры обработки.

В итоге при той же энергии гамма-кванта распределение импульсов по амплитудам в реальном аппаратном спектре отображается как некоторое непрерывное распределение, форма которого приближается к нормальному (рис. 4.4).

Гамма-кванты с энергией E_0 , которые формируют так называемый фотопик (или пик полного поглощения) – это кванты, которые не прошли через поглотитель и выделены детектором за счет фотоэффекта.

Гамма-кванты, которые потеряли часть энергии, тоже вносят вклад в те каналы спектра, которые находятся в области спектра ($E < E_0$).

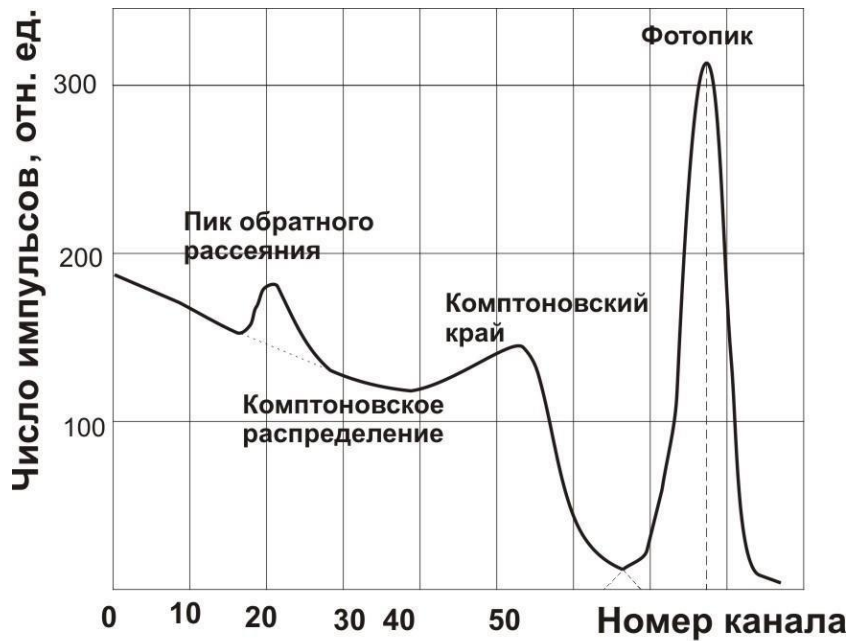


Рис. 4.4. Амплитудный спектр импульсов на выходе детектора

Рассмотренные выше варианты взаимодействий гамма-излучения с веществом не являются единственными. Возможны также ядерный фотоэффект, деление ядер и когерентное рассеяние на электронах, но заметной роли они не играют [9].

Тем не менее гамма-излучение можно считать слабо поглощающимся веществом, поскольку сечения всех этих взаимодействий сравнительно невелики.

Распределение амплитуд импульсов в области фотопика достаточно хорошо описываются нормальным распределением, то есть распределением Гаусса:

$$N(x) = P \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{(x - M)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (4.12)$$

где x – случайная величина со средним значением M и дисперсией σ^2 ;

P – полное число зарегистрированных импульсов в пике или же площадь под пиком;

σ – среднее квадратичное отклонение в нормальном распределении;

M – положение пика на шкале аргумента x , в качестве которого служит номер канала в спектре.

Ширину пика Δx на уровне половины высоты можно определить как $\Delta x = \sqrt{2\ln 2}\sigma \approx 2,354\sigma$. Практически при анализе амплитудного распределения часто пользуются понятием полуширины пика L на полувысоте:

$$L = \sqrt{2\ln 2}\sigma \approx 1,18\sigma. \quad (4.13)$$

Перед выполнением задания необходимо изучить схемы распада радионуклидов испускаемых частиц.

4.4. Метод определения массового коэффициента ослабления

Ослабление бета-частиц описывается экспоненциальной зависимостью:

$$N(x)/N_0 = e^{-\mu x}, \quad (4.14)$$

где $N(x)$ – количество регистрируемых гамма-квантов после поглотителя толщиной x ;

N_0 – исходное количество гамма-квантов при $x = 0$;

μ – линейный коэффициент поглощения размерностью см^{-1} .

Исходя из физики взаимодействия гамма-квантов с атомами вещества, коэффициент ослабления должен зависеть от плотности электронов вещества (ρ), которая пропорциональна объемной плотности поглощающего материала.

Таким образом, для моноэнергетического параллельного пучка гамма-квантов выражение (4.14) можно записать в виде

$$N = N_0 e^{-\mu_m d}, \quad (4.15)$$

где массовая толщина d равняется ρx и имеет размерность $\text{г}/\text{см}^2$.

Из выражения (4.15) можно записать функцию пропускания $B(x)$ для отношения $N(x)/N_0$:

$$B(x)/N_0 = e^{-\mu_m d}. \quad (4.16)$$

На рис. 4.5 приведен пример построения графика зависимости функции пропускания $B(x)$ для средних значений скорости счета от толщины поглотителя.

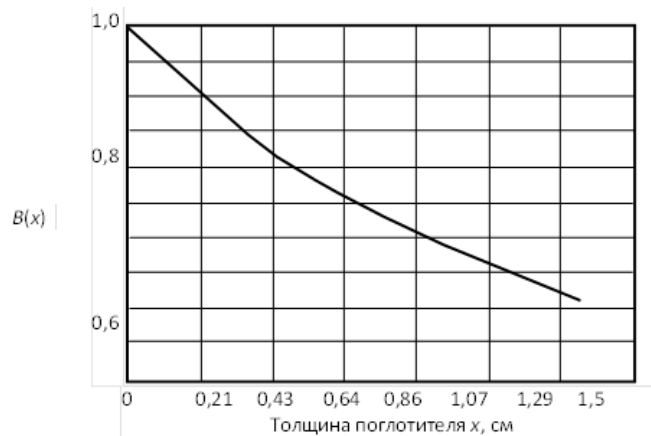


Рис. 4.5. Экспериментально полученная функция пропускания $B(X)$ гамма-излучения для свинцового поглотителя

По графику можно определить толщину слоя материала используемого фильтра, ослабляющего интенсивность потока электронов отдачи в два раза (толщину слоя половинного ослабления) $d_0/2$.

Массовый коэффициент ослабления можно получить, прологарифмировав уравнение (4.16):

$$\mu_M = \frac{1}{\rho x} \ln \frac{N(x)}{N_0}. \quad (4.17)$$

Используя уравнение (4.17), можно записать выражение для определения толщины слоя, который уменьшает вдвое количество регистрируемых гамма-квантов. Этот слой называется слоем половинного ослабления $x_{1/2}$.

В этом случае величина $d_{1/2} = \rho x_{1/2}$ связана со значением μ_M следующим соотношением:

$$\mu_M = \frac{\ln 2}{d_{1/2}}. \quad (4.18)$$

Используя формулы (4.15) и (4.18), можно также записать

$$N(x)/N_0 = e^{-\frac{0,693d}{d_{1/2}}}. \quad (4.19)$$

Прологарифмировав выражение (4.19), получим

$$\ln N(x) = \ln N_0 - 0,693d/d_{1/2},$$

откуда

$$d_{1/2} = 0,693d / (\ln N_0 - \ln N(x)). \quad (4.20)$$

При экспериментальном выполнении сначала определяется скорость счета N_0 , а затем с поглотителем – N_d . Эти данные позволят построить график функции пропускания и определить по графику или выполнить расчет по формуле (4.20) толщины слоя половинного ослабления $d_{1/2}$.

При выполнении эксперимента необходимо помнить, что исследуемый пучок гамма-квантов должен быть моноэнергетическим и нерасходящимся. Зная толщину слоя половинного ослабления $d_{1/2}$, можно рассчитать μ_M в данном веществе и по известной зависимости коэффициента ослабления μ_M от E_γ для этого вещества (прил. 1) можно определить энергию гамма-квантов E_γ .

Такой метод называется методом поглощения, который на практике достаточно широко используется из-за простоты реализации. Следует отметить, что одну линию в спектре имеют немногие радиоактивные изотопы, например, Cs-137 имеет только одну линию с энергией гамма-квантов 661 кэВ.

В данном эксперименте коэффициент ослабления определяют, используя на практике понятие узкого пучка и измеряя значение скорости счета импульсов, которое соответствует заданной толщине x вещества. Источник, как отмечалось, является моноэнергетическим, в этом случае результаты измерений представляют собой линейную зависимость логарифма относительно скорости счета от толщины с наклоном, который определяется значением μ .

После выполнения команды на аппроксимацию в появившемся окне (см. рис. 1.9) можно выбирать обрабатываемый спектр, позиции центров пиков, а также границы обработки по всему спектру. После подтверждения параметров аппроксимации откроется окно с характеристиками пиков (см. рис. 1.10), а в окне отображения спектра появятся формы Гаусса и подложки.

4.5. Порядок выполнения работы

Выполнение работы проводится с использованием источника ионизирующего излучения ОСГИ-Р, подставки для данного источника и блока детектирования БДКГ-05, подключенного к персональному компьютеру согласно схеме на рис. 1.3.

1. После подготовки лабораторного комплекса к проведению измерений необходимо в программе «АТАС SNM» провести измерение амплитудных спектров гамма-излучения. Следует провести измерение с пятью различными фильтрами, помещенными на подставке между сцинтиллятором блока детектирования и источником, а также без фильтра. Время набора необходимо установить равным 180 с. Информация о материале и толщине фильтров для измерения сообщается преподавателем и зависит от выданного источника.

2. Согласно методике, представленной в первом разделе данного практикума, для измеренных спектров нужно провести обработку пиков полного поглощения. Необходимо использовать функцию «Аппроксимация пиков, найденных при идентификации».

3. По данным, представленным в окне характеристик пиков, провести оценку положения максимума пиков полного поглощения k_0 на шкале каналов, ширину пиков на полувысоте, левой и правой границе пиков. Оценить площадь под пиками полного поглощения P (найти интегральное число частиц в пиках). Определить вклады комптоновского рассеяния и фотоэффекта.

4. Для амплитудного спектра, измеренного без использования фильтра, обозначить часть, которая соответствует комптоновскому рассеянию.

5. В окне характеристик пиков найти точное значение площади P под пиками для всех спектров.

6. Определить площадь под комптоновским распределением P_K . Величина P_K определяется числом гамма-квантов, провзаимодействовавших в сцинтилляторе за счет комптон-эффекта. Площадь под пиком полного поглощения (фотопиком) P определяется числом гамма-квантов, провзаимодействовавших в сцинтилляторе за счет фотоэффекта. Так как коэффициент μ пропорционален числу актов взаимодействия, можно записать следующее соотношение:

$$P/P_K = \mu_{\text{ф}}/\mu_{\text{к}}, \quad (4.21)$$

где $\mu_{\text{ф}}$, $\mu_{\text{к}}$ – коэффициенты поглощения за счет фото- и комптон-эффектов в веществе сцинтиллятора. Поскольку полный коэффициент поглощения гамма-

квантов в веществе сцинтиллятора $\mu = \mu_{\text{ф}} + \mu_{\text{к}}$ известен и равен $0,076 \text{ см}^2/\text{г}$, можно отдельно найти коэффициенты $\mu_{\text{ф}}$ и $\mu_{\text{к}}$.

7. Для определения массового коэффициента ослабления провести измерения скорости счета частиц от источника для определенных преподавателем фильтров. Скорость счета отображается в информационной строке в верхней левой части окна отображения спектра (рис. 1.9). Для каждого фильтра необходимо провести по пять измерений с временем набора равным 100 с, записывая при каждом измерении скорость счета в табл. 4.1.

Таблица 4.1

Скорость счета частиц от источника для различных фильтров

Толщина фильтра	Скорость счета частиц, имп/с					
	Без фильтра	Толщина № 1	Толщина № 2	Толщина № 3	Толщина № 4	Толщина № 5
N_1						
N_2						
N_3						
N_4						
N_5						
$N_{\text{ср}}$						

8. Используя истинные значения импульсов, то есть уменьшив их значения на величину уровня естественного фона, постройте график зависимости функции пропускания $B(x)$ для средних значений скорости счета от толщины поглотителя. Сравните полученный график с аналогичным графиком на рис. 4.5.

9. По графику определите толщину слоя материала используемого фильтра, ослабляющего интенсивность потока электронов отдачи в два раза (толщину слоя половинного ослабления) $d_0/2$.

10. Рассчитайте массовый коэффициент ослабления μ в данном веществе и по известной зависимости μ от E_{γ} для этого вещества (прил. 1) можно определить энергию гамма-квантов E_{γ} .

11. Проведите аналогичные операции для фильтров двух других материалов согласно индивидуальному заданию, выданному преподавателем.

4.6. Контрольные вопросы

1. Перечислить, за счет каких процессов взаимодействия с веществом поглотителя гамма-квант выбывает из пучка.
2. Сформулировать закон ослабления интенсивности для параллельного моноэнергетического пучка гамма-квантов.
3. Описать явление фотоэлектрического поглощения гамма-квантов. От каких параметров излучения и вещества поглотителя зависит сечение фотоэффекта?
4. Описать явление комптоновского рассеяния гамма-квантов.
5. Описать метод определения массового коэффициента ослабления μ гамма-излучения в веществе.
6. Что такое аппаратный спектр?
7. Какие причины вызывают различие между аппаратным спектром и истинным энергетическим спектром? Что такое функция отклика спектрометра?
8. Что такое пик полного поглощения?
9. Как изменяется ширина пика полного поглощения с ростом энергии E_γ ?
10. В каких процессах образуется гамма-излучение?
11. Каковы основные виды взаимодействия гамма-излучения с веществом?
12. Что такое фотоэффект?
13. Какова зависимость вероятности фотоэффекта от энергии падающих гамма-лучей и от порядкового номера Z мишени?
14. На каких оболочках атома вероятность фотоэффекта наибольшая и почему?
15. Что такое эффект Комптона?
16. Какова зависимость вероятности эффекта Комптона от энергии падающих гамма-лучей и от порядкового номера Z мишени?
17. Что такое эффект образования пар? Почему этот эффект происходит только в поле ядра?
18. Какова зависимость вероятности образования пар от энергии гамма-лучей и от Z вещества?
19. Что такое линейный и массовый коэффициенты ослабления? От чего они зависят?

5. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ И ТОЧНОСТИ ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ УСТАНОВКИ БЕТА-ИСТОЧНИКА ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Цель работы: определение активности источника бета-излучения абсолютным методом, определение поправок на точность измерения параметров, приобретение опыта работы с радиометрической аппаратурой.

5.1. Краткие теоретические сведения

Определение активности источников ионизирующего излучения является обязательной задачей при решении вопросов обеспечения радиационной безопасности. Важными причинами являются широкое использование источников ионизирующих излучений в различных областях науки, техники и медицины, постоянное развитие и совершенствование атомной энергетики, а также обеспечение безопасности населения в условиях растущего загрязнения окружающей среды радиоактивными веществами.

Атом является мельчайшей частицей вещества, радиус атома около 10^{-8} см. Почти вся масса атома сосредоточена в его ядре, которое характеризуется количеством протонов Z , положительным зарядом Ze , и массовым числом A , равным общему числу протонов и нейтронов. Атомы с одинаковым Z и разным A называют изотопами данного элемента.

При внешнем воздействии электрон может выйти за пределы атома, если энергия воздействия больше энергии $\Delta E = E_n$, которую называют энергией связи электрона в атоме. Чем ближе к ядру, тем эта энергия больше. Энергию измеряют в электронвольтах (эВ): $1 \text{ эВ} = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Дж. Такую энергию приобретает электрон при прохождении разности потенциалов в 1 вольт.

Энергия связи электрона в атоме у тяжелых элементов составляет около 100 эВ, а у протонов и нейтронов в тех же элементах она превышает 7 МэВ.

Оболочки атома обозначают буквами латинского алфавита: K, L, M, \dots . Все электроны одной оболочки имеют одинаковую энергию E_n , складывающуюся из потенциальной и кинетической энергий.

Превращение одного ядра в другое и образование изотопов может происходить как при внешнем воздействии, так и самопроизвольно при испускании протонов, нейтронов или электронов внутренней конверсии.

При сообщении внешней энергии большей чем энергия возбуждения, ядро переходит на один из возбужденных уровней. Возвращение в основное состояние сопровождается либо испусканием гамма-кванта, либо испусканием одного или при большой энергии возбуждения нескольких протонов и нейтронов.

Стабильность ядер атомов зависит от величины Z и соотношения между количеством нейтронов и протонов в них. Легкие ядра стабильны, если соот-

ношение между числом протонов и нейтронов примерно 1:1, тяжелые – при соотношении примерно 1:1,5.

Существуют различные виды радиоактивного излучения: альфа-излучение, бета-распад (в том числе электронный захват), гамма-излучение ядер, спонтанное деление тяжелых ядер, протонная радиоактивность.

В общем случае возможны три вида бета-распада ядра [11; 12]. Ядра, имеющие избыток нейтронов, испускают электроны (бета-отрицательные частицы). При этом один из нейтронов ядра, испуская электрон и нейтрино, превращается в протон. Заряд ядра при этом увеличивается на единицу, а массовое число остается неизменным.

Ядра, имеющие избыток протонов, испускают позитроны (бета-положительные частицы) – положительно заряженные электроны, которые возникают в результате превращения протона в нейтрон. В результате заряд ядра уменьшается на единицу.

Еще один вариант бета-распада – это электронный захват (e -захват), при котором происходит захват ядром электрона с одной из электронных оболочек (K , L , и т. д.). При этом происходит самопроизвольное ядерное превращение с уменьшением заряда ядра на единицу, но распада ядра не происходит.

Последовательность и период распада каждого конкретного ядра нельзя предсказать, можно лишь определить, с какой вероятностью оно испытает ядерное превращение за единичный отрезок времени. Вероятность радиоактивного распада называют постоянной распада λ , а единицей ее измерения является s^{-1} .

Очевидно, что число распавшихся ядер dN за промежуток времени от t до $t + dt$ пропорционально длительности промежутка и числу нераспавшихся ядер N в момент времени t :

$$dN = -\lambda \cdot N \cdot dt. \quad (5.1)$$

Знак минус указывает на уменьшение числа радиоактивных ядер. Решение этого дифференциального уравнения называется законом радиоактивного распада:

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t}, \quad (5.2)$$

где $N(t)$ – число ядер радиоактивного изотопа через время t ;

N_0 – число ядер радиоактивного изотопа в начальный момент ($t = 0$).

Время, за которое число ядер радиоактивного изотопа уменьшается вдвое, называется периодом полураспада $T_{1/2}$. Из закона радиоактивного распада можно получить связь между этой величиной и постоянной распада:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}. \quad (5.3)$$

Периоды полураспада ядер различных радиоактивных изотопов различаются в больших пределах – от 10^{-7} до 10^{16} лет.

Активность радионуклида рассматривается как количество самопроизвольных ядерных превращений за единицу времени, которое изменяется, так же как и число радиоактивных ядер, по закону радиоактивного распада:

$$A(t) = A_0 \cdot e^{-\lambda t} = A_0 e^{\frac{-0,693}{T_{1/2}} t}, \quad (5.4)$$

где A_0 – начальная активность источника. Единица измерения активности – беккерель (Бк). 1 Бк – активность такого источника, в котором происходит 1 ядерное превращение в секунду. Внесистемная единица активности кюри (Ки), 1 Ки = $3.7 \cdot 10^{10}$ Бк.

Бета-частицы могут сталкиваться с ядрами и электронами вещества, испытывая упругие и неупругие соударения. Для бета-частиц возможно упругое рассеяние, которое с большей вероятностью может происходить на ядрах при низких энергиях электронов ($E_\beta < 0,5$ МэВ) и на электронах упругое рассеяние в Z раз менее вероятно, чем на ядрах. Возможно и прямое столкновение, и в редких случаях – сдвиг ядер атомов кристаллической решетки.

Если энергия бета-частиц превышает энергию связи электрона с ядром (около 1 МэВ), то начинает преобладать неупругое рассеяние на электронах, связанных с атомами твердого тела, и потери энергии происходят за счет процессов ионизации и возбуждения атомов. Одним из вариантов неупругого взаимодействия является K -захват.

Тормозное бета-излучение возможно при больших энергиях электронов, когда главным механизмом потерь энергии является радиационное торможение.

В любом случае столкновения бета-частиц с веществом процессы рассеяния бета-частиц со средой приводят к изменению направления их движения или возникновению процессов радиационного торможения, вследствие которых интенсивность пучка бета-частиц уменьшается экспоненциально с ростом толщины поглотителя d , то есть для бета-частиц справедлива формула

$$\varphi = \varphi_0 \cdot e^{-\mu_M d}, \quad (5.5)$$

где μ_M – массовый коэффициент поглощения электронов $\text{см}^2/\text{г}$;

d – толщина поглотителя, $\text{г}/\text{см}^2$.

Бета-частицы в веществе обычно движутся по ломаной линии, поскольку они при столкновении отклоняются от первоначального направления движения, а пробег бета-частиц одинаковых энергий имеет значительный разброс, поскольку бета-частицы имеют малую массу и упругое рассеяние происходит в большей степени на ядрах, чем на электронах.

Для оценки величины пробега бета-частиц используется понятие максимального пробега R_{\max} – то есть пробега, который соответствует минимальной толщине вещества, при которой полностью задерживаются все бета-частицы с начальной энергией, равной максимальной энергии бета-спектра E_{\max} .

Бета-частицы при столкновении теряют энергию, величина которой пропорциональна числу n электронов в единице объема вещества:

$$n = N_A Z \rho / A ,$$

где N_A – число Авогадро;

Z – атомный номер;

ρ – плотность;

A – массовое число.

Потери энергии примерно одинаковы для слоев вещества разной толщины, но одинаковой массы.

Важным фактором, влияющим на величину энергии бета-частицы, является распределение энергии, высвобождающейся при распаде. Энергия бета-распада распределяется между тремя частицами: электроном (или позитроном), антинейтрино (или нейтрино) и ядром.

В табл. 5.1 показана средняя глубина пробега бета-частиц в воздухе, биологической ткани и алюминии.

Таблица 5.1

Средняя глубина пробега бета-частиц

Максимальная энергия бета-частиц, МэВ	Воздух, см	Биологическая ткань, мм	Алюминий, мм
0,01	0,13	0,002	0,0006
0,05	2,91	0,046	0,0144
0,1	10,1	0,158	0,050
0,5	119	1,87	0,593
1,0	306	4,80	1,52
1,5	494	7,8	2,47
2,0	710	11,1	3,51
2,5	910	144,3	4,52

Каждая из легких частиц может получить в ходе взаимодействия с веществом практически любую энергию и реальное соотношение энергий частиц носит вероятностный характер, вследствие чего кинетическая энергия электрона (позитрона) E_e может изменяться от нуля до максимально возможной E_{\max} – верхней границей бета-спектра.

В результате при бета-распаде распределение по энергии количества бета-частиц является непрерывным. На рис. 5.1. показаны наиболее характерные точки зависимости $N(E)$: максимальная энергия E_{\max} ; средняя энергия \bar{E} ; наиболее вероятная энергия E_p бета-спектра.

Экспериментально измеряя величину энергии при одном бета-распаде, установлено, что средняя энергия одного распада не равняется верхней границе бета-спектра, а оказывается всегда меньше, чем максимальная величина энергии в спектре.

Средняя энергия электронов в спектре составляет примерно $E_{\max}/3$, энергия E_p соответствует такой величине энергии, при которой энергия нейтрино (антинейтрино) равна нулю и бета-частица приобретает всю энергию бета-распада [11].

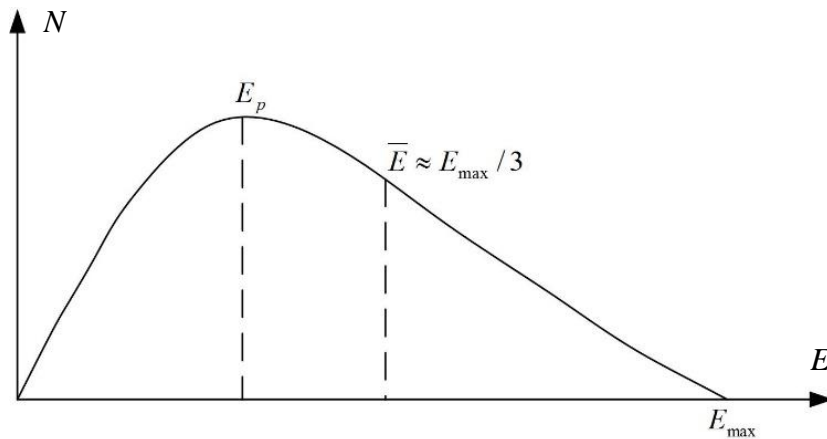


Рис. 5.1. Распределение количества бета-квантов по энергии

Максимальную энергию бета-спектра или бета-распада E_{\max} либо определяют расчетным путем, либо с некоторой точностью по экспериментально измеренным спектрам, где максимальная энергия бета-распада соответствует точке пересечения линии бета-спектра с осью энергии.

Максимальная энергия бета-распада E_{\max} является характеристикой радионуклида и приводится в справочной литературе.

Значения максимального пробега зависят от величины энергии бета-частиц и могут быть определены по таблицам или эмпирическим формулам.

Максимальный пробег бета-частиц можно определить экспериментально при введении поглотителя (обычно используется алюминий) такой толщины, при которой уровень бета-частиц уменьшается до минимальной величины на уровне фона.

Оценить величину максимального пробега бета-частиц можно также по величине слоя половинного ослабления бета-излучения $d_{1/2}$, который определяется как слой, который снижает вдвое количество частиц от источника.

Величина максимального пробега выражается в единицах длины (мм, см) или в единицах поверхностной плотности ($\text{мг}/\text{см}^2$, $\text{г}/\text{см}^2$), аналогично измеряются и слой половинного поглощения, и толщина поглотителя:

$$d = l \cdot \rho, \quad (5.6)$$

где ρ – плотность поглощающего вещества, $\text{г}/\text{см}^3$.

В пределах толщин $0,05 R_{\max} < d < 0,35 R_{\max}$ ослабление бета-частиц описывается экспоненциальной зависимостью

$$N_d = N_0 \cdot e^{-\mu_m d}, \quad (5.7)$$

где N_d – скорость счета при толщине поглотителя d ;

N_0 – скорость счета при отсутствии поглотителя;

μ – массовый коэффициент ослабления ($\text{см}^2/\text{г}$), связанный со слоем половинного ослабления соотношением

$$\mu = \frac{0,693}{d_{1/2}}$$

Прологарифмировав выражение (5.7), получим

$$\ln N_d = \ln N_0 - 0,693 \cdot \frac{d}{d_{1/2}},$$

откуда

$$d_{1/2} = 0,693 \cdot \frac{d}{(\ln N_0 - \ln N_d)}. \quad (5.8)$$

Расчет $d_{1/2}$ нужно проводить с учетом фона $N_i = N_{i+f} - N_f$, затем по табл. 5.2 определяют E_{\max} и вид радионуклида. При статистической обработке и многократных измерениях определение E_{\max} производим для среднего значения толщины слоя половинного поглощения.

Таблица 5.2

Значения $d_{1/2}$ в алюминии в зависимости от максимальной энергии бета-спектра

Максимальная энергия бета-частиц, МэВ	$d_{1/2}$, мг/см ²
0,01	0,1
0,02	0,3
0,05	0,8
0,10	1,8
0,20	3,9
0,30	7,0
0,40	11,7
0,50	17,5
0,60	24,0
0,70	30,0
0,80	37,0
0,90	45,0
1,00	53,0
1,25	74,0
1,50	97,0
1,75	119,0
2,00	140,0
2,50	173,0

Перед выполнением задания необходимо изучить схемы распада радионуклидов Na-22, Cs-137, Co-60. Выяснить, какие частицы испускаются при их распаде, каковы энергии испускаемых частиц. Характеристики некоторых изотопов приведены в табл. 5.3.

Таблица 5.3

Характеристика некоторых радиоактивных изотопов

Порядковый номер элемента	Изотоп	Период полураспада $T_{1/2}$	Максимальная энергия бета-частиц, МэВ
6	^{14}C	5700 лет	0,156
11	^{24}Na	14,9 ч	1,400
15	^{32}P	14,5 дней	1,711
16	^{35}S	87 дней	0,167
19	^{40}K	$1,2 \cdot 10^9$ лет	1,300
20	^{45}Ca	153 дня	0,256
27	^{60}Co	5,271 года	0,320
38	^{90}Sr	28,91 года	0,546
39	^{90}Y	64,4 ч	2,281
55	^{137}Cs	30,08 лет	1,173
81	^{204}Tl	3,783 года	0,763

5.2. Измерение активности бета-источников и оценка эффективности измерительной установки бета-источника

Схема установки для измерения активности радионуклидов показана на рис. 5.2. В измерительной установке всегда принимаются меры для ослабления влияния фона от природных источников космического и земного происхождения, поэтому детектор и источник расположены в свинцовом «домике».

Для определения активности источника бета-частиц в данной работе используется сцинтилляционный детектор, посредством которого происходит регистрация числа самопроизвольных ядерных превращений в исследуемом источнике по числу испускаемых им частиц, в работе установки используется абсолютный метод измерения, который предполагает знание схемы распада радионуклида, то есть знание вида и количества частиц, возникающих в одном ядерном превращении.

Особенностью используемого торцевого счетчика является возможность регистрации только бета-частиц, которые попадают во входное окно детектора, а значит, находятся внутри телесного угла ω (рис. 5.2).

При сложной схеме распада источник может иметь несколько радионуклидов, испускающих одновременно бета-частицы разных энергий. Особенностью используемой схемы измерения является изотропное испускание бета-частиц источником, при котором в направлении счетчика вылетает только часть частиц в пределах телесного угла.

Однако не все эти частицы могут попасть в рабочий объем счетчика, поскольку они могут как рассеяться, так и поглотиться. Поглощение частиц может произойти в самом источнике и стенках его корпуса или во время пролета к входному окну детектора. Кроме того, в рабочий объем счетчика частицы могут попасть в момент так называемого «мертвого» времени счетчика τ_M , в течение которого не может происходить регистрация.

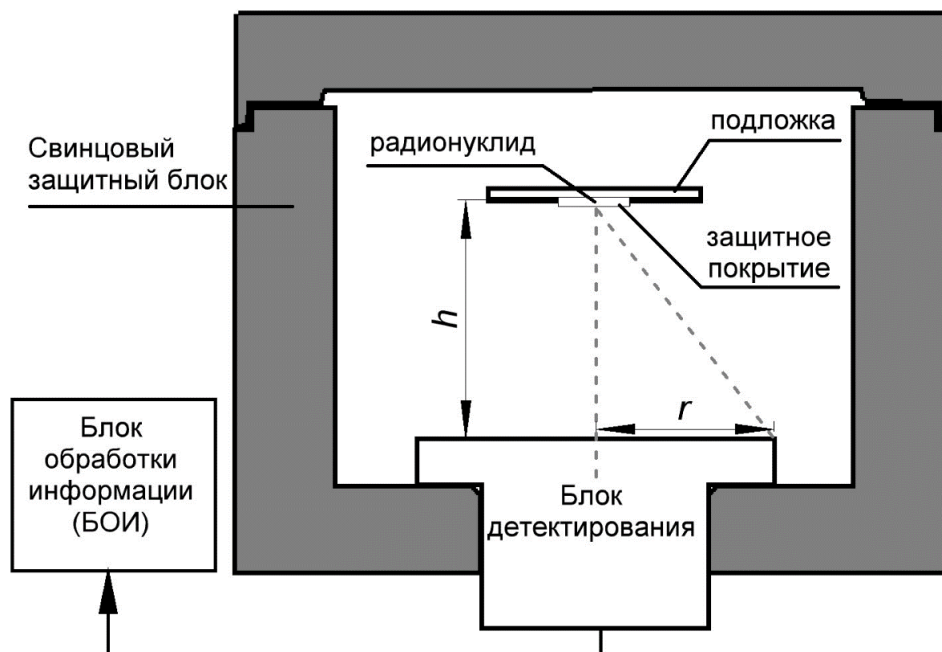


Рис. 5.2. Схема установки для измерения активности источника

Из причин, которые влияют на точность измерения, можно отметить фоновое излучение, а также возможность попадания в рабочий объем и регистрации переотраженных или рассеянных частиц. Необходим учет всех указанных факторов, чтобы определить, какая часть зарегистрированных импульсов является ошибочной.

Для этого необходимо учитывать следующие факторы:

- 1) «мертвое» время счетчика и счетной установки;
- 2) фон счетчика, включая самопроизвольные импульсы;
- 3) эффективность счетчика;
- 4) воспроизводимость показаний;
- 5) значение телесного угла, под которым счетчик виден из препарата;
- 6) поглощение и рассеяние бета-излучения по пути в чувствительный объем счетчика;
- 7) обратное рассеяние бета-излучения от подложки препарата;
- 8) самопоглощение и саморассеяние бета-излучения в препарате;
- 9) схему распада изотопа;
- 10) статистические и другие ошибки измерений.

Расчет активности можно выполнить, учтя указанные факторы, по выражению

$$A = \frac{N \cdot p - N_{\phi} \cdot p_{\phi}}{K} \text{ расп/с}, \quad (5.9)$$

где A – активность источника, расп/с;

N – скорость счета с источником, имп/с;

N_{ϕ} – скорость счета импульсов фона, имп/с;

p, p_{ϕ} – поправки на «мертвое» время установки при измерении N и N_{ϕ} соответственно;

K – полная эффективность измерительной установки, имп/расп.

Эффективность установки определяется указанными факторами и параметрами источника:

$$K = \sum_i \sum_j (\omega a n f q s \varepsilon)_{ij} = \omega \sum_{i=1}^l a_i \sum_j^{m_i} (n f q s \varepsilon), \quad (5.10)$$

где ω – поправка на телесный угол;

n_{ij} – поправка на схему распада, бета-част./расп;

f_{ij} – поправка на поглощение бета-частиц на пути от источника до рабочего объема счетчика;

q_{ij} – поправка на обратное рассеяние бета-частиц от подложки источника;

s_{ij} – поправка на самопоглощение и саморассеяние бета-частиц в веществе источника;

ε_{ij} – поправка на эффективность регистрации бета-частиц счетчиком, имп/бета-част;

l – количество радионуклидов в источнике;

a_i – относительная активность i -го нуклида в источнике;

m_i – число парциальных бета-спектров у i -го нуклида, включая электроны конверсии, если они имеются.

В случае простой схемы распада изотопов, когда каждый акт распада сопровождается испусканием моноэнергетической бета-частицы, абсолютная активность источника будет равна

$$A = \frac{N \cdot p - N_{\phi} \cdot p_{\phi}}{K} = \frac{Np - N_{\phi} p_{\phi}}{\omega a n f q s \varepsilon}. \quad (5.11)$$

В случае сложного бета-спектра или при наличии смеси бета-излучателей в источнике поправки $a, n, q, s, f, \varepsilon$ вычисляются для каждого i -го изотопа отдельно с учетом относительной активности изотопов, а абсолютная активность источника определяется по формуле

$$A = \frac{N \cdot p - N_{\phi} \cdot p_{\phi}}{K} = \frac{Np - N_{\phi} p_{\phi}}{\omega(a_1 n_1 f_1 q_1 s_1 \varepsilon_1 + a_2 n_2 f_2 q_2 s_2 \varepsilon_2 + \dots)}. \quad (5.12)$$

Методом определенного (фиксированного) телесного угла можно определить абсолютную активность источника со средней точностью 5–10 %. Точ-

ность определения зависит от граничной энергии бета-излучения и тщательного учета вводимых поправок.

Величина поправок зависит от многих параметров. При выполнении настоящей работы рекомендуется принять следующие поправки.

Относительная активность i -го нуклида в источнике в зависимости от количества ветвей в схеме распада. Например, для ^{137}Cs $a_1 = a_2 = 0,5$.

Поправка на поглощение и рассеяние в источнике s . Часть бета-частиц, испускаемых источником, поглощается или рассеивается в самом источнике. Для многих реальных случаев эту поправку можно считать равной единице [11].

Эффективностью счетчика ε называется вероятность регистрации счетчиком исследуемого излучения при условии, что оно проникает в счетчик.

Эффективность счетчика бета-излучения незначительно изменяется в рабочем диапазоне энергии излучения и ее можно принять со степенью точности, равной 100 %. $\varepsilon_{ij} = 1$.

Остальные поправки необходимо вычислять.

Поправка на разрешающее время измерительной установки p . Указанная поправка определяется исходя из той доли частиц, которая не может быть зарегистрирована в «мертвое» время измерительной установки $N\tau_M$. За это время не будут зарегистрированы в среднем $N_0N\tau_M$ частиц. Общая сумма всех частиц за это время $N_0 = N + N_0N\tau_M$, отсюда поправка на разрешающее время

$$p = \frac{N_0}{N} = \frac{1}{1 - N\tau_M}. \quad (5.13)$$

Для сцинтилляционных счетчиков τ_M составляет около 10^{-6} с. «Мертвое» время установки для используемого счетного устройства (детектор БДПА-01 + программа ATAS) $\tau_M = 2 \cdot 10^{-6}$ с.

Поправка на телесный угол ω . Точечный источник испускает частицы во всех направлениях (телесный угол 4π), но в детектор долетают только частицы в пределах телесного угла $\Delta\omega$. Доля таких частиц

$$\omega = \frac{\Delta\omega}{4\pi}. \quad (5.14)$$

Для точечного источника поправка на телесный угол:

$$\omega = 0,5(1 - \cos\alpha) = 0,5\left(1 - \frac{h}{\sqrt{h^2 + r^2}}\right), \quad (5.15)$$

где h – расстояние от источника до входного окна детектора;

r – радиус входного окна детектора.

Поправка на поглощение бета-частиц f . Поглощение бета-частиц происходит во время пролета через защитный материал источника, слой воздуха между источником и детектором и слюдяное покрытие защитного окна детектора. Поправка на поглощение f может быть определена расчетным, а также экспериментальным путем.

Для экспериментального определения поправки между источником и детектором помещают поглотитель и, увеличивая его толщину, определяют скорость счета N [12].

Затем строят график зависимости логарифма скорости счета за вычетом фона от толщины поглотителя x , выраженную в миллиграммах на квадратный сантиметр $\ln(N - N_{\phi}) = f(d)$ (рис. 5.3). При построении принимается плотность поглотителя ρ в г/см³ и толщина поглотителя

$$x = \rho d. \quad (5.16)$$

Далее влево от начала координат откладывают суммарную толщину слюдяного окна детектора, слоя воздуха и защитного материала источника, закрывающего источник, также выраженные в миллиграммах на квадратный сантиметр.

По графику зависимости можно определить среднюю толщину слоя половинного поглощения $d_{1/2}$, необходимого для уменьшения вдвое начальной интенсивности бета-излучения, то есть

$$\frac{N_{d_1}}{N_{d_2}} = 2, \quad \ln \frac{N_{d_1}}{N_{d_2}} = \ln 2,$$

следовательно,

$$\ln N_{d_1} - \ln N_{d_2} = 0,69.$$

Продолжаем график логарифма скорости счета и находим $\ln N_0$ и величину N_0 . Величина N – это измеренная скорость счета импульсов при отсутствии поглотителя. Находим поправку как

$$f = \frac{N}{N_0}. \quad (5.17)$$

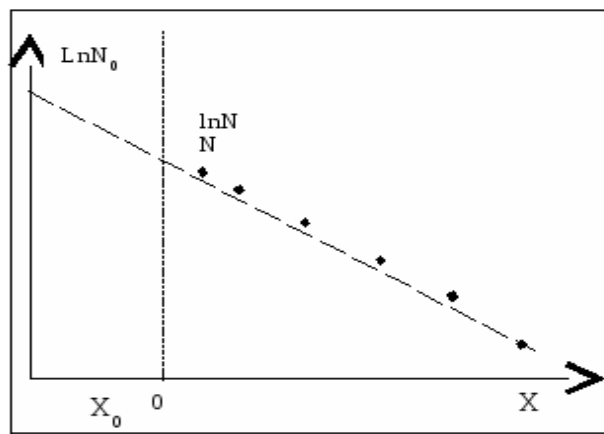


Рис. 5.3. Зависимость логарифма скорости счета за вычетом фона от толщины поглотителя

Поправка на обратное рассеяние q. Радиоактивное вещество при измерении его активности наносят на подложку. Часть бета-частиц, которые вылетают из источника к подложке, рассеивается подложкой в обратном направлении и попадает в детектор. Это увеличивает скорость счета.

Поправка на обратное рассеяние зависит от энергии бета-частиц, материала и толщины подложки, на которой расположен источник. Для используемых в работе источников значение q можно найти из табл. 5.4 [13].

Таблица 5.4

Поправка на обратное рассеяние бета-частиц

E_β , МэВ	0,6	0,7	0,8	1,0	1,02	1,4	1,8	2,5
q	1,18	1,20	1,21	1,23	1,25	1,27	1,28	1,3

Поправка на схему распада n. Такая поправка определяется как часть общего количества частиц, которая указана на схеме распада в процентах для каждой линии распада источника (бета-част./расп), а также с возможным учетом электронов конверсии.

Так, например, для радионуклида ^{137}Cs поправки на распад будут $n_1 = 0,92$ и $n_2 = 0,08$ (парциальные спектры с максимальными энергиями $E_1 = 0,51$ МэВ и $E_2 = 1,17$ МэВ).

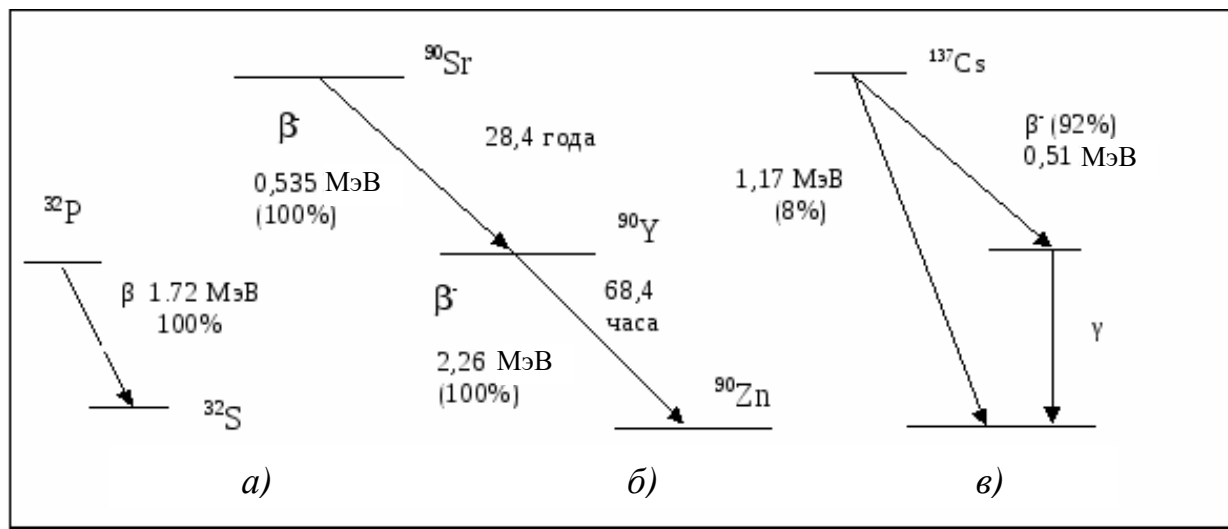


Рис. 5.3. Схемы радиоактивного распада:
a – простая; *б*, *в* – сложная

Статистические ошибки измерения. Счетчик за одинаковые промежутки времени сосчитывает различное количество бета-частиц, так как из источника они вылетают неравномерно (флуктуации распада, углового распределения и другие случайные процессы).

Квадратичную ошибку измерения \sqrt{N} можно определить, сосчитав число бета-частиц N за заданный промежуток времени. Относительная квадратичная ошибка в процентах:

$$\Delta = 100 \frac{\sqrt{N}}{N} = \frac{100}{\sqrt{N}} \% \quad (5.18)$$

Очевидно, что с ростом числа импульсов относительная флуктуация в счете уменьшается.

Плотность потока бета-частиц от источника на заданном руководителем расстоянии R можно определить по формуле

$$\Phi = \frac{n_{\beta} A}{4\pi R^2} e^{-\mu_{\text{ист}} R} \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (5.19)$$

где n_{β} – относительный выход (число испущенных бета-частиц на один распад);

$\mu_{\text{ист}}$ – линейный коэффициент ослабления потока бета-частиц в воздухе для радионуклида (справочные данные);

R – это расстояние до источника в сантиметрах.

Используя выражение (5.19), можно принять $\Phi = D_{\text{пл}}$ (допустимую плотность потока), что позволит рассчитать, например, активность точечного источника для работы в течение заданного времени.

Рассчитать эквивалентную дозу H , создаваемую источником за годовой период рабочего времени на расстоянии R согласно формуле

$$H = 0,5\Phi(\overline{P}_{sr} + \overline{P}_y) \cdot 1,6 \cdot 10^{-13} \cdot t \cdot 3600 \cdot K \text{ Зв}, \quad (5.20)$$

где $\overline{P}_{sr} = 0,37 \text{ МэВ} \cdot \text{м}^2 / \text{кг}$, $\overline{P}_y = 0,23 \text{ МэВ} \cdot \text{м}^2 / \text{кг}$ – усредненные по спектру бета-частиц потери энергии в биологической ткани [14; 15];

$1,6 \cdot 10^{-13}$ – переводной коэффициент ($1 \text{ МэВ} = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ Дж}$);

$t = 1700 \text{ ч}$ – годовой фонд рабочего времени;

3600 – количество секунд в одном часе;

$K = 1$ – коэффициент качества бета-излучения.

5.3. Порядок выполнения работы

Выполнение работы проводится с использованием источника ионизирующего излучения ОРИБИ, подставки для данного источника, набора фильтров и блока детектирования БДПБ-01, подключенного к персональному компьютеру согласно схеме на рис. 1.3.

При выполнении расчетов необходимо учесть следующие данные:

– толщина и материал защитного покрытия выданного источника приведены в табл. 1.2 первого раздела практикума;

– расстояние от окна БД до источника излучения приведено на рис. 1.5 и равняется 40 мм;

– толщина светозащитной пластиковой пленки окна БД – 10 мкм;

– диаметр входного окна БД БДПБ-01 равняется 60 мм;

– расстояние от фильтра до окна БД равняется 18 мм;

– «мертвое» время лабораторной установки равняется $2 \cdot 10^{-6}$ с.

1. После подготовки лабораторного комплекса к проведению измерений необходимо без установленного источника измерить фоновое значение скорости счета бета-излучения в лабораторной установке с установленным временем набора, равным 240 с. Сохраните измерение на диск.

2. Поместите в центрирующее отверстие на верхней пластине подставки выданный источник излучения. Проведите измерение скорости счета от источника с установленным временем набора, равным 240 с. Сохраните измерение на диск.

3. Проведите измерение скорости счета от источника с пятью различными фильтрами, размещенными на подставке между сцинтиллятором блока детектирования и источником. Установите время набора 240 с. Информация о материале и толщине фильтров для измерения выдается преподавателем. Сохраните измерение на диск.

4. Данные о скорости счета для каждого проведенного измерения необходимо свести в табл. 5.5.

5. Рассчитайте $N_{пр}$ и $\ln N_{пр}$ для каждого измерения.

Таблица 5.5

Экспериментальные данные

Толщина фильтра	Скорость счета частиц N , имп/с	$N_{пр} = N - N_{ф}$, имп/с	$\ln N_{пр}$, имп/с	$\ln N_0 - \ln N_{пр}$, имп/с
Без фильтра				
Толщина № 1				
Толщина № 2				
Толщина № 3				
Толщина № 4				
Толщина № 5				

Обработка экспериментальных данных

Порядок расчета активности по измеренной скорости счета N от радиоактивного источника следует принять следующий: ввести поправку на разрешающее время и получить n_0 , вычесть фон, учесть телесный угол, поглощение бета-частиц с помощью формул (5.13)–(5.17) и выполнить расчет активности.

Последовательность обработки данных следующая:

1. По данным табл. 5.5 постройте графическую зависимость $\ln N_{\text{пр}}$ от толщины поглотителя x (рис. 4.2).

2. По рис. 4.2 определите толщину половинного ослабления для алюминия.

3. Используя рис. 4.2, определите величину N_0 и рассчитайте поправочный коэффициент f .

4. По формуле (5.14) рассчитайте поправочный коэффициент ω .

5. Определите остальные поправочные коэффициенты для бета-частиц исследуемого источника.

6. По формуле (5.10) рассчитайте эффективность счета установки K .

7. По формуле (5.13) с учетом данных табл. 5.4 рассчитайте поправку p .

8. По формуле (5.11) с учетом эффективности счета рассчитайте активность источника бета-частиц.

9. Пользуясь табл. 5.2., определите максимальную энергию бета-частиц. Сравните с данными табл. 5.3.

10. Рассчитайте плотность потока бета-частиц от источника на заданном руководителем расстоянии R .

11. Рассчитайте эквивалентную дозу H , создаваемую источником за годовой период рабочего времени на расстоянии R согласно формуле (5.20).

12. Сравните полученное H с предельно допустимой дозой.

Содержание отчета:

1. Схема измерительной установки.

2. Исходные данные, необходимые для учета в процессе работы.

3. Данные измерений (табл. 5.5).

4. Вычислительные и графические процедуры обработки данных.

5. Конечные результаты по п. 1–3 порядка выполнения работы.

6. Выводы по работе.

5.4. Контрольные вопросы

1. Что такое активность радионуклидного источника ионизирующих излучений и в каких единицах она выражается?
2. В чем состоит абсолютный метод измерения активности источника?
3. Дайте логическое объяснение формуле (5.11), по которой рассчитывается активность согласно абсолютному методу ее измерения.
4. Поясните смысл поправочных коэффициентов, входящих в формулу (5.12).
5. Что такое эквивалентная доза ионизирующего излучения?
6. Что означает «мертвое» время счетчика и счетной установки?
7. Как учитывается фон счетчика, включая самопроизвольные импульсы?
8. Описать спектр энергий бета-излучения. Чем определяется верхняя граница спектра?
9. Как оценивается эффективность счетчика и воспроизводимость показаний?
10. Как происходит взаимодействие бета-излучения с веществом и как влияют процессы поглощения, рассеяния и обратного рассеяния бета-излучения на показания счетчика?
11. Какое влияние оказывают самопоглощение и саморассеяние бета-излучения в препарате? А схема распада изотопа на точность измерений?
12. Какие существуют статистические и другие ошибки измерений при измерении активности бета-источника?
13. Поглощение бета-излучения в веществе. Зависимость плотности потока бета-частиц J от толщины поглотителя d . Общий и массовый коэффициенты поглощения.
14. Что называется бета-распадом? Какие бывают виды бета-распада?
15. Как распределяется энергия бета-распада между электроном и антинейтрино?
16. Чем определяется энергия бета-спектра?
17. Каков механизм потери энергии электронов при прохождении в веществе?
18. Какие процессы происходят при прохождении бета-частиц через различные толщины поглощающих веществ?
19. Как определяется максимальная энергия бета-частиц?

Таблица П. 1.1

Линейные коэффициенты ослабления μ узкого пучка гамма-лучей
(в см^{-1}) в металлах

Энергия излучения, МэВ	Железо $\rho = 7,89$ г/см ³	Кобальт $\rho = 8,6$ г/см ³	Медь $\rho = 8,9$ г/см ³	Цинк $\rho = 7,1$ г/см ³	Свинец $\rho = 11,34$ г/см ³	Алюминий $\rho = 2,7$ г/см ³
0,10	2,82	3,21	3,94	3,10	60,0	0,444
0,125	1,95	2,04	2,80	2,40	35,0	0,388
0,15	1,58	1,83	1,92	1,85	24,4	0,362
0,175	1,27	1,42	1,62	1,34	15,4	0,336
0,2	1,13	1,29	1,40	1,17	11,8	0,323
0,25	0,94	1,02	1,09	0,900	6,58	0,296
0,3	0,85	0,921	0,950	0,772	4,76	0,278
0,35	0,78	0,840	0,886	0,705	3,31	0,265
0,4	0,73	0,782	0,824	0,654	2,51	0,251
0,5	0,66	0,702	0,732	0,580	1,72	0,228
0,6	0,60	0,640	0,670	0,531	1,37	0,210
0,7	0,56	0,597	0,624	0,493	1,12	0,196
0,8	0,52	0,562	0,585	0,462	0,99	0,184
0,9	0,50	0,530	0,551	0,437	0,86	0,176
1,0	0,47	0,501	0,552	0,413	0,79	0,166
1,1	0,45	0,478	0,497	0,394	0,72	0,158
1,2	0,43	0,459	0,476	0,377	0,68	0,152
1,3	0,41	0,440	0,456	0,362	0,64	0,146
1,4	0,40	0,423	0,442	0,348	0,60	0,141
1,5	0,38	0,410	0,426	0,336	0,58	0,137
1,6	0,37	0,396	0,413	0,326	0,55	0,131
1,7	0,36	0,384	0,400	0,316	0,54	0,128
1,8	0,35	0,375	0,390	0,308	0,53	0,124
1,9	0,34	0,364	0,380	0,300	0,52	0,120
2,0	0,33	0,355	0,371	0,294	0,51	0,117

Таблица П. 2.1

Параметры и единицы измерений ионизирующих излучений

Параметры	Единицы измерений	
	международные (СИ)	внесистемные
1. Активность (А)	беккерель (Бк), 1 Бк = 1 расп/с	кюри (Ки), 1 Ки = = $3,7 \cdot 10^{10}$ расп/с = = $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк
2. Доза излучения (облучения): экспозиционная (Х или $D_{\text{эксп}}$) поглощенная ($D_{\text{п}}$) эквивалентная (Н) эффективная (Е)	кулон на килограмм, 1 Кл/кг = = $3,88 \cdot 10^3$ Р грэй (Гр), 1 Гр = 1 Дж/кг = = 100 рад зиверт (Зв), 1 Зв = 100 бэр зиверт, 1 Зв = 100 бэр	рентген, 1 Р = $2,58 \cdot 10^{-4}$ Кл/кг рад, 1 рад = 100 эрг/г = = 0,01 Гр бэр, 1 бэр = 0,01 Зв бэр, 1 бэр = 0,01 Зв
3. Мощность дозы излучения: экспозиционная (Х, $D_{\text{эксп}}$) поглощенная ($D_{\text{п}}$) эквивалентная (Н)	(Кл/кг)/ч; (Кл/кг)/с Гр/ч; Гр/с Зв/ч; Зв/с	Р/ч; Р/с рад/ч; рад/с бэр/ч; бэр/с
4. Уровень радиоактивного загрязнения (ДЗ)	Бк/м ² ; Бк/см ² , 1 Бк/см ² = = $3 \cdot 10^{-3}$ част/мин·см ²	част/(мин·см ²)

Таблица П. 3.1
 Гамма-постоянные по мощности поглощенной дозы Γ_D
 и по мощности экспозиционной дозы Γ_X
 для некоторых радионуклидов

Радионуклид	$T_{1/2}$	Γ_D , аГр·м ² /(с·Бк)	Γ_X , Р·см ² /(ч·мКи)
²² Na	2,603 года	77,3	11,8
⁵⁴ Mn	312,2 сут	30,2	4,61
⁵⁹ Fe	44,52 сут	40,5	6,18
⁶⁰ Co	5,273 года	83,8	12,8
⁶⁵ Zn	243,9 сут	20,0	3,06
⁷⁴ As	17,77 сут	28,5	4,35
⁸⁵ Kr	10,73 года	0,0845	0,0129
⁹⁵ Zr+ ^{95m} Nb	64,02 сут	27,0	4,12
⁹⁵ Nb	35,01 сут	28,0	4,27
¹³¹ I	8,054 сут	14,1	2,16
¹³⁴ Cs	2,062 года	57,1	8,72
¹³⁷ Cs+ ^{137m} Ba	30,17 года	21,2	3,24
¹³³ Ba	10,54	19,6	2,99
¹⁴⁰ La	40,28 часа	76,4	11,7
¹⁵⁵ Eu	4,680 года	2,23	0,340
²²⁶ Ra*	1600 лет	59,1	9,03

* – в равновесии с основными дочерними продуктами распада до ²¹⁰Pb.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Петрушанский, М. Г. Основы физики ионизирующих излучений : учеб. пособие / М. Г. Петрушанский. – Оренбург : Изд-во ОГУ, 2008. – 129 с.
2. Капитонов, И. М. Введение в физику ядра и частиц : учеб. пособие / И. М. Капитонов. – М. : УРСС, 2002. – 383 с.
3. Справочник нуклидов-2 / В. М. Михайлов [и др.] ; под ред. В. М. Михайлова. – 2-е изд., перераб. и дополн. – М. : ЦНИИАТОМИНФОРМ, 2002. – 348 с.
4. Волковец, А. И. Теория вероятностей и математическая статистика : учеб.-метод. пособие / А. И. Волковец, А. Б. Гуринович. – Минск : БГУИР, 2015. – 92 с.
5. Бушуев, Ю. И. Радиометрия и дозиметрия. Защита от ионизирующих излучений : практикум / Ю. И. Бушуев, Ю. В. Азаренко. – Горки : БГСХА, 2011. – 88 с.
6. Санитарные нормы и правила «Требования к радиационной безопасности»: СанПиН от 28.12.2012 № 213. – Введ. 01.01.2013. – Минск : Министерство здравоохранения Респ. Беларусь, 2012. – 40 с.
7. Чернушевич, Г. А. Радиационная безопасность. Лабораторный практикум : учеб. пособие / Г. А. Чернушевич, В. В. Перетрухин, В. В. Терешко. – Минск : БГТУ, 2007. – 134 с.
8. Колпаков, П. Е. Основы ядерной физики : учеб. пособие / П. Е. Колпаков. – М. : Просвещение, 2001. – 401 с.
9. Качан, С. М. Методические указания к выполнению лабораторной работы по дисциплине «Защита от ионизирующих излучений» / С. М. Качан. – Минск : БНТУ, 2014.
10. Дозиметрия и радиометрия ионизирующих излучений : учеб. пособие / В. А. Бакаев [и др.]. – СПб. : Изд-во Политехн. ун-та, 2014.
11. Гурачевский, В. Л. Радиационный контроль: физические основы и приборная база : метод. пособие / В. Л. Гурачевский. – Минск : Ин-т радиологии, 2010. – 166 с.: ил.
12. Мухин, К. Н. Экспериментальная ядерная физика : в 3 т. / К. Н. Мухин. – СПб. : Лань, 2008.
13. Защита от ионизирующих излучений: в 2 т. / под ред. Н. Г. Гусева. – М., Энергоатомиздат, 1989. – Т. 1 : Физические основы защиты от излучений. – 1989. – 509 с.
14. Герфорт, Л. Практикум по радиоактивности и радиохимии / Л. Герфорт, Х. Кох, К. Хюбнер. – М. : Мир, 1984. – 504 с.
15. Радиоактивные индикаторы в химии. Проведение эксперимента и обработка результатов / В. Б. Лукьянов [и др.]. – М. : Высш. шк., 1977. – 280 с.
16. Дозы облучения населения Российской Федерации в 2019 году : информ. сб. / А. Н. Барковский [и др.]. – СПб. : НИИРГ им. проф. Рамзаева, 2020. – 70 с.

Учебное издание

**Путилин Владимир Николаевич
Адамович Вадим Евгеньевич**

**ДОЗИМЕТРИЯ И ЗАЩИТА
ОТ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ.
ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ**

В двух частях
Часть 1

**ДОЗИМЕТРИЧЕСКИЙ КОНТРОЛЬ
ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ**

УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКОЕ ПОСОБИЕ

Редактор *Ю. В. Ляховец*
Корректор *Е. Н. Батурчик*
Компьютерная правка, оригинал-макет *Е. Г. Бабичева*

Подписано в печать 18.07.2024. Формат 60×84 1/16. Бумага офсетная. Гарнитура «Таймс».
Отпечатано на ризографе. Усл. печ. л. 5,0. Уч.-изд. л. 5,1. Тираж 40 экз. Заказ 139.

Издатель и полиграфическое исполнение: учреждение образования
«Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники».
Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя,
распространителя печатных изданий №1/238 от 24.03.2014,
№2/113 от 07.04.2014, №3/615 от 07.04.2014.
Ул. П. Бровки, 6, 220013, г. Минск

