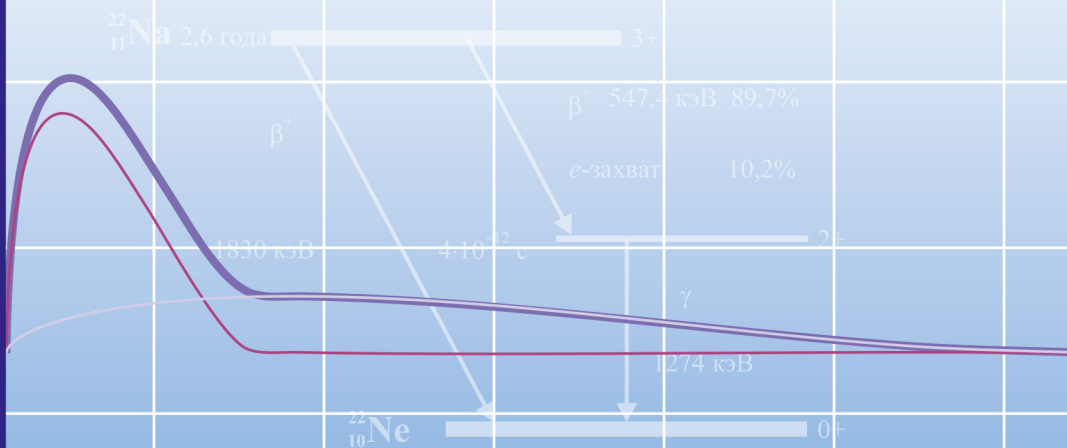


РЕГИСТРАЦИЯ ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ В ПРИКЛАДНЫХ ЗАДАЧАХ

Лабораторный практикум



Москва
2019

РЕГИСТРАЦИЯ ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ В ПРИКЛАДНЫХ ЗАДАЧАХ

Лабораторный практикум в двух частях

Допущено ФУМО по УГСН 14.00.00 Ядерная энергетика и технологии в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений, обучающихся по направлению «Ядерные физика и технологии»

**Москва
2019**

УДК 539.1.07 (076)

ББК 22.383 Я 73

Р 32

Регистрация ядерных излучений в прикладных задачах: Лабораторный практикум в двух частях. / В.В. Кадилин, Р.Ф. Ибрагимов, Е.М. Тюрин, А.Е. Шустов – Обнинск: ФГБУ «ВНИИГМИ-МЦД», 2019. – 248 с.

Практикум состоит из двух частей: Часть 1. «Радиометрия, дозиметрия и спектрометрия» содержит описания пяти лабораторных работ, посвященных методам регистрации ядерных излучений, особенностям конструкции и свойствам различных детекторов излучения: газоразрядных, сцинтилляционных и полупроводниковых для целей радиометрии, дозиметрии и спектрометрии, и Часть 2. «Экспериментальные методы ядерной физики» содержит описания четырех лабораторных работ, посвященных практическому применению экспериментальных методов ядерной физики и, в частности, способам измерения активности источников гамма-излучения, а также изучению основных методов радиометрии и спектрометрии бета- и гамма- излучений с применением различных детекторов.

Практикум составлен в соответствии с планами подготовки магистров и бакалавров по направлениям 14.04.02 и 14.03.02 «Ядерная физика и технологии» и предназначен для студентов, специализирующихся в области ядерного и электрофизического приборостроения.

Практикум может быть полезен для самостоятельной работы студентов, аспирантов и специалистов, специализирующихся в области прикладной ядерной физики.

Рецензенты:

Рецензент сборника:

профессор НИЯУ МИФИ, доктор физико-математических наук С.Е. Улин

Рецензенты первой части:

главный конструктор АО СНИИП ГК «Росатом», профессор, д-р техн. наук

С.Б. Чебышов

доцент НИЯУ МИФИ, канд. физ.-мат. наук П.Ю. Наумов

Рецензенты второй части:

начальник отдела ядерной и нейтронной физики Отделения перспективных исследований АО «ГНЦ РФ – ФЭИ» д-р физ.-мат. наук В.А. Хрячков

профессор ООП ИЯФит НИЯУ «МИФИ» д-р физ.-мат. наук В.В. Борог

ISBN 978-5-901579-81-7

© Национальный исследовательский
ядерный университет «МИФИ», 2019

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	4
Указания к выполнению лабораторных работ.....	6
Часть 1. Радиометрия, спектрометрия и дозиметрия.....	7
Лабораторная работа №1. Определение характеристик газоразрядных детекторов	8
Лабораторная работа №2. Изучение методов и аппаратуры контроля мощности амбиентного эквивалента дозы	32
Лабораторная работа №3. Определение эффективности регистрации гамма-излучения сцинтилляционным детектором.....	88
Лабораторная работа №4. Спектрометр гамма-излучения на основе сцинтиллятора NaI(Tl)	105
Лабораторная работа №5. Полупроводниковый спектрометр гамма-излучения.....	126
Часть 2. Экспериментальные методы ядерной физики.....	155
Лабораторная работа №1. Спектрометр гамма-излучения на основе цилиндрической ионизационной камеры, наполненной сжатым ксеноном	156
Лабораторная работа №2. Сцинтилляционный бета-спектрометр.....	180
Лабораторная работа № 3. Способы измерения активности источников гамма-излучения	200
Лабораторная работа №4. Однокристалльный сцинтилляционный спектрометр гамма-излучения	218
ПРИЛОЖЕНИЕ 1	245
ПРИЛОЖЕНИЕ 2	247

ВВЕДЕНИЕ

В экспериментальных методах прикладной ядерной физики, а также в атомной промышленности и ядерной энергетике находят широкое применение различные устройства для регистрации ядерных излучений. Детектор является основной частью такого устройства, в нем происходит взаимодействие излучения с веществом, и часть энергии излучения преобразуется в другой вид энергии, чаще всего в электрическую. На выходе детектора образуются электрические сигналы, которые регистрируются специальной электронной аппаратурой.

Лабораторный практикум состоит из двух частей:

Часть 1. «Радиометрия, дозиметрия и спектрометрия» содержит описание пяти лабораторных работ, посвященных изучению основных детекторов ядерных излучений: газоразрядных, сцинтилляционных и полупроводниковых.

В двух лабораторных работах детекторы излучений входят в состав спектрометров. Такие приборы находят широкое применение в спектрометрии ядерных излучений и при решении различных практических задач в области прикладной ядерной физики, например активационном анализе.

Часть 2. «Экспериментальные методы ядерной физики» содержит описания четырех лабораторных работ, посвященных практическому применению экспериментальных методов ядерной физики и, в частности, способам измерения активности источников гамма-излучения, а также изучению основных методов регистрации и спектрометрии бета- и гамма-излучений с применением различных детекторов.

Основное внимание при выполнении лабораторных работ направлено на развитие у студентов навыков практической работы с детекторами ядерных излучений. Во время выполнения практикума студенты осваивают работу на современной аппаратуре для регистрации, дозиметрии и спектрометрии ядерных излучений, а также определяют основные характеристики детекторов и спек-

трометров излучений: ионизационных камер, сцинтилляционных и полупроводниковых детекторов, и применяют экспериментальные методы ядерной физики для определения различных характеристик полей ионизирующих излучений и идентификации нуклидов.

УКАЗАНИЯ К ВЫПОЛНЕНИЮ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ

При подготовке к лабораторной работе студент обязан внести в лабораторный журнал: название работы и ее цель, принципиальную и рабочую схемы установки, основные положения теории, основные расчетные формулы и формулы для оценки погрешностей, а также указать используемые методы, оборудование, материалы.

При выполнении работы необходимо руководствоваться правилами техники безопасности и мерами предосторожности, указанными в описаниях.

В процессе измерений следует систематически и аккуратно записывать результаты в лабораторный журнал. Результаты, как правило, заносятся в таблицы, форма которых приведена в описаниях работ. Все факторы, способные оказать влияние на точность измерений, должны быть зафиксированы. В тех случаях, когда это рекомендуется, графические построения необходимо производить в процессе работы.

Выполнение работы заканчивается составлением краткого отчета (заключения), в котором следует указать:

- 1) что и каким методом исследовалось или определялось;
- 2) какой результат и с какими погрешностями (абсолютными и относительными) был получен;
- 3) краткое обсуждение полученных результатов (соответствуют ли полученные результаты теоретическим предсказаниям или табличным данным, если нет, то какова возможная причина этого несоответствия и т. п.);
- 4) анализ погрешностей (указать, каков характер погрешностей результатов – приборный или случайный, какие из непосредственно измеряемых величин вносят наибольший вклад в погрешность результата).

Памятка для составления и оформления отчета по лабораторной работе приведена в разделе *Приложение 1*.

**ЧАСТЬ 1.
РАДИОМЕТРИЯ,
СПЕКТРОМЕТРИЯ
И ДОЗИМЕТРИЯ**

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Цель: изучение принципа действия и устройства газоразрядных детекторов; экспериментальное определение основных характеристик детекторов с самостоятельным разрядом; определение активности источника бета-излучения.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Газоразрядные детекторы, как правило, представляют собой цилиндр, по оси которого в виде тонкой металлической нити расположен анод. Детектор заполняется смесью инертных и многоатомных газов. При обычных условиях проводимость газов мала, и они, по существу, являются изоляторами. При воздействии излучения происходит первичная ионизация газа, благодаря чему его проводимость резко возрастает, и в детекторе происходит газовый разряд. Газоразрядные детекторы отличаются друг от друга принципом усиления первичного сигнала, составом и давлением газа, формой и конструкцией. В зависимости от характера разряда детекторы подразделяются на детекторы с несамостоятельным, коронным и искровым разрядами.

Схема включения газоразрядного детектора приведена на рисунке 1.1.

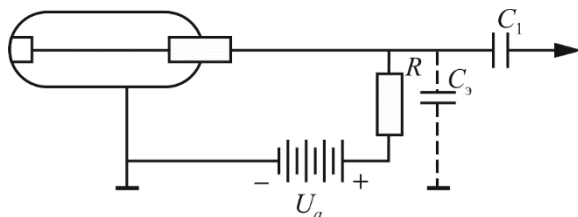


Рис. 1.1. Схема включения газоразрядного детектора

Основную роль в процессе разряда в детекторе играет величина разности потенциалов U_a , устанавливаемая между анодом и катодом. В частности, от ее величины зависит кинетическая энергия электронов, принимающих участие в разряде. Электрон на пути между двумя соударениями приобретает в среднем кинетическую энергию, равную $\sim e\varepsilon\lambda$, где e – заряд электрона; ε – напряженность электрического поля; λ – средняя длина свободного пробега электрона. Если диаметр нити равен r_a , диаметр цилиндра – r_k , то напряженность электрического поля на расстоянии r от оси счетчика:

$$\varepsilon = \frac{U_a}{r \cdot \ln\left(\frac{r_k}{r_a}\right)} \text{ [В} \cdot \text{см}^{-1}\text{]}. \quad (1.1)$$

Поэтому значение кинетической энергии, приобретаемой электроном между столкновениями с молекулами газа, пропорционально разности потенциалов U_a , и, кроме того, энергия электронов возрастает с уменьшением r , т. е. по мере приближения электрона к аноду.

Если на счетчик подана небольшая разность потенциалов, то он действует как импульсная ионизационная камера. Образовавшиеся в результате первичной ионизации электроны, за исключением тех, которые по пути рекомбинируют, достигают анода и изменяют его заряд на величину $\Delta q = en_0$, где n_0 – число электронов, пришедших на анод. Поскольку счетчик обладает эквивалентной емкостью C_3 , то потенциал нити изменится на величину

$$\Delta V = \frac{\Delta q}{C_3} = \frac{en_0}{C_3} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19}}{C_3} \cdot n_0. \quad (1.2)$$

Восстановление потенциала анода до первоначального значения производится зарядным током, идущим от источника тока через резистор R . Таким образом, на резисторе R возникает кратковременный импульс напряжения, причем величина импульса зависит от величины первичной ионизации, т. е. от вида и энергии регистрируемого излучения. Через разделительную емкость C_1 им-

пульс передается на регистрирующую схему. Величина импульса в этом случае очень мала. Например, для альфа-частицы с энергией $E_\alpha=5$ МэВ, $n_0\sim 10^5$ пар ионов и при $C_3=10$ пФ, $\Delta V\approx 10^{-3}$ В. Поэтому для регистрации импульса такой величины приходится применять сложные усилители. Регистрация же отдельных бета-частиц еще более затруднена по тем же соображениям.

По мере увеличения напряжения на счетчике сначала вблизи нити, где напряженность электрического поля особенно велика, а затем и вдали от нее, электроны приобретают на длине свободного пробега кинетическую энергию, достаточную для ударной ионизации молекул газа. При этом вторичные электроны вместе с первичными, образовавшимися в результате ионизации газа альфа- или бета-частицей, ускоряются электрическим полем и также вызывают ударную ионизацию. Образуется лавина электронов, устремляющаяся к аноду. В результате этого величина импульса напряжения резко возрастает:

$$\Delta V = \frac{en_0}{C_3} \cdot M, \quad (1.3)$$

где M – коэффициент газового усиления. Детектор работает в так называемой пропорциональной области, в которой величина импульса пропорциональна первичной ионизации. Величина коэффициента газового усиления M в конце пропорциональной области равна 10^4 – 10^5 .

При дальнейшем увеличении напряжения на детекторе коэффициент газового усиления M резко возрастает, а счетчик переходит в режим самостоятельного разряда (область Гейгера-Мюллера). В этой области не наблюдается пропорциональности между величиной импульса и первичной ионизацией. Любая частица, попавшая в газовый объем счетчика, будет вызывать в нем разряд, и поэтому легко регистрируется. В этой области все образующиеся импульсы одинаковы, поэтому различить тип попадающих в детектор частиц или определить их энергию нельзя. Это недостаток таких детекторов, однако большая величина импульса, рав-

ная нескольким вольтам, позволяет легко регистрировать любой вид излучения с помощью простого усилителя и пересчетного прибора.

Зависимость величины импульса тока от напряжения U_a для газонаполненных детекторов показана на рисунке 1.2.

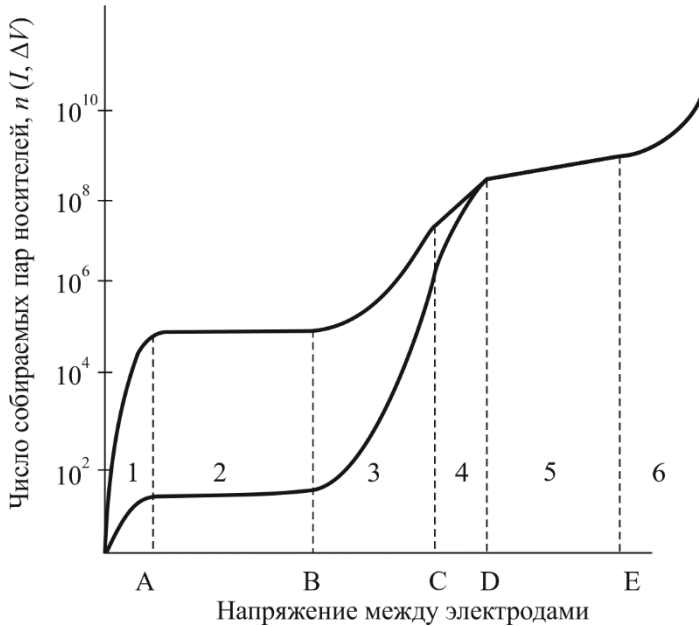


Рис. 1.2. Вольтамперная характеристика газонаполненных детекторов при двух различных ионизационных эффектах:

- 1 – область рекомбинации и диффузии; 2 – область работы ионизационных камер; 3 – область работы пропорциональных детекторов; 4 – область ограниченной пропорциональности; 5 – область работы детекторов с самостоятельным разрядом; 6 – область непрерывного разряда*

Характер самостоятельного разряда в области 5 на рисунке существенно отличается от разряда пропорциональной области (область 3). Если в пропорциональной области усиление ионизационного эффекта, создаваемого заряженными частицами в рабочем объеме детектора, почти полностью обусловлено усилением за счет

ударной ионизации, то в области самостоятельного разряда наряду с ударной ионизацией большую роль играют вторичные эффекты: фотоэффект и вырывание электронов из катода положительными ионами.

Последнее обстоятельство приводит к тому, что при напряжениях, лежащих выше точки D , коэффициент полного газового усиления M возрастает настолько сильно, что импульсы от любой заряженной частицы, попавшей в счетчик, становятся одинаковыми. Напряжение $U_{\text{зж}}$, соответствующее этой точке, начиная с которого счетчик переходит в режим самостоятельного разряда, называется напряжением зажигания газового разряда.

Полный коэффициент газового усиления M в этом случае равен

$$M = \frac{m}{1 - m\gamma}, \quad (1.4)$$

где m – коэффициент газового усиления в первой лавине (без фотоионизации); γ – вероятность фотоионизации. Так как $\gamma \sim 10^{-4}$, то для пропорциональной области $m=10^2-10^3$ и $M \approx m$. Для области самостоятельного разряда $m=10^6-10^8$, $m \cdot \gamma \approx 1$, $M \rightarrow \infty$ ($M \approx 10^8-10^{10}$).

Отдельные стадии разряда в счетчике с самостоятельным разрядом можно представить следующим образом. При попадании заряженной частицы в счетчик в нем образуется вспышка газового разряда, охватывающая весь счетчик, вокруг нити образуется облако электронов и положительных ионов. Распространению разряда по всему объему счетчика способствуют фотоны, образующиеся во время ударной ионизации. Фотоны выбивают фотоэлектроны на катоде счетчика или на компонентах газовой смеси, если потенциал ионизации ее меньше энергии фотона; фотоэлектроны также ускоряются и образуют новые лавины.

Так как подвижность электронов велика по сравнению с подвижностью ионов, то электроны соберутся на аноде раньше, чем положительные ионы успеют заметно отойти от анода. Процесс собирания электронов длится короткое время $t_1=10^{-7}$ с, за которое потенциал анода резко падает. Этим обусловлен крутой передний

фронт импульса. После этой стадии разряда положительные ионы начинают двигаться к катоду, освобождая часть связанного заряда на аноде, потенциал которого понижается дальше. Максимальное снижение потенциала на аноде имеет место в момент нейтрализации положительных ионов на катоде. Затем, после некоторого промежутка, зависящего от постоянной времени RC -цепочки, происходит восстановление потенциала анода вследствие утечки электронов через резистор R . Восстановление потенциала происходит по закону:

$$V = V_m \cdot e^{-\frac{t}{RC}}. \quad (1.5)$$

График изменения потенциала анода во время разряда изображен на рисунке 1.3, из которого видно, что как амплитуда, так и длительность импульса почти целиком обусловлены движением положительных ионов, электроны формируют часть переднего фронта импульса.

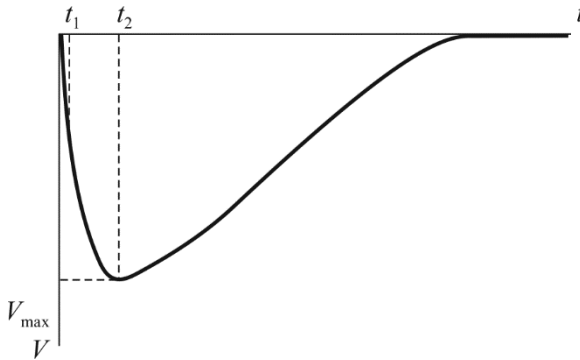


Рис. 1.3. Форма импульса на выходе газоразрядного детектора:
 t_1 – время собирания электронов $\sim 10^{-7}$ с; t_2 – время собирания
 положительных ионов 10^{-4} с

При нейтрализации положительных ионов на катоде может иметь место вырывание электронов, часть из которых ускоряется полем, и разряд может продолжаться непрерывно. В связи с этим важным моментом у газоразрядных счетчиков является процесс

гашения разряда. Различают медленные, или несамогасящиеся, счетчики и быстрые, или самогасящиеся. Гашение разряда у медленных счетчиков реализуется путем внешнего высокоомного гасящего резистора R , величина которого выбирается такой, что постоянная времени $\tau=RC$, много больше времени собирания положительных ионов. Поэтому к моменту нейтрализации положительных ионов на катоде, поле вокруг анода снижается ниже порога зажигания за счет электронов, собравшихся на нити, вследствие чего разряд обрывается.

Разряд у самогасящихся счетчиков гасится благодаря добавлению к основному наполнителю – аргону – многоатомных газов: этилена, метилового спирта, метилаля. Молекулы многоатомного газа играют двойную роль: они препятствуют, во-первых, фотоэффекту с катода благодаря интенсивному поглощению фотонов и, во-вторых, вырыванию электронов с катода положительными ионами.

Качество газоразрядного детектора определяется видом зависимости между скоростью счета n [имп./с] и напряжением, приложенным к детектору. Эта зависимость называется рабочей (или счетной) характеристикой детектора, она изображена на рисунке 1.4.

При значениях разности потенциалов, лежащих ниже области самостоятельного разряда, импульсы тока имеют различную амплитуду. Регистрирующая схема обладает некоторым порогом чувствительности. С ростом напряжения растет число импульсов, амплитуда которых достаточна для регистрации. Этим фактором обусловлен рост начального участка счетной характеристики. В области самостоятельного разряда каждая ионизирующая частица вызывает импульс с большой амплитудой, достаточной для регистрации. Поэтому в области самостоятельного разряда у идеального счетчика скорость счета не зависит от напряжения и определяется числом частиц, попавших в счетчик. В действительности с ростом напряжения наблюдается слабое увеличение числа зарегистрированных импульсов. Этот наклон зависит от числа ложных разрядов и послеразрядов, а также краевых эффектов (например, увеличение

чувствительного объема детектора), т. е. от процессов, резко проявляющихся с увеличением рабочего напряжения. Область напряжения, где скорость счета остается почти постоянной, называется «плато» счетчика. Плато является рабочей областью напряжений, при которых производится измерение детектором. У хороших детекторов длина «плато» составляет 200–300 В, а наклон его не превышает нескольких процентов на 100 В.

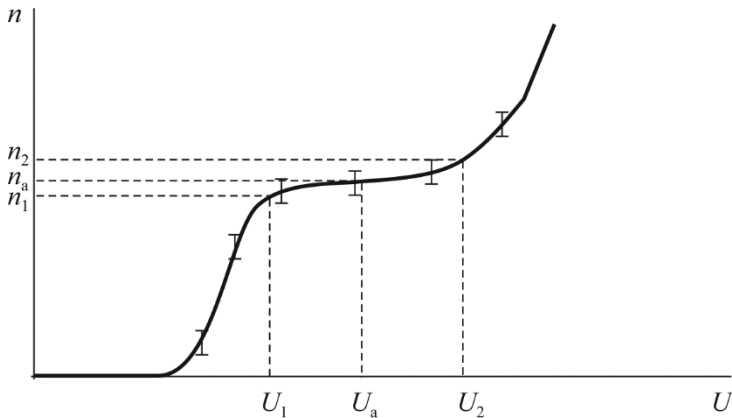


Рис. 1.4. Рабочая характеристика газоразрядного детектора

Наклон плато определяется по формуле

$$\Delta = \frac{(n_2 - n_1) \cdot 10000}{n_1 \cdot (U_2 - U_1)}. \quad (1.6)$$

При дальнейшем увеличении напряжения в детекторе возникает непрерывный разряд, и детектор быстро выходит из строя.

Детектор с добавками к основному газу многоатомных молекул имеет ограниченный срок службы. По мере распада многоатомных молекул при нейтрализации многоатомных ионов на катоде счетная характеристика детектора постепенно ухудшается — укорачивается длина «плато» и увеличивается его наклон, поэтому нужно периодически проверять счетную характеристику.

Другим способом гашения разряда является добавка к основному газу молекул галогенов (Cl_2 , Br_2 , I_2), которые при определенных условиях также обладают свойством гашения разряда. Такие счетчики называют *галогенными*. Галогенные счетчики имеют сравнительно низкое рабочее напряжение (200–400 В), и их срок службы практически не ограничен.

Обычно в качестве рабочей точки на характеристике выбирают середину плато. При широком плато выбирают рабочую точку ближе к гейгеровскому порогу.

Так как детекторы с самостоятельным разрядом предназначены для счета частиц, то можно говорить только о временной разрешающей способности. Работа детекторов характеризуется тремя важными константами: мертвым временем, разрешающим временем и временем восстановления. Продолжительность этих времен и их смысл указаны на рисунке 1.5.

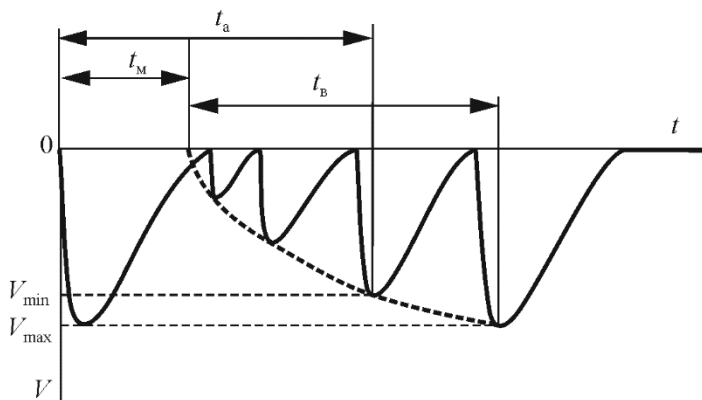


Рис. 1.5. Осциллограммы импульсов на выходе газоразрядного детектора: t_M – мертвое время; t_a – разрешающее время; t_B – время восстановления; V_{min} – порог срабатывания регистрирующей схемы. V_{max} – максимальное значение амплитуды импульсов

После попадания в детектор частицы и развития разряда, он теряет способность регистрировать излучение до тех пор, пока напряженность поля в детекторе не достигнет порога зажигания. Этот период называется «мертвым» временем детектора, он определяется в основном скоростью дрейфа положительных ионов в газе. По истечении «мертвого» времени, начиная с некоторого момента, детектор вновь начинает регистрировать излучение, но амплитуда импульсов в начале остается меньше нормального значения, так как поле в детекторе еще не достигло максимальной величины. Момент начала счета зависит также от чувствительности регистрирующего устройства. Этот период называется разрешающим временем установки. Промежуток времени, необходимый для полного восстановления величины импульса, называется временем восстановления.

При больших скоростях счета часть частиц детектором не регистрируется из-за наличия разрешающего времени установки, которое в основном определяется мертвым временем детектора. Истинную скорость счета можно определить по формуле:

$$n_{\text{ист}} = \frac{n_{\text{изм}}}{1 - n_{\text{изм}} \cdot t_a} \text{ [Имп./с]}. \quad (1.7)$$

ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЙ

Под эффективностью регистрации детекторов понимают отношение числа зарегистрированных импульсов к числу попавших в чувствительный объем детектора частиц или квантов излучения:

$$\eta = \frac{n_{\text{изм}}}{n_{\text{упав}}} \cdot 100\%, \quad (1.8)$$

где $n_{\text{изм}}$ – число зарегистрированных импульсов; $n_{\text{упав}}$ – число попавших в чувствительный объем счетчика частиц или квантов излучения за то же время. Причем $n_{\text{упав}}$ можно найти из соотношения $n_{\text{упав}} = A(t) \cdot G \cdot k$, где $A(t)$ – число частиц или квантов, испускаемых источником излучения в единицу времени в момент проведения

измерений $A(t) = A_0 \cdot 2^{-\frac{t}{T_{1/2}}}$, G – геометрический фактор, k – квантовый выход.

Для альфа- и бета-излучений эффективность регистрации частиц, попавших в газовый объем детектора, близка к 100%. Для гамма-излучения эффективность регистрации газоразрядных детекторов зависит от коэффициентов поглощения излучения материалом катода и не превышает ~1–2%.

Теоретически эффективность регистрации излучения газоразрядными детекторами можно определить по формуле:

$$\eta = 1 - e^{-\bar{N}}. \quad (1.9)$$

где \bar{N} – число пар носителей заряда (электронов и ионов), образованных частицей или квантом в газе счетчика.

Для заряженных частиц $\bar{N} = s \cdot p \cdot l$, где s – удельная ионизация, $1/(\text{атм} \cdot \text{см})$; p – давление, атм.; l – путь в счетчике, см.

Для гамма-излучения \bar{N} можно оценить по формуле

$$\bar{N} \approx 2K_1(R_\phi \mu_\phi + K_2 R_k \mu_k + 2R_\pi \mu_\pi), \quad (1.10)$$

где μ_ϕ , μ_k , μ_π – коэффициенты поглощения гамма-излучения в материале катода счетчика при фотоэффекте, Комптон-эффекте и образовании пар; R_ϕ , R_k , R_π – пробеги соответствующих электронов; K_1 – доля электронов, попадающая из катода в газ; K_2 – коэффициент, учитывающий распределение по энергиям комптоновских электронов.

В зависимости от назначения газоразрядного детектора могут существенно отличаться их конструктивные особенности. Для регистрации бета- или альфа-излучения детекторы, имеющие сплошной стеклянный или металлический корпус, не подходят, так как значительная часть излучения в данном случае будет поглощаться корпусом детектора. Для решения данной проблемы используют счетчики со специальными входными окнами, выполненными из материалов, практически не задерживающих короткопробежные

частицы. В данной работе рассматривается торцевой счетчик бета-излучения, представляющий собой обычный цилиндрический газоразрядный счетчик с катодом и анодной нитью, отличающийся тем, что один из его торцов является входным окном для бета-излучения, выполненным из тонкого слоя слюды.

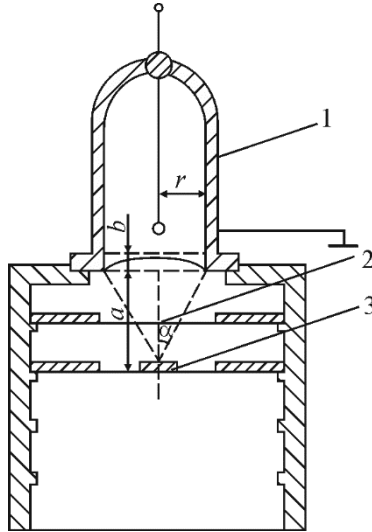


Рис. 1.6. Схема эксперимента по исследованию эффективности регистрации бета-излучения при помощи торцевого детектора:

- 1 – торцевой детектор со слюдяным окошком,
 2 – фильтр-поглотитель из алюминиевой фольги,
 3 – источник бета-излучения

Эффективность регистрации η_{β} , учитывает, какой процент бета-частиц, попавших в чувствительный объем детектора, будет им зарегистрирован. Теоретическое значение данной величины определяется по формуле:

$$\eta_{\beta} = 1 - e^{-l \cdot N_0}, \quad (1.11)$$

где l – путь частицы в детекторе; N_0 – число пар носителей заряда, созданных частицей в детекторе на единице пути. Число пар, со-

зданное в детекторе, можно определить как отношение энергии, которую частица потеряла в веществе детектора, к энергии, которая необходима на создание одной электронно-ионной пары. Для газоразрядных счетчиков величина энергии образования электронно-ионных пар составляет порядка 30 эВ.

Экспериментальное значение эффективности определяется по формуле

$$\eta = \frac{n}{G \cdot A \cdot k \cdot f_1}, \quad (1.12)$$

где n – скорость счета импульсов детектором (имп/с), G – геометрический фактор, учитывающий, что только часть частиц движется к детектору, т. е. величина G определяет часть частиц, испускаемых источником, которая попадает в чувствительный объем детектора. Чувствительный объем детектора начинается на расстоянии $b=3-4$ мм от слюдяного окошка (рис. 1.6). Для торцевого детектора и точечного (размер источника меньше $0,5r$) источника геометрический фактор G равен отношению площади отсекаемого сегмента сферы к полной площади сферы:

$$G = \frac{1}{4\pi R^2} \int_0^d 2\pi R^2 \sin \Theta d\Theta = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + r^2}} \right], \quad (1.13)$$

где $d=a+b$, A – активность источника излучения на момент измерений (Бк). Данное значение активности дается с использованием закона радиоактивного распада на основе паспортного значения активности A_0 по формуле:

$$A = A_0 \cdot e^{-0,693 \cdot \frac{t}{T_{1/2}}}, \quad (1.14)$$

где A_0 – активность источника, указанная в его паспорте (данную информацию, а также дату изготовления и поверки источников излучения, значения периодов полураспада и значения квантового выхода гамма-излучения можно взять из приложения, которое выдается преподавателем или лаборантом в процессе проведения работы), t – время, которое прошло с момента измерения паспортной активности источника A_0 до момента проведения измерений, $T_{1/2}$ –

период полураспада источника. Важно, чтобы время, прошедшее с момента паспортизации до момента измерений (t) и период полураспада ($T_{1/2}$) имели одинаковую размерность. k – квантовый выход источника. В данном случае речь идет о квантовом выходе электронов. Физический смысл данной величины заключается в вероятности вылета одного электрона за один акт распада источника. Единицы измерения квантового выхода – доли единицы. Например, $k = 0,1$ говорит о том, что на один акт распада источника есть 10% вероятность вылета электрона, или же о том, что, чтобы источник испустил хотя бы один электрон, в нем должно произойти десять распадов. f_1 – поправка на поглощение бета-частиц в слое воздуха между источником и детектором, а также в слое слюды входного окна счетчика.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

ВНИМАНИЕ!!! Включение установки и размещение источника ионизирующего излучения осуществляются только в присутствии преподавателя.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Общий вид стенда с газоразрядным детектором приведен на рис. 1.7. Источник высокого напряжения позволяет получать напряжение до 2,4 кВ с максимальным током до 2,5 мА, имеет две ручки регулировки напряжения (**грубо** и **плавно**). Цифровой осциллограф имеет два независимых входа для параллельной обработки сигналов, оснащен базовыми функциями регулировки отображаемой амплитуды поступающего сигнала и его длительности. Также есть функция установки порога дискриминации импульсов.

Выход источника высокого напряжения подключается ко входу блока детектора, а также через специальный тройник ко входам вольтметра. Выходы с блока детектора подключаются к осцил-

лографу и к пересчетному прибору. Детектор ионизирующего излучения представляет собой стеклянную трубку, внутри которой находится катод цилиндрической формы и анодная нить. Максимальное напряжение, которое можно подать на детектор без отрицательных для него последствий, равно **1 кВ**.



Рис. 1.7. Общий вид стенда с газоразрядным детектором:

- 1 – источник высокого напряжения;*
- 2 – осциллограф; 3 – вольтметр;*
- 4 – детектор под защитным металлическим кожухом;*
- 5 – пересчетный прибор*

Детектор находится под защитным металлическим кожухом, который достаточно просто демонтируется и устанавливается на место (кожух не закреплен какими-либо крепежными элемента-

ми относительно детектора). Помимо защиты от механических воздействий, кожух также служит для защиты от света, попадающего на детектор. Фотоны видимого света также могут приводить к появлению импульсов шума, поступающих с детектора. В этом можно убедиться, наблюдая сигнал на осциллографе при наличии и отсутствии защитного кожуха.

ВНИМАНИЕ!!! Во избежание повреждений электрическим током строго не рекомендуется братья одновременно двумя руками за металлические части установки.

Задание 1. Изучить зависимость амплитуды импульсов от напряжения, подаваемого на детектор, и форму импульсов на выходе газоразрядного детектора.

Изучение зависимости амплитуды импульсов от напряжения на детекторе производится в следующем порядке:

1. Убедиться в правильности подключения элементов установки друг к другу: выход источника высокого напряжения подключен ко входу блока детектора, выходы с блока детектора подключены ко входам осциллографа и пересчетного прибора.
2. Установить значение высокого напряжения на источнике питания **не более 800 вольт** (для этого ручку грубой настройки установить напротив значения **0,8**, ручку плавной настройки повернуть до упора влево).
3. Включить осциллограф, пересчетный прибор, вольтметр и источник высокого напряжения.
4. Разместить источник ионизирующего излучения ^{137}Cs из набора ОСГИ (образцовые спектрометрические гамма-источники) в точке расположения источников № 1 (см. рис. 1.8). Чтобы получить доступ к данной точке, необходимо осторожно снять защитный металлический кожух, закрывающий стеклянный корпус детектора из-

лучения. После установки источника кожух необходимо вернуть на прежнее место.

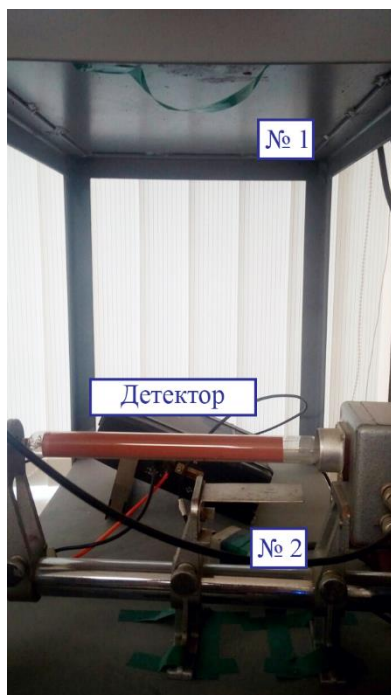


Рис. 1.8. Точки расположения источников ионизирующего излучения относительно детектора

5. На осциллографе применить функцию автоустановки параметров для входного сигнала (кнопка «**Autoset**»), далее, с помощью ручки «**Level**» установить уровень порога дискриминации отображаемых на осциллографе сигналов на значение «**-0,2 В**». Установка уровня дискриминатора сопровождается перемещением соответствующей стрелочки на экране осциллографа. Импульсы, амплитуды которых будут меньше, чем установленное порогом дискриминации значение, не будут давать вклад в сигналы, регистрируемые осциллографом.

6. Плавно повышать напряжение на детекторе до появления импульсов небольшой величины.

Обратить внимание на тот факт, что вначале амплитуды импульсов неодинаковы, так как детектор работает в пропорциональной области. Пересчетный прибор эти импульсы не регистрирует ввиду того, что порог дискриминатора выше амплитуды импульсов. При дальнейшем повышении напряжения детектор переходит в область самостоятельного разряда, амплитуды импульсов резко возрастают, а их разница уменьшается.

Пересчетный прибор начинает регистрировать импульсы, поступающие с детектора. Усиление на осциллографе необходимо уменьшить с тем, чтобы весь импульс умещался на экране.

В области самостоятельного разряда амплитуды импульсов одинаковы для любых частиц, независимо от энергии, потерянной частицей в газе.

Изучение формы импульса на выходе детектора производится в следующем порядке:

1. Установить напряжение на детекторе, соответствующее области самостоятельного разряда.
2. Используя ручки регулировки амплитудного и временного масштабирования на осциллографе, а также ручку изменения порога дискриминации импульсов, получить на экране осциллографа устойчивый сигнал с детектора аналогичный изображенному на рис. 1.3.
3. Зарисовать форму импульса, определить его длительность и амплитуду для данного напряжения на детекторе.

Задание 2. Снять рабочую характеристику детектора, определить рабочее напряжение детектора, длину и наклон плато.

Снятие рабочей характеристики детектора производится в следующем порядке:

Не выключая источник высокого напряжения, разместить источник ионизирующего излучения ^{137}Cs из набора ОСГИ в точке расположения источников № 1.

1. Установить на пересчетном приборе время измерения **1000 с**, нажать кнопку «**Пуск**» на пересчетном приборе.
2. Плавно повышать напряжение на детекторе до тех пор, пока не начнется счет импульсов на пересчетном приборе. Определить напряжение начала счета.
3. Найти скорость счета импульсов при напряжении начала счета.
4. Определить скорости счета импульсов при повышении напряжения на детекторе с интервалом **20 В**. Снять **7** точек при повышении напряжения. Результаты занести в таблицу 1.1. Помнить, что максимально напряжение, которое следует подавать на данный детектор, не должно превышать значения **1 кВ**.

Таблица 1.1

Данные для построения рабочей характеристики газоразрядного детектора

№ п/п	U_a на детекторе	Время измерения t , с	Число импульсов n		Скорость счета \bar{n} , имп./с
1		50			
2		50			
3		50			
...			

ВНИМАНИЕ!!! Запрещается резко увеличивать напряжение на детекторе, так как при этом детектор переходит в режим непрерывного разряда и быстро выходит из строя.

По данным таблицы построить график, определить длину и наклон плато, выбрать рабочее напряжение. На графике указать абсолютные ошибки измерений скорости счета. Наклон плато определяется по формуле (1.6).

Задание 3. Определить разрешающее время детектора методом двух источников.

Определение разрешающего времени детектора производят следующим образом:

1. установить рабочее напряжение на детекторе;
2. измерить скорость счета от двух источников вместе и от каждого в отдельности. При этом необходимо соблюдать геометрию эксперимента, а также использовать источники примерно равной активности ($n_1 \approx n_2 \approx 6000-7000$ имп./мин). Результаты эксперимента занести в таблицу 1.2.

Таблица 1.2

Определение разрешающего времени детектора

№ п/п	Вид измерения	Время измерения t , с	Число импульсов n	Скорость счета \bar{n} , имп./с
1	1-й источник	300		$n_1=$
2	1-й и 2-й источники	300		$n_{12}=$
3	2-й источник	300		$n_2=$
4	фон	300		n_ϕ

Разрешающее время детектора определяют по формуле

$$t_A \cong \frac{(n_1 - n_\phi) + (n_2 - n_\phi) - (n_{12} - n_\phi)}{2(n_1 - n_\phi)(n_2 - n_\phi)}. \quad (1.15)$$

Разрешающее время должно быть положительным, оно зависит от «мертвого» времени детектора. Сравнить длительность импульса и разрешающее время: они должны быть одного порядка.

Задание 4. Определить эффективность регистрации гамма-излучения газоразрядным детектором.

Экспериментальное определение эффективности регистрации гамма-излучения производится в следующем порядке:

1. Поместить источник гамма-излучения известной активности на подставку (точка расположения источника №2).
2. Определить скорость счета импульсов от источника n_1 .
3. Зная активность источника и геометрию измерения, найти $n_{\text{ист}}$ по формуле:

$$n_{\text{ист}} = A \cdot G \cdot k. \quad (1.16)$$

Геометрический фактор для данных условий эксперимента G дается формулой:

$$G = \frac{1}{\pi} \arctg \frac{RL/2}{\left[(d^2 - R^2)(b^2 - R^2)\right]^{1/2}} + \frac{LR^2}{b^3} \times \left[\arccos \frac{R}{d} - \frac{R}{d} \left(1 - \frac{R^2}{d^2}\right)^{1/2} \cdot \left(1 - \frac{3R^2}{2b^2}\right) + \frac{dR}{b^2} \left(1 - \frac{R^2}{d^2}\right)^{3/2} \right]. \quad (1.17)$$

где R – радиус счетчика; L – длина; d – расстояние от центра трубки до источника;

$$b^2 = \left(\frac{L}{2}\right)^2 + d^2.$$

4. Активность источника A определяется исходя из активности на момент аттестации источника (указана в паспорте) с учетом закона радиоактивного распада (см. формулу (1.14)).
5. Определить эффективность регистрации гамма-излучения газоразрядным детектором по формуле (1.8). Результаты оформить в виде таблицы 1.3.

Таблица 1.3

Определение эффективности регистрации гамма-излучения газоразрядным детектором

Источник излучения	$A_0, \text{кБк}$	$k, \%$	$E_\gamma, \text{МэВ}$	$d, \text{см}$	$R, \text{см}$	$L, \text{см}$	G	A	$n_{\text{ист}}$	n_1	n_Φ	$n_{\text{изм}} = n_1 \cdot n_\Phi$	$\eta, \%$
^{60}Co				24	1	18							
^{137}Cs				24	1	18							

Задание 5. Вычисление эффективности регистрации гамма- и бета-излучения газоразрядным торцевым детектором производится в следующем порядке:

1. Установить рабочее напряжение на детекторе.
2. Вычислить геометрический фактор G для торцевого детектора по формуле (1.13), приняв $r=12$ мм, $b=3$ мм.
3. Определить поправку на поглощение бета-излучения в воздухе и в окошке детектора по следующей формуле:

$$f_1 = e^{-\mu(d_c + \rho_v a)},$$

где μ – коэффициент поглощения бета-частиц для данной энергии, d_c – толщина слюдяного окошка в единицах г/см^2 , ρ_v – плотность воздуха в г/см^3 , a – расстояние от источника до входного окна детектора.

4. Вычислить эффективность регистрации бета-излучения торцевым счетчиком. Для этого получить значения числа зарегистрированных импульсов отдельно от гамма-излучения и от суммарного гамма- и бета-излучения. После чего, значения числа импульсов, зарегистрированных от бета-излучения можно вычислить путём вычитания количества импульсов, полученных при регистрации гамма-излучения, из количества импульсов, полученных при регистрации смешанного гамма- + бета-излучения. Регистрация чистого гамма-излучения производится с использованием бета-фильтра (алюминиевой пластинки), отсекающей бета-излучение источника ^{137}Cs . Эффективность регистрации вычисляется с помощью формулы (1.12).

Таблица 1.4

Определение эффективности регистрации гамма- и бета-излучения торцевым детектором

Источник излучения	A_0 , кБк	Тип распада	k , %	E_β , МэВ	r , см	b , см	G	A , кБк	$n_{\text{ист}}$	$n_{\text{изм}}$	η , %
^{137}Cs		β			1,2	0,3					

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Принцип действия и устройство газоразрядных детекторов.
2. Механизм газового разряда в детекторах с самостоятельным разрядом.
3. Способы гашения разряда в газоразрядных детекторах.

4. Вольтамперная характеристика газонаполненных детекторов.
5. Характеристики детекторов с самостоятельным разрядом.
6. Методы измерения активности источников излучений.
7. Виды поправок, учитываемых при абсолютном методе определения активности источников бета-излучения.

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бекман И.Н. Атомная и ядерная физика: радиоактивность и ионизирующие излучения: учебник для бакалавриата и магистратуры. 2-е изд., испр. и доп. М.: Издательство Юрайт, 2018.
2. Горн Л.С., Чебышов С.Б., Самосадный В.Т. и др. Ядерное приборостроение. Том 1. Приборы для измерения ионизирующих излучений. М.: Восточный горизонт, 2005.
3. Болоздыня А.И., Ободовский И.М. Детекторы ионизирующих частиц и излучений. Принципы и применения. М.: ИД Интеллект, 2012.
4. Бетенеков Н.Д., Денисов Е.И., Пузако В.Д. Элементы радиометрии и спектрометрии ионизирующих излучений: учебно-метод. пособие. Екатеринбург: ГОУ ВПО УГТУ-УПИ, 2004.
5. Беспалов В.И. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом: учеб. пособие. 2-е изд. Томск: Изд-во Дельтаплан, 2006.
6. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.: Энергоатомиздат, 1985.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №2. ИЗУЧЕНИЕ МЕТОДОВ И АППАРАТУРЫ КОНТРОЛЯ МОЩНОСТИ АМБИЕНТНОГО ЭКВИВАЛЕНТА ДОЗЫ

Цель работы: получение навыков работы с дозиметрическими приборами контроля облучения персонала при работе с техногенными источниками ионизирующего излучения.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Одной из важнейших задач, связанных с воздействием излучения на объекты живой и неживой природы, является установление связи между измеряемыми физическими величинами и наблюдаемым радиационным эффектом:

$$\eta = F(Q),$$

где $F(Q)$ – некоторая функция одной или нескольких физических величин, характеризующих поле излучения или взаимодействие излучения с веществом, под Q можно понимать один или несколько следующих процессов: потеря энергии излучения, передача энергии, поглощение энергии, первичные процессы (ионизация и возбуждение атомов среды).

Дозиметрия ионизирующих излучений – самостоятельный раздел прикладной ядерной физики, в котором рассматриваются свойства ионизирующих излучений, физические величины, характеризующие взаимодействие ионизирующих излучений со средой, а также методы и средства для измерения этих величин.

Количественное определение дозы излучения, действующей на живой организм, необходимо прежде всего для выявления, оценки и предупреждения возможной радиационной опасности для человека.

Основная задача дозиметрии – дать количественную оценку эффекта воздействия ионизирующих излучений на облучаемый объект. Базовые понятия и термины, используемые в области дозиметрии ионизирующих излучений, можно найти в *Приложении №2.1* (с.43).

Основополагающим документом, регламентирующим требования Федерального закона «О радиационной безопасности населения» в форме основных пределов доз, допустимых уровней воздействия ионизирующего излучения и других требований по ограничению облучения человека, являются Нормы радиационной безопасности (НРБ-99/2009). Основные его положения приведены в *Приложение № 2.2* (с. 46).

С целью определения мощности эквивалентной дозы на сегодняшний день применяются портативные носимые радиометры-дозиметры гамма-, бета-, альфа- и нейтронного излучений, такие, например, как: интеллектуальный микропроцессорный радиометр-дозиметр МКС-08П («Навигатор»), радиометр РЗС-10Н2, индивидуальный дозиметр фотонного излучения ДКГ-12Н3, дозиметр-радиометр МКС-АТ1117М с блоком регистрации нейтронного излучения БДКН-03. Их краткое описание приведено в *Приложении № 2.3* (с. 68).

ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ПРИБОРОВ

Дозиметр-радиометр МКС-08П оснащается в зависимости от назначения различным типом счетчиков СБТ-10А (стандартный или отобранный с повышенной чувствительностью к альфа-излучению). Поток регистрируемых фотонов, бета- или альфа-частиц преобразуется детектором в последовательность электрических сигналов. Эти сигналы формируются по длительности и амплитуде, а затем обрабатываются микропроцессорной схемой регистрации, которая обеспечивает автоматическую обработку и усреднение результатов измерений и их цифровое представление на матричном дисплее.

Прибор предназначен для измерения дозы и мощности амбиентной дозы фотонного (рентгеновского и гамма) излучения, для измерения плотности потока бета-частиц и для оценки плотности потока альфа-частиц от загрязненных поверхностей. Он позволяет осуществлять оперативный поиск загрязненных предметов или источников радиоактивного излучения, а при комплектации подставкой для измерительной кюветы – проводить измерение объемной активности проб воды, почвы, пищи, продуктов растениеводства, животноводства и т. п. (по бета- и гамма-излучению).

Радиометр РЗС-10Н2 предназначен для измерения плотности потока альфа-частиц. Взаимодействие излучения с веществом детектора приводит к вспышке света, которая преобразуется в электрический импульс с помощью фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). Режим работы ФЭУ задается с помощью делителя напряжения, запитанного от высоковольтного преобразователя напряжения.

Сигнал с ФЭУ усиливается зарядочувствительным усилителем и поступает на формирователь, представляющий собой последовательно соединенные компаратор и одновибратор.

На выходе формирователя возникают логические сигналы с амплитудой 5 В, длительностью 3 мкс. На линию связи сигнал поступает через выходной каскад, выполненный в виде эмиттерного повторителя с выходным сопротивлением 50 Ом. Пульт измерительный соединяется кабелем с блоком детектирования. Пульт выполнен в виде прямоугольного корпуса с размещенными внутри платами. На передней панели размещен цифробуквенный дисплей и клавиатура для задания режимов работы.

Радиометр РЗС-10В2 может использоваться санитарно-эпидемиологическими и экологическими службами для обнаружения радиоактивного загрязнения, поиска радиоактивных источников и контроля радиационной обстановки. Радиометр обеспечивает проведение измерений на уровнях, ниже допустимых в НРБ-99/2009 для персонала.

Индивидуальный дозиметр фотонного излучения ДКГ-12ПЗ. В дозиметре применены газоразрядные счетчики излучения типа

СИ-29БГ и СИ-34Г, располагаемые в корректирующих экранах, с целью выравнивания энергетической зависимости чувствительности в диапазоне энергий фотонов от 0,05 кэВ до 3,0 МэВ.

Поток ионизирующего излучения преобразуется счетчиками в последовательность электрических сигналов, передаваемых на схему формирования, регистрации и отображения. В режиме измерения мощности эквивалентной дозы (МЭД) на ЖКИ через каждую секунду отображаются значения мощности эквивалентной дозы в единицах Зв/ч, мЗв/ч, либо после переключения в режим измерения дозы (ЭД) – значение дозы в единицах Зв, мЗв.

Для регистрации нейтронного излучения во многих задачах используется дозиметр-радиометр МКС-АТ1117М с блоком регистрации нейтронного излучения БДКН-03.

В зависимости от выполняемых задач, прибор комплектуется выносными блоками детектирования различного назначения. В качестве элемента управления и индикации может использоваться блок обработки информации (БОИ/БОИ2) или персональный компьютер.

Информация с блока детектирования по специальному кабелю поступает на блок обработки информации и отображается на жидкокристаллическом индикаторе.

В БОИ и БОИ2 предусмотрена возможность записи и хранения в энергонезависимой памяти до 99 результатов измерений, а также передача их в персональный компьютер при помощи специального программного обеспечения (ПО).

Присутствует звуковая и визуальная сигнализация превышения пороговых уровней по дозе, мощности дозы, плотности потока, флюенса и поверхностной активности. Алгоритм работы обеспечивает непрерывность процесса измерения и статистическую обработку результатов в режиме реального времени. В блоки обработки БОИ и БОИ2 встроены узлы детектирования на базе газоразрядных счетчиков, позволяющие обеспечить измерение дозы и мощности дозы гамма-излучения в месте нахождения оператора.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО СТЕНДА

В качестве средства измерения используются рассмотренные портативные носимые радиометры-дозиметры гамма-, бета- и альфа-излучения: интеллектуальный микропроцессорный радиометр-дозиметр МКС-08П («Навигатор»), индивидуальный дозиметр фотонного излучения ДКГ-12НЗ. Краткое описание используемой в работе аппаратуры приведено в *Приложении № 2.3*

На рисунке 2.1 представлен схематический вид стенда для проведения измерений мощности амбиентного эквивалента дозы, амбиентного эквивалента дозы и плотности потока бета-частиц прибором МКС-08.

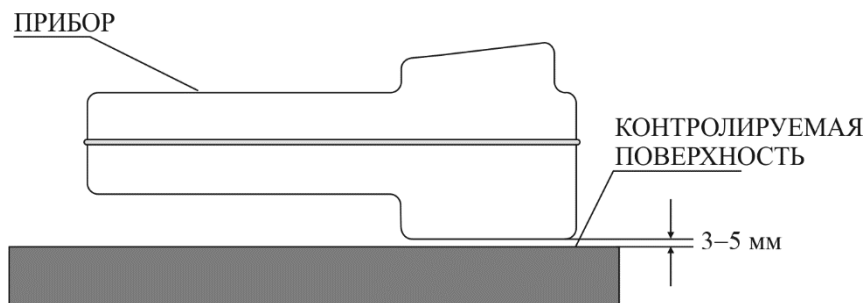


Рис. 2.1. Схематический вид экспериментального стенда

В качестве источника гамма-излучения используются источники из набора ОСГИ, в качестве источника альфа-излучения используются источники из набора ОСАИ (образцовые спектрометрические альфа-источники), а в качестве источника бета-излучения – источник $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$ и ^{14}C .

Расстояние 3–5 мм устанавливается при измерении плотности потока бета-частиц. При измерении мощности амбиентной дозы и дозы гамма-излучения расстояние выбирается таким, чтобы обеспечивалось значение мощности дозы в пределах от 10 до 20 мкЗв/ч.

Измерения с гамма-источником проводятся тогда, когда детектор прибора закрыт экраном, формирующим соответствующую энергетическую зависимость чувствительности детектора. Измерения с бета-источником проводятся при снятом экране.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

ВНИМАНИЕ!!! Включение установки и размещение источника ионизирующего излучения осуществляются только в присутствии преподавателя!

Измерение значений мощности эквивалентной дозы, дозы фотонного излучения, мощности амбиентной дозы, амбиентного эквивалента дозы и плотности потока альфа- и бета-частиц.

1. Включить приборы МКС-08 П и РЗС-10Н2, прибор ДКГ-12ПЗ включить за минуту до работы с ним (см. п. 26), прибор МКС-08 П установить в режим « γ » и после установления рабочего режима примерно через **1 мин** после включения начать выполнять п. 2.
2. Провести **5–10** измерений значений мощности амбиентного эквивалента дозы $\bar{H}^*(10)$ в помещении, где проводится лабораторная работа (измерение гамма-фона).
3. Определить среднее арифметическое значение $\bar{H}^*(10)$.
4. Вычислить среднее квадратичное отклонение σ :

$$\sigma = \frac{\sqrt{\sum (\bar{H}_i^* - \bar{H}^*)^2}}{n},$$

где $\bar{H}^*(10)$ – среднее арифметическое значение мощности амбиентного эквивалента дозы;

$\bar{H}_i^*(10)$ – измеренные значения мощности амбиентного эквивалента дозы;

n – число измерений.

5. Результаты измерений и вычислений занести в соответствующие ячейки таблицы 2.1 и (или) таблицы 2.2.
6. Положить под «входное» окно детектора прибора гамма-источник.
7. Провести измерения и вычисления, аналогично пп. 2–4.
8. Результаты измерений и вычислений занести в соответствующие ячейки таблицы 2.1 и (или) таблицы 2.2.
9. Провести измерения амбиентного эквивалента дозы \dot{H}^* (10) за период времени $t=15-20$ мин.
10. Сравнить измеренное значение со значением \bar{H}^* (10).
11. Результаты измерений и вычислений занести в соответствующие ячейки таблицы 2.1 и (или) таблицы 2.2.
12. Убрать источник гамма-излучения.
13. Снять с детектора прибора экран.
14. Перевести прибор в режим измерения « β », провести измерения бета-гамма-фона в помещении в соответствии с п. 1 и вычислить его среднее арифметическое значение.
15. Положить под входное окно детектора бета-источник.
16. Зарегистрировать **5–10** показаний прибора и вычислить среднее арифметическое значение плотности потока бета-частиц от источника.
17. Вычесть из него среднее арифметическое значение бета-гамма-фона. Определить плотность потока бета-частиц $\dot{\Phi}_\beta$ по формуле:
$$\dot{\Phi}_\beta = \dot{\Phi}_{\beta 0} - \dot{\Phi}_{\beta 3},$$
где $\dot{\Phi}_{\beta 0}$ (част/см²·мин) – суммарные показания прибора при регистрации бета-излучения с открытым окном детектора; $\dot{\Phi}_{\beta 3}$ (част/см²·мин) – суммарные показания прибора при регистрации бета-излучения с закрытым окном детектора.
18. Результаты измерений и вычислений занести в соответствующие ячейки таблицы 2.1 и (или) таблицы 2.2.

19. Убрать источник бета-излучения.

Повторить пп. 14–17 с другим источником бета-излучения.

20. Перевести прибор в режим измерения плотности потока альфа-излучения.

21. Положить под входное окно детектора альфа-источник и зарегистрировать суммарные показания прибора с открытым детектором $\dot{\Phi}_{\alpha O}$ (част/см²·мин) – от альфа-, бета- и гамма-излучений.

22. Ввести между контролируемым объектом и прибором лист обыкновенной писчей бумаги, поглощающей только альфа-излучение и зарегистрировать суммарные показания прибора с листом бумаги $\dot{\Phi}_{\alpha L}$ (част/см²·мин) от бета- и гамма-излучений.

23. Определить плотность потока альфа-частиц $\dot{\Phi}_{\alpha}$ (част/см²·мин) от поверхности исследуемого объекта по формуле:
$$\dot{\Phi}_{\alpha} = \dot{\Phi}_{\alpha O} - \dot{\Phi}_{\alpha L}.$$

24. Результаты измерений и вычислений занести в соответствующие ячейки таблицы 2.1 и (или) таблицы 2.2.

25. Перевести прибор РЗС-10Н2 в рабочее положение и выполнить пп. 20–23.

26. Перевести прибор ДКГ-12ПЗ в рабочее положение и выполнить пп. 2–11 по измерению мощности эквивалентной дозы и дозы гамма-излучения за такое же время (см. п. 9).

27. Сравнить результаты измерений и вычислений идентичных параметров с результатами, полученными с использованием разных приборов. В случае их расхождений, обсудить возможные причины этих расхождений.

28. Написать отчет.

Таблица 2.1

Результаты измерений и вычислений с прибором МКС-08 П

Прибор, излучения Измеряемые величины	МКС-08П γ-излучение				МКС-08П β-излучение (ист. 1)				МКС-08П α-излучение			
	Измер. γ-фон \dot{N}_{ϕ}^*	σ_{ϕ}	\bar{N} от γ-ист.	σ_{γ}	Измер. β-γ-фон $\dot{\Phi}_{\beta\gamma}$	σ_{ϕ}	$\dot{\Phi}_{\beta\alpha}$ от β-ист.	σ_{β}	Измер. β-γ-фон $\dot{\Phi}_{\alpha\beta}$	σ_{ϕ}	$\dot{\Phi}_{\alpha\alpha}$ от α-ист.	σ_{α}
1.												
2.												
3.												
....												
10.												
$\sum Q_i$												
$Q_i = \frac{\sum Q_i}{n}$												

Таблица 2.2

Результаты измерений и вычислений с приборами МКС-08 П, РЭС-10Н2 и ДКГ-12ПЗ

Прибор, излучения	МКС-08П γ -излучение		МКС-08П β -излучение (ист. 1)			МКС-08П α -излучение				
	Измер. γ -фон \dot{H}_ϕ^*	σ_ϕ	\bar{H} от γ -ист.	Измер. β - γ -фон $\dot{\Phi}_{\beta\gamma}$	σ_ϕ	$\dot{\Phi}_{\beta\alpha}$ от β -ист.	Измер. β - γ -фон $\dot{\Phi}_{\beta\gamma}$	σ_ϕ	$\dot{\Phi}_{\alpha\alpha}$ от α -ист.	σ_α
1.										
2.										
3.										
....										
10.										
$\sum Q_i$										
$Q_i = \frac{\sum Q_i}{n}$										

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что такое радиационный эффект?
2. В чем различие существующих доз и мощностей доз облучения?
3. Что такое ПДД и ПД и какие величины рекомендуют НРБ-99/2009?
4. Что такое поверка прибора?
5. Каков физический смысл среднего арифметического значения?
6. Каков физический смысл среднего квадратичного отклонения?
7. Для какой цели используется экран перед детектором при измерении гамма-излучения?
8. Почему при измерении бета-излучения экран снимается?
9. Почему при измерении плотности потока бета-частиц прибор устанавливался почти вплотную к источнику?
10. Какие материалы используются при экранировании гамма-излучения, бета-излучения, а также для экранирования нейтронов различных энергий?

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Беспалов В.И. Надзор и контроль в сфере безопасности. Радиационная защита: учеб. пособие для бакалавриата и магистратуры. 4-е изд. М.: Издательство Юрайт, 2018.
2. Поленов Б.В. Дозиметрические приборы для населения. Москва, Энергоатомиздат, 1991.
3. СанПин 2.6.1.2523-09 «Нормы радиационной безопасности НРБ-99/2009». Утверждены и введены в действие постановлением Главного государственного санитарного врача Российской Федерации Г.Г. Онищенко от 7 июля 2009 г. № 47 с 1 сентября 2009 г.
4. Климанов В.А., Крамер-Агеев Е.А., Смирнов В.В. «Дозиметрия ионизирующих излучений». Издательство НИЯУ МИФИ Москва, 2015.

ПРИЛОЖЕНИЕ № 2.1 ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ТЕРМИНЫ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ В ОБЛАСТИ ДОЗИМЕТРИИ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Внешнее облучение – облучение тела от находящихся вне его источников ионизирующего излучения.

Внутреннее облучение – облучение тела от находящихся внутри него источников ионизирующего излучения.

Поглощенная доза ионизирующего излучения D – отношение средней энергии \overline{dW} ионизирующего излучения, поглощенного веществом в элементарном объеме, к массе dm вещества в этом объеме:

$$D = \frac{\overline{dW}}{dm}.$$

Единица измерения поглощенной дозы в СИ – грей (Гр). Грей равен поглощенной дозе ионизирующего излучения, при которой веществу массой 1 кг передается энергия ионизирующего излучения 1 Дж. 1 грей равен 100 бэр.

Основной величиной (мерой), определяющей уровень радиационного воздействия (биологического повреждения) при хроническом облучении человека в малых дозах, т. е. не способного вызвать лучевую болезнь, является эквивалентная доза.

Эквивалентная доза H – основная дозиметрическая величина в области радиационной безопасности, введенная для оценки возможного ущерба здоровью человека от хронического воздействия ионизирующего излучения произвольного состава.

Величина эквивалентной дозы равна произведению поглощенной дозы на средний коэффициент качества \bar{k} ионизирующего излучения в данном элементе объема биологической ткани, т. е. $H = \bar{k} \cdot D$.

Единица эквивалентной дозы – зиверт, Зв. При определении эквивалентной дозы принимается следующий состав мягкой биологической ткани: 10,1% водорода, 11,1% углерода, 2,6% азота, 76,2% кислорода (по массе).

Коэффициент качества \bar{k} – коэффициент для учета биологической эффективности разных видов ионизирующего излучения при определении эквивалентной дозы. При определении эквивалентной дозы ионизирующего излучения с неизвестным энергетическим составом следует использовать следующие средние значения коэффициента качества: рентгеновское и гамма-излучение, $\bar{k} = 1$; электроны, позитроны и бета-излучение, $\bar{k} = 1$; альфа-излучение с энергией меньше 10 МэВ, $\bar{k} = 20$; нейтроны с энергией 0,1–10 МэВ, $\bar{k} = 10$; нейтроны с энергией меньше 20кэВ, $\bar{k} = 3$.

Эффективная эквивалентная доза (ЭЭД) H_E – сумма произведений дозы H_T , полученной каждым органом, на соответствующий весовой (взвешивающий) коэффициент W_T , учитывающий различную чувствительность органов к излучению. ЭЭД обеспечивает сравнимость и приведение неравномерного облучения тела к такой же оценке его последствий, как и при равномерном облучении:

$$H_E = \sum_{i=1}^T H_T W_T.$$

Персонал – лица, работающие с техногенными источниками излучения (группа А) или работающие на радиационном объекте или на территории его санитарно-защитной зоны и находящиеся в сфере воздействия техногенных источников (группа Б).

Население – все лица, включая персонал вне работы с источниками ионизирующего излучения.

Предельно допустимая доза (ПДД) – основной дозовый предел для категории А облучаемых лиц – 50 мЗв (5 бэр). ПДД – такое наибольшее значение индивидуальной эквивалентной дозы за календарный год, при котором равномерное облучение за 50 лет не

может вызвать в состоянии здоровья неблагоприятных изменений, обнаруживаемых современными методами. ПДД не включают в себя дозы естественного фона и медицинского облучения.

Предел дозы ПД – значение эффективной или эквивалентной дозы техногенного облучения населения и персонала за счет нормальной эксплуатации радиационного объекта, которое не должно превышать. Соблюдение предела годовой дозы предотвращает возникновение детерминированных эффектов, а вероятность стохастических эффектов сохраняется при этом на приемлемом уровне.

Эффективная доза для персонала не должна превышать за период трудовой деятельности (50 лет) 1000 мЗв, а для населения за период жизни (70 лет) – 70 мЗв. Началом периодов считается 1 января 2000 года.

Мощность эквивалентной дозы (МЭД) \dot{H} – отношение приращения эквивалентной дозы за интервал времени к этому интервалу времени. Единица мощности эквивалентной дозы – зиверт в секунду, Зв/с, 1 Зв/с = 100 бэр/с.

Амбиентная эквивалентная доза $H^*(10)$ – эквивалентная доза, создаваемая в шаре диаметром 30 см из тканеэквивалентного материала плотностью 1 г/см³ на глубине 10 мм от поверхности по диаметру, параллельному направленному потоку излучения.

ПРИЛОЖЕНИЕ № 2.2

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ НОРМ РАДИАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ

«НРБ – 99/2009»

Основополагающим документом, регламентирующим требования Федерального закона «О радиационной безопасности населения» в форме основных пределов доз, допустимых уровней воздействия ионизирующего излучения и других требований по ограничению облучения человека, являются Нормы радиационной безопасности НРБ-99/2009 (далее – Нормы).

Они применяются для обеспечения безопасности человека во всех условиях воздействия на него ионизирующего излучения искусственного или природного происхождения.

Нормы распространяются на следующие источники ионизирующего излучения:

- техногенные источники при их нормальной эксплуатации;
- техногенные источники, образовавшиеся в результате радиационной аварии;
- природные источники;
- медицинские источники.

Требования по обеспечению радиационной безопасности сформулированы для каждого вида облучения. Суммарная доза от всех видов облучения используется для оценки радиационной обстановки и ожидаемых медицинских последствий, а также для обоснования защитных мероприятий и оценки их эффективности.

Требования Норм не распространяются на источники излучения, создающие при любых условиях обращения с ними:

- индивидуальную годовую эффективную дозу не более 10 мкЗв и
- коллективную эффективную годовую дозу не более 1 чел.-Зв, либо когда при коллективной дозе более

1 чел.-Зв оценка по принципу оптимизации показывает нецелесообразность снижения коллективной дозы;

- индивидуальную годовую эквивалентную дозу в коже не более 50 мЗв и в хрусталике глаза не более 15 мЗв.

При обосновании защиты от источников потенциального облучения в течение года принимаются следующие граничные значения обобщенного риска (произведение вероятности события, приводящего к облучению, и вероятности смерти, связанной с облучением):

- персонал – $2,0 \cdot 10^{-4}$, год⁻¹;
- население – $1,0 \cdot 10^{-5}$, год⁻¹.

ТРЕБОВАНИЯ К ОГРАНИЧЕНИЮ ТЕХНОГЕННОГО ОБЛУЧЕНИЯ В КОНТРОЛИРУЕМЫХ УСЛОВИЯХ

Одним из требований к ограничению техногенного облучения в контролируемых условиях является обеспечение нормальных условий эксплуатации источников излучения.

Нормами установлены следующие категории облучаемых лиц:

- персонал (группы А и Б);
- все население, включая лиц из персонала вне сферы и условий их производственной деятельности.

При нормальных условиях эксплуатации источников излучения для категорий облучаемых лиц установлены три класса нормативов:

- основные пределы доз (ПД), приведенные в таблице П 2.2.1;
- допустимые уровни монофакторного воздействия (для одного радионуклида, пути поступления или одного вида внешнего облучения), являющиеся производными от основных пределов доз: пределы годового поступления (ПП), допустимые среднегодовые объемные активности (ДОА), среднегодовые удельные активности (ДУА) и другие.

Для обеспечения условий, при которых радиационное воздействие будет ниже допустимого, с учетом достигнутого в организации уровня радиационной безопасности, администрацией организации дополнительно устанавливаются контрольные уровни (дозы, уровни активности, плотности потоков и др.).

Основные пределы доз облучения не включают в себя дозы от природного и медицинского облучения, а также дозы вследствие радиационных аварий. На эти виды облучения устанавливаются специальные ограничения.

Эффективная доза для персонала не должна превышать за период трудовой деятельности (50 лет) 1 Зв, а для населения за период жизни (70 лет) – 70 мЗв. Начало периодов вводится с 1 января 2000 года.

При одновременном воздействии на человека источников внешнего и внутреннего облучения годовая эффективная доза не должна превышать пределов доз, установленных в табл. П 2.2.1.

В стандартных условиях монофакторного поступления радионуклидов, определенных Нормами, годовое поступление радионуклидов через органы дыхания и среднегодовая объемная активность их во вдыхаемом воздухе не должны превышать числовых значений ПГП и ДОА, приведенных в приложениях к НРБ, где пределы доз взяты равными 20 мЗв в год для персонала и 1 мЗв в год для населения.

В условиях нестандартного поступления радионуклидов значения ПГП и ДОА устанавливаются методическими указаниями федерального органа Роспотребнадзора.

Для персонала группы А значения ПГП и ДОА дочерних продуктов радионуклидов радона (^{222}Rn и ^{220}Rn) – ^{218}Po (RaA), ^{214}Pb (RaB); ^{214}Bi (RaC); ^{212}Pb (ThB); ^{212}Bi (ThC) в единицах эквивалентной равновесной активности составляют:

$$\text{ПГП: } 0,10 \text{ PRaA} + 0,52 \text{ PRaB} + 0,38 \text{ PRaC} = 3,0 \text{ МБк}$$

$$0,91 \text{ PThB} + 0,09 \text{ PThC} = 0,68 \text{ МБк}$$

$$\text{ДОА: } 0,10 \text{ ARaA} + 0,52 \text{ ARaB} + 0,38 \text{ ARaC} = 1200 \text{ Бк/м}^3$$

$$0,91 \text{ AThB} + 0,09 \text{ AThC} = 270 \text{ Бк/м}^3,$$

где P_i и A_i – годовые поступления и среднегодовые объемные активности в зоне дыхания соответствующих дочерних продуктов радона и торона.

Таблица П 2.2.1

Основные пределы доз

Нормируемые величины *	Пределы доз	
	Персонал (группа А) **	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 ***	150 мЗв	15 мЗв
коже ****	500 мЗв	50 мЗв
кистях и стопах	500 мЗв	50 мЗв

Примечания:

* Допускается одновременное облучение до указанных пределов по всем нормируемым величинам.

** Основные пределы доз, как и все остальные допустимые уровни облучения персонала группы Б, равны 1/4 значений для персонала группы А. Далее в тексте все нормативные значения для категории персонал приводятся только для группы А.

*** Относится к дозе на глубине 300 мг/см².

**** 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 превышение предела дозы на хрусталик от бета-частиц.

Для женщин в возрасте до 45 лет, работающих с источниками излучения, вводятся дополнительные ограничения: эквивалентная доза на поверхности нижней части области живота не должна превышать 1 мЗв в месяц, а поступление, радионуклидов в организм за год не должно быть более 1/20 предела годового поступления для персонала.

На период беременности и грудного вскармливания ребенка женщины должны переводиться на работу, не связанную с источниками ионизирующего излучения, установленных в табл. П 2.2.1.

Для студентов и учащихся старше 16 лет, проходящих профессиональное обучение с использованием источников излучения, годовые дозы не должны превышать значений, установленных для персонала группы Б.

ПЛАНИРУЕМОЕ ПОВЫШЕННОЕ ОБЛУЧЕНИЕ

Планируемое облучение персонала группы А выше установленных пределов доз (см. табл. П 2.2.1) при ликвидации или предотвращении аварии может быть разрешено только в случае необходимости спасения людей и (или) предотвращения их облучения. Планируемое повышенное облучение допускается для мужчин старше 30 лет лишь при их добровольном письменном согласии, после информирования о возможных дозах облучения и риске для здоровья.

Планируемое облучение экипажей, находящихся в море судов ВМФ с атомными энергетическими установками, личного состава аварийно-спасательных и других специальных формирований выше установленных пределов доз (см. табл. П 2.2.1) при ликвидации или предотвращении аварии регламентируется ведомственными документами, согласованными с Минздравом России.

Планируемое повышенное облучение в эффективной дозе до 100 мЗв в год и эквивалентных дозах не более двукратных значений, приведенных в таблице табл. П 2.2.1, допускается с разрешения территориальных органов Роспотребнадзора, а облучение в эффективной дозе до 200 мЗв в год и четырехкратных значений

эквивалентных доз по табл. П 2.2.1 – только с разрешения федерального органа Роспотребнадзора.

Повышенное облучение не допускается:

- для работников, ранее уже облученных в течение года в результате аварии или запланированного повышенного облучения с эффективной дозой 200 мЗв или с эквивалентной дозой, превышающей в четыре раза соответствующие пределы доз, приведенные в табл. П 2.2.1;
- для лиц, имеющих медицинские противопоказания для работы с источниками излучения.

Лица, подвергшиеся облучению в эффективной дозе, превышающей 100 мЗв в течение года, при дальнейшей работе не должны подвергаться облучению в дозе свыше 20 мЗв за год.

Облучение эффективной дозой свыше 200 мЗв в течение года должно рассматриваться как потенциально опасное. Лица, подвергшиеся такому облучению, должны немедленно выводиться из зоны облучения и направляться на медицинское обследование. Последующая работа с источниками излучения этим лицам может быть разрешена только в индивидуальном порядке с учетом их согласия по решению компетентной медицинской комиссии.

Лица, не относящиеся к персоналу, привлекаемые для проведения аварийных и спасательных работ, должны быть оформлены и допущены к работам как персонал группы А.

ТРЕБОВАНИЯ К ЗАЩИТЕ ОТ ПРИРОДНОГО ОБЛУЧЕНИЯ В ПРОИЗВОДСТВЕННЫХ УСЛОВИЯХ

Эффективная доза облучения природными источниками излучения всех работников, включая персонал, не должна превышать 5 мЗв в год в производственных условиях (любые профессии и производства).

Средние значения радиационных факторов в течение года, соответствующие при монофакторном воздействии эффективной дозе 5 мЗв за год при продолжительности работы 2000 ч/год, сред-

ней скорости дыхания $1,2 \text{ м}^3/\text{ч}$ и радиоактивном равновесии радионуклидов уранового и ториевого рядов в производственной пыли, составляют:

- мощность эффективной дозы гамма-излучения на рабочем месте – $2,5 \text{ мкЗв}/\text{ч}$;
- ЭРОАРn в воздухе зоны дыхания – $310 \text{ Бк}/\text{м}^3$;
- ЭРОАТn в воздухе зоны дыхания – $68 \text{ Бк}/\text{м}^3$;
- удельная активность в производственной пыли урана-238, находящегося в радиоактивном равновесии с членами своего ряда – $40/f \text{ кБк}/\text{кг}$, где f – среднегодовая общая запыленность воздуха в зоне дыхания, $\text{мг}/\text{м}^3$;
- удельная активность в производственной пыли тория-232, находящегося в радиоактивном равновесии с членами своего ряда – $27/f, \text{ кБк}/\text{кг}$.

При многофакторном воздействии должно выполняться условие: сумма отношений воздействующих факторов к значениям, приведенным выше, не должна превышать 1.

Воздействие космических излучений на экипажи самолетов нормируется как природное облучение в производственных условиях, и эффективная доза этого рода работников не должна превышать 5 мЗв в год.

ТРЕБОВАНИЯ К ОГРАНИЧЕНИЮ ОБЛУЧЕНИЯ НАСЕЛЕНИЯ

Радиационная безопасность населения достигается путем ограничения воздействия от всех основных видов облучения. Возможности регулирования разных видов облучения существенно различаются, поэтому регламентация их осуществляется отдельно, с применением разных методологических подходов и технических способов.

В отношении всех источников облучения населения следует принимать меры как по снижению дозы облучения у отдельных лиц, так и по уменьшению числа лиц, подвергающихся облучению, в соответствии с принципом оптимизации.

Ограничение техногенного облучения населения в нормальных условиях

Годовая доза облучения населения не должна превышать основные пределы доз (табл. П 2.2.1). Указанные пределы доз относятся к средней дозе критической группы населения, рассматриваемой как сумма доз внешнего облучения за текущий год и ожидаемой дозы до 70 лет вследствие поступления радионуклидов в организм за текущий год.

Для ограничения облучения населения отдельными техногенными источниками излучений федеральным органом Роспотребнадзора для них устанавливаются квоты (доли) предела годовой дозы, но так, чтобы сумма квот не превышала пределов доз, указанных в табл. П 2.2.1.

Облучение населения техногенными источниками излучения ограничивается путем обеспечения сохранности источников излучения, контроля технологических процессов и ограничения выброса (сброса) радионуклидов в окружающую среду, а также другими мероприятиями на стадии проектирования, эксплуатации и прекращения использования источников излучения.

На основании значений ПГП радионуклидов через органы пищеварения, соответствующих пределу дозы 1 мЗв за год и квот от этого предела, может быть рассчитана для конкретных условий допустимая удельная активность основных пищевых продуктов с учетом их распределения по компонентам рациона и в питьевой воде, а также с учетом поступления радионуклида через органы дыхания и внешнего облучения. Значения ПГП радионуклидов для населения через органы дыхания и пищеварения, а также соответствующие им значения ДОА и УВ приведены в приложении П-2 НРБ-99/2009.

Ограничение природного облучения населения

Допустимое значение эффективной дозы, обусловленной суммарным воздействием природных источников излучения, для населения не устанавливается. Снижение облучения населения до-

стигается путем установления системы ограничений на облучение населения от отдельных природных источников излучения.

При проектировании новых зданий жилищного и общественного назначения должно быть предусмотрено, чтобы среднегодовая эквивалентная равновесная объемная активность дочерних радионуклидов радона и торона в воздухе помещений ($\text{ЭРОARn} + 4,6\text{-ЭРОATh}$) не превышала 100 Бк/м^3 , а мощность эффективной дозы гамма-излучения не превышала мощность дозы на открытой местности более чем на $0,2 \text{ мкЗв/ч}$.

В эксплуатируемых зданиях среднегодовая эквивалентная равновесная объемная активность дочерних продуктов радона и торона в воздухе жилых помещений не должна превышать 200 Бк/м^3 . При более высоких значениях объемной активности должны проводиться защитные мероприятия, направленные на снижение поступления радона в воздух помещений и улучшение вентиляции помещений. Защитные мероприятия должны проводиться также, если мощность эффективной дозы гамма-излучения в помещениях превышает мощность дозы на открытой местности более чем на $0,2 \text{ мкЗв/ч}$.

Эффективная удельная активность ($A_{\text{эфф}}$) природных радионуклидов в строительных материалах (щебень, гравий, песок, бутовый и пиленный камень, цементное и кирпичное сырье и пр.), добываемых на их месторождениях или являющихся побочным продуктом промышленности, а также отходы промышленного производства, используемые для изготовления строительных материалов (золы, шлаки и пр.), не должна превышать:

- для материалов, используемых в строящихся и реконструируемых жилых и общественных зданиях (1 класс):

$$A_{\text{эфф}} = A_{\text{Ra}} + 1,3A_{\text{Th}} + 0,09A_{\text{K}} \leq 370 \text{ Бк/кг},$$

где A_{Ra} и A_{Th} – удельные активности ^{226}Ra и ^{232}Th , находящихся в равновесии с остальными членами уранового и ториевого рядов, A_{K} – удельная активность K-40 (Бк/кг);

- для материалов, используемых в дорожном строительстве в пределах территории населенных пунктов и зон перспективной застройки, а также при возведении производственных сооружений (II класс):

$$A_{\text{эфф}} \leq 740 \text{ Бк/кг};$$

- для материалов, используемых в дорожном строительстве вне населенных пунктов (III класс):

$$A_{\text{эфф}} \leq 1,5 \text{ кБк/кг}.$$

При $1,5 \text{ кБк/кг} < A_{\text{эфф}} \leq 4,0 \text{ кБк/кг}$ (IV класс) вопрос об использовании материалов решается в каждом случае отдельно по согласованию с федеральным органом Роспотребнадзора. При $A_{\text{эфф}} > 4,0 \text{ кБк/кг}$ материалы не должны использоваться в строительстве.

При содержании природных и искусственных радионуклидов в питьевой воде, создающих эффективную дозу меньше $0,1 \text{ мЗв}$ за год, не требуется проведения мероприятий по снижению ее радиоактивности. Этому значению дозы при потреблении воды 2 кг в сутки соответствуют средние значения удельной активности за год (уровни вмешательства – УВ), приведенные в приложении П-2 НРБ-99/2009.

При совместном присутствии в воде нескольких радионуклидов должно выполняться условие:

$$\sum_i \frac{A_i}{\text{УВ}_i} \leq 1,$$

где A_i – удельная активность i -го радионуклида в воде;

УВ_i – соответствующий уровень вмешательства.

При невыполнении указанного условия защитные действия должны осуществляться с учетом принципа оптимизации.

Предварительная оценка допустимости использования воды для питьевых целей может быть дана по удельной суммарной альфа (A_α)- и бета (A_β)-активности, которая не должна превышать $0,1$ и $1,0 \text{ Бк/кг}$ соответственно.

При возможном присутствии в воде ^3H , ^{14}C , ^{131}I , ^{210}Pb , ^{228}Ra и ^{232}Th определение удельной активности этих радионуклидов в воде является обязательным. Уровень вмешательства для ^{222}Rn в питьевой воде составляет 60 Бк/кг.

Примечание. Критическим путем облучения людей за счет радона, содержащегося в питьевой воде, является переход радона в воздух помещения и последующее ингаляционное поступление дочерних продуктов радона.

Для минеральных и лечебных вод устанавливаются специальные нормативы.

Удельная активность природных радионуклидов в фосфорных удобрениях и мелиорантах не должна превышать:

$$AU + 1,5A\text{Th} \leq 4,0 \text{ кБк/кг},$$

где AU и ATh – удельные активности урана-238 (радия-226) и тория-232 (тория-228), находящихся в радиоактивном равновесии с остальными членами уранового и торцевого рядов, соответственно.

Ограничение медицинского облучения

Принципы контроля и ограничения радиационных воздействий в медицине основаны на получении необходимой и полезной диагностической информации или терапевтического эффекта при минимально возможных уровнях облучения. При этом не устанавливаются пределы доз, но используются принципы обоснования назначения радиологических медицинских процедур и оптимизации мер защиты пациентов.

При проведении профилактических медицинских рентгенологических исследований и научных исследований практически здоровых лиц годовая эффективная доза облучения этих лиц не должна превышать 1 мЗв.

Установленный норматив годового профилактического облучения может быть превышен лишь в условиях неблагоприятной эпидемиологической обстановки, требующей проведения дополни-

тельных исследований или вынужденного использования методов с большим дозообразованием. Такое решение о временном вынужденном превышении этого норматива профилактического облучения принимается областным, краевым (республиканским) управлением здравоохранения.

Проведение научных исследований на людях с источниками излучения должно осуществляться по решению федерального органа здравоохранения. При этом требуется обязательное письменное согласие испытуемого и предоставление ему информации о возможных последствиях облучения.

Лица (не являющиеся работниками рентгенорадиологического отделения), оказывающие помощь в поддержке пациентов (тяжелобольных, детей) при выполнении рентгенорадиологических процедур, не должны подвергаться облучению в дозе, превышающей 5 мЗв в год.

Мощность дозы гамма-излучения на расстоянии 1 метра от пациента, которому с терапевтической целью введены радиофармацевтические препараты, не должна превышать при выходе из радиологического отделения 3 мкЗв/ч.

При использовании источников излучения в медицинских целях контроль доз облучения пациентов является обязательным.

Требования по ограничению облучения населения в условиях радиационной аварии

В случае возникновения аварии должны быть приняты практические меры для восстановления контроля над источником излучения и сведения к минимуму доз облучения, количества облученных лиц, радиоактивного загрязнения окружающей среды, экономических и социальных потерь, вызванных радиоактивным загрязнением.

При радиационной аварии или обнаружении радиоактивного загрязнения ограничение облучения осуществляется защитными мероприятиями, применимыми, как правило, к окружающей среде и (или) к человеку. Эти мероприятия могут приводить к наруше-

нию нормальной жизнедеятельности населения, хозяйственного и социального функционирования территории, т. е. являются вмешательствами, влекущим за собой не только экономический ущерб, но и неблагоприятное воздействие на здоровье населения, психологическое воздействие на население и неблагоприятное изменение состояния экосистем. Поэтому при принятии решений о характере вмешательства (защитных мероприятий) следует руководствоваться следующими принципами:

- предлагаемое вмешательство должно принести обществу и, прежде всего, облучаемым лицам больше пользы, чем вреда, т. е. уменьшение ущерба в результате снижения дозы должно быть достаточным, чтобы оправдать вред и стоимость вмешательства, включая его социальную стоимость (принцип обоснования вмешательства);
- форма, масштаб и длительность вмешательства должны быть оптимизированы таким образом, чтобы чистая польза от снижения дозы, т. е. польза от снижения радиационного ущерба за вычетом ущерба, связанного с вмешательством, была бы максимальной (принцип оптимизации вмешательства).

Если предполагаемая доза излучения за короткий срок (2 суток) достигает уровней, при превышении которых возможны клинически определяемые детерминированные эффекты (табл. П 2.2.2), необходимо срочное вмешательство (меры защиты). При этом вред здоровью от мер защиты не должен превышать пользы здоровью пострадавших от облучения.

При хроническом облучении в течение жизни защитные мероприятия становятся обязательными, если годовые поглощенные дозы превышают значения, приведенные в таблице П 2.2.3. Превышение этих доз приводит к серьезным детерминированным эффектам.

Уровни вмешательства для временного отселения населения составляют: для начала временного отселения – 30 мЗв в месяц, для окончания временного отселения 10 мЗв в месяц.

Если прогнозируется, что накопленная за один месяц доза будет находиться выше указанных уровней в течение года, следует решать вопрос об отселении населения на постоянное место жительства.

Таблица П 2.2.2

Прогнозируемые уровни облучения, при которых необходимо срочное вмешательство

Орган или ткань	Поглощенная доза в органе или ткани за 2 суток, Гр
Все тело	1
Легкие	6
Кожа	3
Щитовидная железа	5
Хрусталик глаза	2
Гонады	3
Плод	0,1

Таблица П 2.2.3

Уровни вмешательства при хроническом облучении

Орган или ткань	Годовая поглощенная доза, Гр
Гонады	0,2
Хрусталик глаза	0,1
Красный костный мозг	0,4

При проведении противорадиационных вмешательств пределы доз (табл. П 2.2.1) не применяются. Исходя из указанных принципов, при планировании защитных мероприятий на случай радиационной аварии органами Роспотребнадзора устанавливаются уровни вмешательства (дозы и мощности доз облучения, уровни

радиоактивного загрязнения) применительно к конкретному радиационному объекту и условиям его размещения с учетом вероятных типов аварии, сценариев развития аварийной ситуации и складывающейся радиационной обстановки.

При аварии, повлекшей за собой радиоактивное загрязнение обширной территории, на основании контроля и прогноза радиационной обстановки устанавливается зона радиационной аварии. В зоне радиационной аварии проводится контроль радиационной обстановки и осуществляются мероприятия по снижению уровней облучения населения на основании указанных выше принципов и подходов.

Принятие решений о мерах защиты населения в случае крупной радиационной аварии с радиоактивным загрязнением территории проводится на основании сравнения прогнозируемой дозы, предотвращаемой защитным мероприятием, и уровней загрязнения с уровнями А и Б, приведенными в табл. П 2.2.4–П 2.2.6.

Если уровень облучения, предотвращаемого защитным мероприятием, не превосходит уровень А, нет необходимости в выполнении мер защиты, связанных с нарушением нормальной жизнедеятельности населения, а также хозяйственного и социального функционирования территории.

Если предотвращаемое защитным мероприятием облучение превосходит уровень А, но не достигает уровня Б, решение о выполнении мер защиты принимается по принципам обоснования и оптимизации с учетом конкретной обстановки и местных условий.

Если уровень облучения, предотвращаемого защитным мероприятием, достигает и превосходит уровень Б, необходимо выполнение соответствующих мер защиты, даже если они связаны с нарушением нормальной жизнедеятельности населения, хозяйственного и социального функционирования территории.

На поздних стадиях радиационной аварии, повлекшей за собой загрязнение обширных территорий долгоживущими радио-

нуклидами, решения о защитных мероприятиях принимаются с учетом сложившейся радиационной обстановки и конкретных социально-экономических условий. Вариант принятых решений применительно к последствиям аварийных прецедентов и локальных радиоактивных загрязнений приведен в приложении П-5 НРБ-99/2009.

Таблица П 2.2.4

Критерии для принятия неотложных решений в начальном периоде радиационной аварии

Меры защиты	Предотвращаемая доза за первые 10 суток, мГр			
	на все тело		щитовидная железа, легкие, кожа	
	уровень А	уровень Б	уровень А	уровень Б
Укрытие	5	50	50	500
Йодная профилактика:				
взрослые	–	–	250*	2500*
дети	–	–	100*	1000*
Эвакуация	50	500	500	5000

* Только для щитовидной железы.

Критерии принятия решений и производные уровни для ограничительных мер при авариях с диспергированием преимущественно урана, плутония, других трансурановых элементов устанавливаются специальным нормативным документом.

Требования к планируемому повышенному облучению персонала группы А, к защите от природного облучения в производственных условиях, к ограничению облучения населения в нормальных условиях, к ограничению медицинского облучения и тре-

бования по ограничению населения в условиях радиационной аварии рассмотрены в соответствующих разделах НРБ-99/2009.

Таблица П 2.2.5

Критерии для принятия решений об отселении и ограничении потребления загрязненных пищевых продуктов

Меры защиты	Предотвращаемая эффективная доза, мЗв	
	уровень А	уровень Б
Ограничение потребления загрязненных продуктов питания и питьевой воды	5 за первый год 1 /год в последующие годы	50 за первый год 10 /год в последующие годы
Отселение	50 за первый год 1000 за все время отселения	500 за первый год

Таблица П 2.2.6

Критерии для принятия решений об ограничении потребления загрязненных продуктов в первый год после возникновения аварии

Радионуклиды	Удельная активность радионуклида в пищевых продуктах, кБк/кг	
	уровень А	уровень Б
^{131}I , ^{134}Cs , ^{137}Cs	1	10
^{90}Sr	0,1	1,0
^{238}Pu , ^{239}Pu , ^{241}Am	0,01	0,1

Допустимые уровни радиоактивного загрязнения поверхности транспортных средств, минимально значимые удельной активности (МЗУА) и активности в помещении или на рабочем месте (МЗА) приведены в табл. П 2.2.7.

Таблица П 2.2.7

Допустимые уровни радиоактивного загрязнения рабочих поверхностей, кожи, спецодежды и средств индивидуальной защиты, част/(см²·мин)

Объект загрязнения	Альфа-активные нуклиды*		Бета-активные нуклиды
	Отдельные**	Процент	
Неповрежденная кожа, спецбелье, полотенца, внутренняя поверхность лицевых частей средств индивидуальной защиты	2	2	200***
Основная спецодежда, внутренняя поверхность дополнительных средств индивидуальной защиты, наружная поверхность спецобуви	5	20	2000
Поверхности помещений постоянного пребывания персонала и находящегося в них оборудования	5	20	2000
Поверхности помещений периодического пребывания персонала и находящегося в них оборудования	50	200	10000
Наружная поверхность дополнительных средств индивидуальной защиты, снимаемой в саншлюзах	50	200	10000

Примечания.

* Для поверхности рабочих помещений и оборудования, загрязненных альфа-активными радионуклидами, нормируется снимаемое (нефиксированное) загрязнение; для остальных поверхностей – суммарное (снимаемое и неснимаемое) загрязнение.

** К отдельным относятся альфа-активные нуклиды, среднегодовая допустимая объемная активность которых в воздухе рабочих помещений ДОО < 0,3 Бк/м³.

*** Установлены следующие значения допустимых уровней загрязнения кожи, спецбелье и внутренней поверхности лицевых частей средств индивидуальной защиты для отдельных радионуклидов: для Sr-90+Y-90 – 40 част/(см²·мин).

УРОВНИ ОБЛУЧЕНИЯ ЧЕЛОВЕКА В НОРМАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ И УСЛОВИЯХ, СВЯЗАННЫХ С РАДИАЦИОННОЙ АВАРИЕЙ

Указать конкретные уровни облучения населения, которое не работает непосредственно с источниками ионизирующего излучения, но проживает на территории, прилегающей к ядерно или радиационно опасным объектам и может подвергаться воздействию радиоактивных веществ и других источников излучения, применяемых в них или выделяемых во внешнюю среду, для нормальной обстановки достаточно трудно. Они зависят от совершенства средств радиационной защиты на АЭС, исследовательских реакторах, ускорителях, медицинских и промышленных облучательных установках, станциях для хранения и захоронения радиоактивных материалов, испытательных ядерных полигонах, экологической чистоты технологий предприятий атомной промышленности и т. п.

Население подвергается внешнему и внутреннему облучению от малоинтенсивных естественных и техногенных фоновых источников излучения (последние являются результатом антропогенной деятельности). Облучение от некоторых источников ионизирующего излучения, которому человек подвергается в естественных условиях в течение нескольких тысячелетий, исключить невозможно. На открытой местности на уровне моря и для средних широт среднегодовая эффективная доза, обусловленная внешним космическим излучением, составляет около 0,37 мЗв. От внешних бета- и гамма-источников облучения земного происхождения (в основном естественного радионуклида калий-40 – бета- и гамма-излучателя с максимальной энергией бета-частиц 1,3 МэВ и фотонов с энергией 1,46 МэВ, и радионуклидов урана, тория и дочерних продуктов их распада, особенно радия, излучающих набор линий фотонов с энергией от 0,09 до 2,62 МэВ), содержащихся в земной коре, она составляет около 0,3 мЗв. Среднегодовая эффективная доза от внутренних бета-, гамма- и альфа-источников облучения естественного происхождения, находящихся в теле человека и поступающих в организм с воздухом, водой и пищей (в основном радио-

нуклид калий-40, присутствующий в мышечной ткани и в меньшей степени – радионуклиды уранового и ториевого рядов), составляет около 0,4 мЗв.

Наиболее значительными источниками облучения являются радон-222 и радон-220, представляющие собой короткоживущие газообразные продукты распада природного урана-238 и тория-232. Радон (в основном радон-222) и дочерние продукты его радиоактивного распада (альфа-излучатели с энергией альфа-частиц около 5,5 МэВ), вдыхаемые с воздухом, подвергают радиационному воздействию, в большей степени за счет альфа-излучения, клетки и ткани дыхательного тракта. Основную часть эффективной дозы от радона (1,3 мЗв) человек получает, находясь в закрытом, непрветриваемом помещении. Радон проникает из грунта через фундамент и пол или выделяется строительными материалами минерального происхождения (гранитом, глиноземом, фосфогипсом, кальций-силикатным шлаком, кирпичом из красной глины, отходами урановых рудников, используемыми в строительстве). Опасность представляют пары воды (вода из скважин) с высоким содержанием радона, попадающие в легкие вместе с вдыхаемым воздухом, например в ванной комнате, а также повышенная концентрация радона в кухне от плиты или в помещении с нагревательным элементом на природном газе. Другие источники внутреннего облучения за счет вдыхания с воздухом – торон и продукты его распада, а также рубидий – вносят меньший вклад во внутреннее облучение.

Таким образом, средняя эффективная доза, которую человек получает ежегодно от естественных источников излучения различных видов, составляет примерно 2,4 мЗв, а за 70 лет жизни «среднего» человека будет равна примерно 0,17 Зв. Следует отметить, что средняя эффективная доза внутреннего облучения примерно в 2,5 раза больше дозы внешнего облучения.

Значения естественного радиационного фона (мощности амбиентной дозы) колеблются в зависимости от местности или района города и в основном составляют 0,05–0,2 мкЗв/ч. В аномальных местах, где близко к поверхности подходят гранитные массивы,

грунты или водные источники, содержащие повышенные концентрации естественных радионуклидов, вблизи домов, облицованных гранитом достигает 0,4 мкЗв/ч и более высоких уровней. На Земле имеются территории с радиационным фоном, составляющим 1–6 мкЗв/ч и на которых длительное время проживает человек (Индия, Китай и др. страны). Кроме того, население Земли, проживающее в высоких широтах, ежегодно получает примерно в 2 раза большие дозы, чем население экваториальных областей, а население высокогорных районов – в 5–10 раз большие дозы, чем население, проживающее на территориях, находящихся на уровне моря. Однако Всемирная организация здравоохранения (ВОЗ) не имеет данных о влиянии повышенного естественного фона на смертность и здоровье людей.

Пребывание в помещении приводит к ослаблению уровня внешнего облучения. Коэффициент ослабления (экранирования) для каменных домов равен 10, а для деревянных – 2.

С другой стороны, здания увеличивают дозы облучения за счет радионуклидов, находящихся в строительных материалах, из которых они построены. Например, в кирпичных, каменных и панельных домах мощность дозы в 2–3 раза больше, чем в деревянных.

Однако человек не постоянно находится в помещениях. Обычно считают, что человек 80% времени находится в помещении и 20% вне его. На открытой местности и в сельских условиях, где пока еще в России преобладают деревянные дома, и в городских условиях, где в основном дома каменные, экранирование домами и другими зданиями различно. Поэтому коэффициент ослабления с учетом экранирования принимают равным 4 для городского населения и оставляют неизменным и равным – 2 для сельского.

Внешний радиационный фон может быть увеличен в результате научно-технической деятельности человека. Это техногенный фон от ядерных испытаний, ядерных взрывов народнохозяйственного значения, широкого применения источников ионизирующих излучений в народном хозяйстве, медицине и постепенного загряз-

нения радионуклидами земли, воды, воздушной среды, растительности, предметов, металла, строительных и других материалов. Радиационный фон повышается за счет накопления золы и шлаков от ТЭЦ и печей, выбрасывания в окружающую среду радионуклидов с отходами атомной, горнодобывающей, нефтяной и газовой промышленности, увеличения запасов калийных удобрений и т. д.

В процессе жизни (во время отдыха, перелетов на самолетах, при медицинской диагностике и терапии, космических полетах в составе экипажа пассажиров, не являющихся космонавтами) отдельные лица подвергаются или могут подвергаться дополнительному облучению.

Вклад в годовую эффективную дозу облучения радиоактивных выпадений в результате испытаний ядерного оружия не превышает 1 %, от атомной энергетики – менее 0,1% естественного фонового облучения.

Годовые дозы медицинского облучения в разных странах зависят от уровня развития в них здравоохранения. В России эффективная доза от всех видов медицинского облучения в среднем на одного человека составляет 1,5 мЗв/год, что несколько больше среднемирового показателя.

Во всех случаях, когда лица или группа лиц подвергаются облучению, принимаются или должны быть приняты меры по ограничению их облучения снижением дозы у отдельных лиц. В частности, это касается ограничения облучения при проживании на загрязненной местности, при медицинских рентгенорадиологических исследованиях населения, особенно беременных женщин (на ранних стадиях беременности во время закладки органов и систем плода, т. е. на 7–15 неделе беременности), детей и подростков, а также в случаях радиационных аварий. Причем следует учитывать, что чем моложе организм, тем при прочих равных условиях он более чувствителен к воздействию радиации. При неизбежности облучения должно выполняться требование поддерживать дозу «так низко, как это достижимо» (в большинстве случаев ниже пределов доз) с учетом экономических и социальных факторов при ограничении, что ни одно лицо не будет подвергаться чрезмерному риску.

ПРИЛОЖЕНИЕ № 2.3 **КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ ИСПОЛЬЗУЕМОЙ** **В РАБОТЕ АППАРАТУРЫ**

1. ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНЫЙ МИКРОПРОЦЕССОРНЫЙ **ДОЗИМЕТР-РАДИОМЕТР МКС-08П**

1.1. НАЗНАЧЕНИЕ И ОБЛАСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ

Дозиметр-радиометр МКС-08П предназначен для измерения дозы и мощности AMBIENTной дозы фотонного (рентгеновского и гамма) излучения, для измерения плотности потока бета-частиц и для оценки плотности потока альфа-частиц от загрязненных поверхностей. Прибор позволяет осуществлять оперативный поиск загрязненных предметов или источников радиоактивного излучения, а при комплектации подставкой для измерительной кюветы – проводить измерение объемной активности проб воды, почвы, пищи, продуктов растениеводства, животноводства и т. п. (по бета- и гамма-излучению).

Прибор МКС-08П имеет 4 модификации исполнения, различающиеся назначением и комплектацией: типом счетчика СБТ-10А (стандартный или отобранный с повышенной чувствительностью к альфа-излучению) и наличием или отсутствием в комплекте измерительной кюветы с подставкой – для измерения объемной активности проб по гамма- и бета-излучению.

Прибор МКС-08П позволяет проводить оценку радиационной безопасности рабочих мест, жилища, местности, оценку радиоактивной загрязненности реальных объектов, предметов, материалов и проб, в том числе денежных билетов и их упаковок.

Прибор прост в обращении, имеет всего два органа управления. Информация выводится на матричное цифро-аналоговое табло в цифровой форме. В приборе применен непрерывный режим измерения и представления на табло усредненного значения измеря-

емой величины со сменой показаний каждые 2 с, что удобно при оперативном контроле. В приборе имеется звуковая сигнализация – для обеспечения поиска источника излучения по изменению частоты звуковой сигнализации.

Питание прибора осуществляется от аккумулятора или от элемента 6F22 («Корунд»). Кроме того, имеется разъем для подключения внешнего аккумуляторного (батарейного) питания или адаптера с выходным напряжением от 8 до 9 В для питания от сети 220 В, 50 Гц.

Прибор может использоваться в работе персоналом служб радиационного контроля, здравоохранения, МЧС (ГО), охраны окружающей среды, производителей сельхозпродуктов, строителей, таможни, сотрудников банков и других организаций, работающих, как правило, в нормальных условиях, но решающих задачи по выявлению локальных источников излучения или отдельных предметов, загрязненных радиоактивными нуклидами (веществами).

1.2 ТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МКС-08П

Диапазон измерения амбиентной дозы, мЗв (мР)	0,001–10 ³ (0,1–10 ⁵)
Диапазон измерения мощности амбиентной дозы, мкЗв/ч (мкР/ч)	0,1–10 ² (10–10 ⁴)
Диапазон энергий фотонов при измерении уровня мощности дозы, МэВ	0,04–3,0
Энергетическая зависимость при измерении мощности дозы, %	±30
Диапазон измерения плотности потока бета-частиц от загрязненных поверхностей (по стронцию-90, иттрию-90), част/см ² ·мин	3–10 ⁴
Нижний предел энергии регистрируемого бета-излучения, не выше, МэВ	0,05

ТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МКС-08П (ПРОДОЛЖЕНИЕ)

Диапазон измерения объемной активности проб окружающей среды с плотностью от 0,08 до 1,2 г/см ³ , Бк/мл (Бк/г):	
по цезию-137 (в режиме А)	1·10 ¹ –2·10 ⁴
по стронцию-90+иттрию-90 (в режиме А)	3·10 ⁰ –6·10 ³
Основная погрешность измерения, %	±25
Диапазон индикации (измерения*) плотности потока альфа-частиц от загрязненных поверхностей (по плутонию-239), част/см ² ·мин	1·10 ² –1·10 ⁵ (10–1·10 ⁴)
Нижний предел энергии регистрируемых альфа-частиц, не выше, МэВ	3,0
Анизотропия чувствительности для цезия-137 и америция-241 в телесном угле 4π, не более, %	±40
Время установления рабочего режима, мин	1
Время смены/установления показаний, с	2/40
Число результатов последних измерений по 2 с, усредняемых в зависимости от значения измеряемой величины	16, 8, 4
Продолжительность непрерывной работы (при проведении измерений на уровне естественного радиационного фона), не менее, ч:	
от аккумулятора типа 7Д-0,125	12
от аккумулятора типа «Nisa»	8
от элемента типа 6F22 («Корунд»)	24
от сети 220 В 50 Гц	не ограничено
Условия эксплуатации:	
температура, °С	от 0 до +40
влажность при 30 °С, %	до 90
Габаритные размеры, мм	208×115×78
Масса (в т. ч. с аккумулятором 7Д-0,125), г	не более 500 (550)

1.3. МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ

1.3.1. В приборе в качестве детектора излучения применен торцевой газоразрядный счетчик СБТ-10А с тонким входным окном. Поток фотонов, бета- или альфа-частиц преобразуется детектором в последовательность электрических сигналов. Эти сигналы формируются по длительности и амплитуде, а затем обрабатываются микропроцессорной схемой регистрации, которая обеспечивает автоматическую обработку и усреднение результатов измерений и их цифровое представление на матричном дисплее.

1.3.2. В начале строки матричного дисплея представляется одна из следующих измеряемых прибором физических величин (определяемых режимом работы):

\dot{H}_γ^* – мощность амбиентной дозы фотонного излучения, мкЗв/ч;

H_γ^* – амбиентная доза фотонного излучения за время измерения, мЗв;

$\dot{\Phi}_\beta$ – плотность потока бета-частиц, част/см²·мин;

$\dot{\Phi}_\alpha$ – плотность потока альфа-частиц, част/см²·мин;

A – объемная активность проб, Бк/мл (Бк/г).

1.3.3. В процессе измерения на дисплее постоянно отображается среднее значение измеряемой величины по п. 1.3.2 – в соответствующих единицах измерения.

1.3.4. Время установления показаний при постоянном значении уровня облучения (при неизменной геометрии измерения) составляет около 40 с. На дисплее показания меняются каждые 2 секунды с усреднением микропроцессором результатов последних 16, 8 или 4 измерений в зависимости от значения измеряемой величины. Это обеспечивает постоянство погрешности изме-

рений во всем диапазоне измерений с одновременным уменьшением времени усреднения при увеличении значения измеряемых величин. Последнее облегчает работу в режиме поиска радиоактивных аномалий (загрязнений) и повышает оперативность измерений.

1.3.5. Для повышения точности измерений необходимо в течение 40 с обеспечить постоянство геометрии источник – прибор. При изменении уровня излучения или расстояния между источником и прибором показания сразу же начинают изменяться и новое точное значение показаний устанавливается примерно через 40 с.

В приборе на каждый импульс счетчика вырабатывается звуковой сигнал, что позволяет определить тенденцию изменения уровня радиации, оценивая на слух среднюю частоту звуковых сигналов.

1.3.6. Для измерения объемной активности проб рекомендуется в качестве измерительной кюветы использовать стеклянную чашку Петри объемом 100 мл. После размещения контролируемой пробы в кювете прибор устанавливается в фиксированной геометрии на подставке – сверху над измерительной кюветой.

1.4. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О КОНСТРУКЦИИ ПРИБОРА

1.4.1. На верхней панели прибора (рис. П.2.3.1) расположены:

- цифро-аналоговое табло (дисплей);
- органы управления – переключатель включения-выключения питания прибора и кнопка переключения режима работы (по п. 1.3.2);
- текст краткого описания для пользователя.

1.4.2. Дисплей представляет информацию об измеряемой величине в цифровом виде в режиме измерения: мощности ambientной дозы фотонного излучения, плотности потока бета-частиц, объемной активности проб, а также ambientной дозы фотонного излучения и плотности потока альфа-частиц – рис. П.2.3.2– П.2.3.6.

В случае разряда источника питания на дисплее высвечивается информация о разряде источника питания: power. В этом случае необходимо выключить питание прибора и установить в прибор заряженный источник питания.

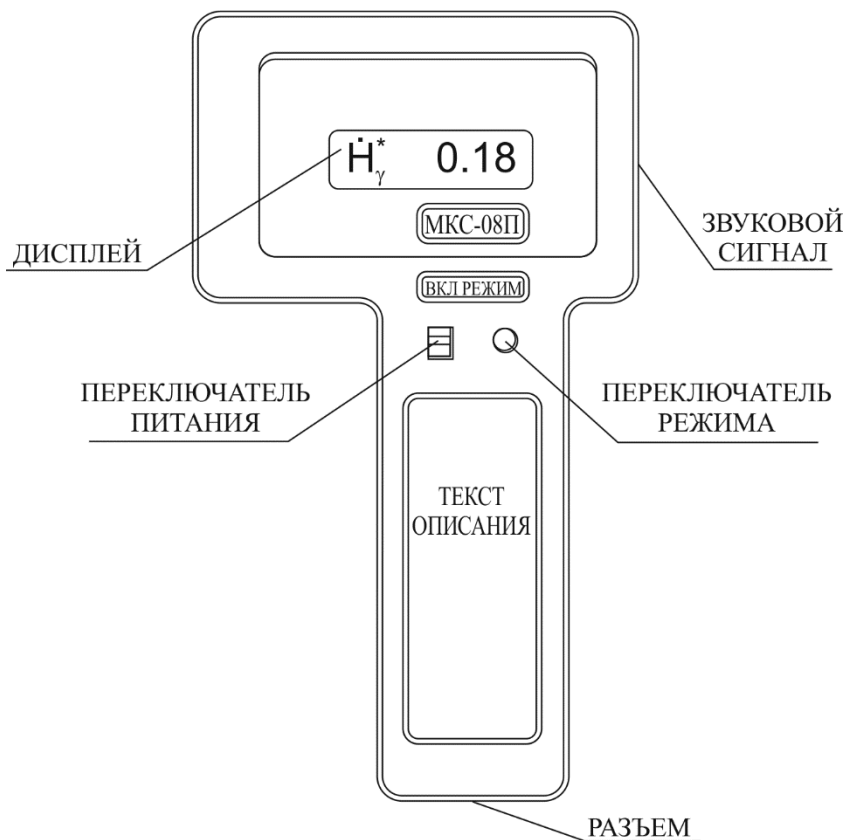


Рис. П.2.3.1. Общий вид прибора МКС-08П (верхняя панель)

В случае превышения верхнего предела диапазона измеряемой величины на дисплее индицируется знак «*».

1.4.3. Органы управления на верхней крышке (см. рис. П 2.3.1):

- ползунковый переключатель питания расположен слева и имеет два положения: включено – «ВКЛ.» и выключено – не обозначено ;
- кнопочный переключатель режима «РЕЖИМ» расположен справа и обеспечивает циклическое переключение режима измерения и индикацию на табло измеряемой величины и ее размерности.

H_{γ}^* 20

Рис. П 2.3.2. Мощность амбиентной дозы фотонного излучения – 0,20 мкЗв/ч

$\dot{\Phi}_{\beta}$ 150

Рис. П.2.3.3. Плотность потока бета-частиц – 150 част/см²·мин

A 240

Рис. П 2.3.4. Объемная (удельная) активность пробы – 240 Бк/мл, Бк/г

H_{γ}^* 50

Рис. П 2.3.5. Амбиентная доза фотонного излучения – 50 мкЗв

$\dot{\Phi}_{\alpha}$ 40

Рис. П 2.3.6. Плотность потока альфа-частиц – 40 част/см²·мин

1.4.4. Текст краткого описания для пользователя, приведенный на верхней панели прибора, содержит значения диапазонов измерения и указания об основных режимах измерения.

1.4.5. Звуковая сигнализация переменной частоты, нарастающей с увеличением значения измеряемой величины, обеспечивается пьезокерамическим звонком ЗПЗ, установленным внутри прибора у боковой поверхности верхней панели.

- 1.4.6. На задней стенке прибора (рис. П 2.3.7) расположены:
- съемный экран детектора;
 - съемная крышка отсека питания.

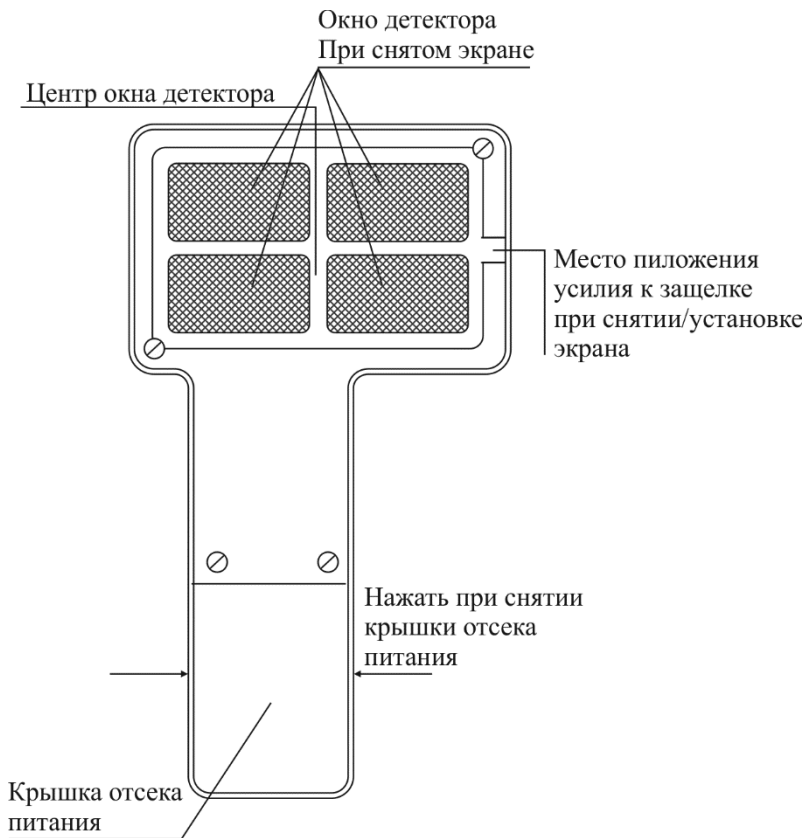


Рис. П 2.3.7. Общий вид прибора MKC-08П (задняя стенка)

1.4.7. Съемный экран предназначен для выравнивания энергетической зависимости показаний при регистрации фотонного излучения различной энергии, а также для экранировки детектора от бета- и альфа-частиц в режиме измерения амбиентной дозы и мощности амбиентной дозы.

Экран фиксируется защелкой. Чтобы снять экран, необходимо приложить усилие «**вверх**» к выступающей защелке – в месте, показанном на рис. П 2.3.7. При установке экрана нужно приложить усилие «**вниз**» к той же защелке.

1.5. ПРОВЕДЕНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ

1.5.1. Эксплуатационные ограничения и меры безопасности

Оберегайте закрытое сеткой тонкое входное окно детектора, повреждение которого приводит к выходу из строя счетчика СБТ-10А.

Для предупреждения попадания под высокое напряжение питания детектора и выхода из строя элементов схемы недопустимо вскрытие опломбированного отсека прибора.

1.5.2. Работа с прибором

1.5.2.1. Измерение мощности амбиентной дозы фотонного излучения

Для измерения мощности амбиентной дозы («фона») фотонного (рентгеновского и гамма-) излучения в помещении или на открытой местности необходимо:

- закрыть экраном по п. 1.4.7 рабочую поверхность детектора;
- включить прибор;
- установить режим работы \dot{N}_γ^* (последовательно нажимая кнопку «**РЕЖИМ**»);
- расположить прибор на расстоянии **не менее 1 м** от поверхности пола (земли) и любых окружающих предметов;
- через **40 с** (или более) зарегистрировать значение мощности амбиентной дозы в мкЗв/ч.

1.5.2.2. Измерение амбиентной дозы фотонного излучения

Значение амбиентной дозы фотонного излучения определяется путем суммирования импульсов детектора при работе прибора в двух режимах: в режиме измерения амбиентной дозы фотонного

излучения (H_γ^*) и в режиме измерения мощности AMBIENTНОЙ ДОЗЫ фотонного излучения (\dot{H}_γ^*). Представление результатов измерения осуществляется в режиме H_γ^* .

Измерение AMBIENTНОЙ ДОЗЫ фотонного излучения проводится от включения питания прибора до его выключения. При выключении питания прибора показания набранной дозы обнуляются (сбрасываются).

Для измерения AMBIENTНОЙ ДОЗЫ фотонного излучения необходимо:

- подготовить прибор к работе по п. 2.3.1;
- установить режим работы H_γ^* или \dot{H}_γ^* ;
- перевести прибор в режим H_γ^* и зарегистрировать AMBIENTНУЮ ДОЗУ в мЗв, накопленную прибором за время его непрерывной работы в режимах H_γ^* и \dot{H}_γ^* .

1.5.2.3. Измерение плотности потока бета-частиц

Для измерения плотности потока бета-частиц от поверхностей предметов, загрязненных бета-излучающими радионуклидами, необходимо:

- закрыть экраном рабочую поверхность детектора;
- включить прибор;
- установить режим работы Φ_β – измерения плотности потока бета-частиц;
- расположить прибор на расстоянии **3-5 мм** от поверхности объекта измерения (как показано на рис. 2.1) и через **40 с** после этого зарегистрировать показания прибора с закрытым детектором $\dot{\Phi}_{\beta 3}$ в част/см²·мин, обусловленные фоновым гамма-излучением и гамма-излучением контролируемого предмета;
- снять экран детектора и повторно расположить прибор в том же месте контроля на расстоянии **3–5 мм** от поверхности объекта измерения;

- через **40 с** зарегистрировать показания прибора с открытым детектором $\dot{\Phi}_{\beta\gamma}$, которые определяются как среднее значение суммарных показаний прибора от бета- и гамма-излучений в част/см²·мин;
- определить плотность потока бета-частиц $\dot{\Phi}_{\beta}$ в част/см²·мин от объекта измерения, загрязненного бета-излучающими нуклидами, по формуле:

$$\dot{\Phi}_{\beta} = \dot{\Phi}_{\beta\gamma} - \dot{\Phi}_{\beta\gamma} \quad (\text{П.2.3.1})$$

1.5.2.4. Индикация (измерение) плотности потока альфа-частиц

Для оценки (индикации) или для измерения плотности потока альфа-излучения от поверхности предметов, загрязненных альфа-излучающими нуклидами, необходимо:

- снять экран детектора;
- включить прибор;
- установить режим работы $\dot{\Phi}_{\alpha}$ – измерения плотности потока альфа-частиц;
- расположить прибор на расстоянии **3–5 мм** от поверхности объекта измерения (как показано на рис. 2.1) и через **40 с** после этого зарегистрировать суммарные показания прибора с открытым детектором $\dot{\Phi}_{\alpha\gamma}$ (в част/см²·мин) – от альфа-, бета- и гамма-излучений;
- разместить прибор на расстоянии **3–5 см** от поверхности контролируемого объекта (или ввести между контролируемым объектом и прибором лист обыкновенной писчей бумаги, поглощающей только альфа-излучение) и зарегистрировать суммарные показания прибора с листом бумаги $\dot{\Phi}_{\alpha\text{Л}}$ (в част/см²·мин) от бета- и гамма-излучений. Определить плотность потока альфа-частиц $\dot{\Phi}_{\alpha}$ в част/см²·мин от поверхности исследуемого объекта по формуле:

$$\dot{\Phi}_{\alpha} = \dot{\Phi}_{\alpha\gamma} - \dot{\Phi}_{\alpha\text{Л}} \quad (\text{П.2.3.2})$$

2. РАДИОМЕТР РЗС-10112

2.1. НАЗНАЧЕНИЕ И ОБЛАСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ

Радиометр РЗС-10В2 предназначен для измерения плотности потока альфа-частиц.

Радиометр РЗС-10В2 может использоваться санитарно-эпидемиологическими и экологическими службами для обнаружения радиоактивного загрязнения, поиска радиоактивных источников и контроля радиационной обстановки. Радиометр обеспечивает проведение измерений на уровнях, ниже допустимых в НРБ-99 для персонала.

2.2. ТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Диапазон энергий регистрируемого альфа-излучения, МэВ	от 3,98 до 8,78
Диапазон измерений плотности потока альфа-излучения, част/см ² ·мин	от 0,5 до 1·10 ⁴
Основная погрешность измерения при доверительной вероятности 0,95, %	не более 30
Время непрерывной работы, ч	6
Время установления рабочего режима, мин	не более 5
Допустимый уровень внешнего фона гамма-излучения, мкР/ч	не более 1000

2.3. УСТРОЙСТВО И ПРИНЦИП РАБОТЫ РАДИОМЕТРА

Радиометр конструктивно выполнен в виде трех функциональных блоков:

- блока детектирования;
- измерительного пульта и
- зарядного устройства.

Блок детектирования включает в себя следующие узлы:

- узел детектора на основе ФЭУ-176 и комбинированного сцинтиллятора;
- узел высоковольтного питания;
- узел первичной обработки информации, включающий усилитель и дискриминатор-формирователь.

Взаимодействие излучения с веществом детектора приводит к вспышке света, которая преобразуется в электрический импульс с помощью фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). Режим работы ФЭУ задается с помощью делителя напряжения, запитанного от высоковольтного преобразователя напряжения. Сигнал с ФЭУ усиливается зарядочувствительным усилителем и поступает на формирователь, представляющий собой последовательно соединенные компаратор и одновибратор. На выходе формирователя присутствуют логические сигналы с амплитудой 5 В, длительностью 3 мкс. На линию связи сигнал поступает через выходной каскад, выполненный в виде эмиттерного повторителя с выходным сопротивлением 50 Ом. Пульт измерительный соединяется кабелем с блоком детектирования. Пульт выполнен в виде прямоугольного корпуса с размещенными внутри платами. На передней панели размещен цифробуквенный дисплей и клавиатура для задания режимов работы. Зарядный блок выполнен в виде выносного блока, соединяемого с пультом измерительным. Для предохранения от механических повреждений входного окна блока детектирования в комплект радиометра введен фильтр из алюминия. Для установки фильтра необходимо надеть его на головную часть блока

детектирования и повернуть по часовой стрелке до фиксации. Снимается фильтр в обратной последовательности.

2.4. ПОДГОТОВКА РАДИОМЕТРА К РАБОТЕ

Включить прибор однократным нажатием на клавишу «**0**» (повторное нажатие на клавишу приводит к выключению прибора) и прогреть его в течение 5 мин. Прибор готов к работе. В случае необходимости можно включить подсветку дисплея нажатием на клавишу «*****». Повторное нажатие на клавишу приведет к выключению подсветки.

2.5. ПОРЯДОК РАБОТЫ С РАДИОМЕТРОМ

Работа с прибором осуществляется в режиме меню. Вся информация выводится на четырехстрочный жидкокристаллический дисплей. Выбор требуемого варианта меню выполняется путем установки маркера против выбранного варианта с помощью клавиш «**↑**», «**↓**» и подтверждением выбранного варианта меню нажатием клавиши «**ENT**». С любого уровня диалога или процесса измерения можно вернуться в начало диалога, нажав клавишу «**ESC**».

При включении радиометра на табло появляется запрос режима работы:

- ИЗМЕРЕНИЕ
- ТЕСТ
- ОЧИСТКА АРХИВА

2.6. РЕЖИМ «ИЗМЕРЕНИЕ»

Данный режим предназначен для измерения плотности потока альфа-частиц. Результаты измерений заносятся в архив, расположенный в энергонезависимом ОЗУ. Архив может содержать результаты не более 150 измерений. При входе в режим анализируется заполненность архива. Если архив содержит результаты 150 замеров, на табло вдается сообщение:

АРХИВ ПОЛОН

Нажав клавишу «ENT», можно очистить архив и перейти к измерению. Если требуется сохранить архив, то, нажав клавишу «ESC», надо выйти из режима и затем передать архив в РС.

При входе в режим на табло появляется запрос измерения в формате:

ВРЕМЯ ИЗМЕРЕНИЯ

1 с 100 с

10 с 300 с

Для выбора требуемого времени установите маркер напротив соответствующего значения и нажмите клавишу «ENT».

После этого на табло появится выбранное время измерения в формате: T=XXX с, и начнется измерение. На табло с периодом 2 секунды будет выводиться время, оставшееся до конца измерения. По окончании измерения на табло отобразится значение плотности потока альфа-частиц с возможностью повтора измерения: $\varphi_{\alpha}(1/\text{мин}\cdot\text{см}^2)$ XX.XX.

2.7. РЕЖИМ «ТЕСТ»

Время измерения 10 с. После входа в режим на табло появится время измерения в формате: T=010 с, и начинается измерение. На табло с периодом 2 секунды будет выводиться время, оставшееся до конца измерения. По окончании измерения на табло отобразится значение средней скорости счета в канале с возможностью повтора измерения: $N=XX.XX \text{ с}^{-1}$.

ИЗМЕРЕНИЕ. Нажав на клавишу «ENT» можно вернуться в заданный режим для повторного измерения.

3. ИНДИВИДУАЛЬНЫЙ ДОЗИМЕТР ФОТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДКГ-12ПЗ

3.1. НАЗНАЧЕНИЕ И ОБЛАСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ

Индивидуальный дозиметр ДКГ-12ПЗ представляет собой миниатюрный прямопоказывающий прибор для измерения мощности эквивалентной дозы и дозы фотонного излучения. Дозиметр обеспечивает оперативный контроль и сигнализацию о достижении установленных пороговых значений мощности дозы и дозы. Дозиметры обеспечивают оперативный индивидуальный контроль дозовых нагрузок населения.

3.2. ТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Тип детектора фотонного излучения	газоразрядные счетчики СИ-29БГ, СИ-34Г
Диапазон измерения мощности эквивалентной дозы, мкЗв/ч	0,1–10 ⁶
Диапазон измерения дозы, мкЗв	1–10 ⁷
Энергетическая зависимость в диапазоне энергий фотонов от 0,05 кэВ до 3,0 МэВ, %	±30
Время установления рабочего режима, мин	не более 1
Основная погрешность измерений мощности дозы, дозы и установки порогов, %	+25
Диапазон рабочих температур, °С	от –20 до +40
Влажность при температуре 30 °С, %	95

3.3. РАБОТА ДОЗИМЕТРА

3.3.1. Общая информация

В дозиметре применены газоразрядные счетчики излучения типа СИ-29БГ и СИ-34Г, располагаемые в корректирующих экранах с целью выравнивания энергетической зависимости чувствительности в диапазоне энергий фотонов, приведенном в 3.2.

Поток ионизирующего излучения преобразуется счетчиками в последовательность электрических сигналов, передаваемых на схему формирования, регистрации и отображения. В режиме измерения мощности дозы (МЭД) на ЖКИ через каждую секунду отображаются значения мощности эквивалентной дозы в единицах мкЗв/ч, мЗв/ч, либо после переключения в режим измерения дозы (ЭД) – значение дозы в единицах мкЗв, мЗв.

Следует отметить, что индицируемое на ЖКИ значение мощности дозы соответствует усредненному значению из ряда измерений, поэтому при резком изменении интенсивности излучения это значение устанавливается через несколько измерений в течение определенного интервала времени. Например, при измерениях на уровне мощности дозы, незначительно превышающей естественный фон, время установления точного значения показаний может составлять не менее минуты. При увеличении мощности дозы время установления окончательного значения уменьшается обратно пропорционально мощности дозы.

Примечание. При превышении мощности дозы более максимального значения 1000 мкЗв/ч (о чем свидетельствуют звуковые сигналы превышения максимального значения порога мощности дозы) погрешность отображаемых на табло значений мощности дозы не нормируется. Максимальное отображение значения МЭД – 39700 мкЗв/ч. Накапливаемое в этих условиях значение дозы также не нормируется.

3.3.2. Порядок измерения МЭД, ЭД

3.3.2.1. Включите дозиметр. На ЖКИ через каждую секунду отображаются значения МЭД и единица измерения, например, мкЗв/ч.

3.3.2.2. Для получения отображения значения ЭД следует нажать на кнопку режим «Р». На ЖКИ появляется значение ЭД, накопленной за время измерения от детектора в соответствующих единицах мкЗв, мЗв.

3.3.2.3. Для получения информации о максимальном значении МЭД за цикл измерения следует, нажимая на кнопку «Р», перевести режим отображения информации в такое положение, при котором в левой части ЖКИ будет отображаться нижняя стрелка.

3.3.3. Установка порогов сигнализации

3.3.3.1. Для того чтобы установить требуемый порог сигнализации по МЭД, следует, нажимая на кнопку «Р», перевести режим отображения информации в положение, при котором в левой части ЖКИ будет отображаться верхняя стрелка, а в правой – единицы мощности дозы. Нажимая на кнопку «У», вы можете установить требуемые значения порога по мощности дозы: 1, 3, 10 мкЗв/ч и т. д. (всего 7 порогов).

3.3.3.2. Для установления порога сигнализации по дозе нажмите на кнопку «Р» и убедитесь, что в левой части ЖКИ отображается верхняя стрелка, а в правой части – единицы дозы, например, 100 мкЗв. Порядок установки требуемого порога по дозе такой же, как и в п. 3.3.3.1 (диапазон порогов по дозе 1, 3, 10 мкЗв, и т. д. – всего 9 порогов).

3.3.4. Переключение режимов измерения МЭД и ЭД

Для переключения дозиметра в режим измерения МЭД и ЭД следует нажать на кнопку «Р».

4. ДОЗИМЕТР-РАДИОМЕТР МКС-АТ1117М С БЛОКОМ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ БДКН-03

4.1. НАЗНАЧЕНИЕ И ОБЛАСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ

Дозиметр-радиометр МКС-АТ1117М представляет собой многофункциональное носимое средство измерения с цифровой индикацией показаний, включающее в себя блок обработки и индикации информации (БОИ или БОИ2) со встроенным газоразрядным счетчиком и внешние интеллектуальные блоки детектирования различного назначения.

Дозиметры-радиометры МКС-АТ1117М предназначены для измерения:

- амбиентной дозы и мощности амбиентного эквивалента дозы рентгеновского и гамма-излучения;
- экспозиционной дозы и мощности экспозиционной дозы рентгеновского и гамма-излучения;
- эквивалента направленной дозы и мощности эквивалента направленной дозы непрерывного рентгеновского и гамма-излучения;
- амбиентной дозы и мощности амбиентной дозы нейтронного излучения;
- плотности потока и флюенса альфа-частиц ^{239}Pu и бета-частиц с загрязненных поверхностей;
- плотности потока и флюенса нейтронного излучения с известным энергетическим распределением;
- поверхностной активности ^{239}Pu и $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$;
- оперативного поиска источников ионизирующих излучений и радиоактивных материалов.

Алгоритм работы обеспечивает непрерывность процесса измерения, вычисление «скользящих» средних значений и оперативное представление получаемой информации на табло, статистиче-

скую обработку результатов измерений и оценку статистических флуктуаций в темпе поступления сигналов от детектора, быструю адаптацию к изменению уровней радиации. Преобразование временных распределений в непосредственно измеряемые физические величины (мощность дозы, дозу, плотность потока, флюенс, поверхностную активность) осуществляется автоматически. Управление режимами работы прибора, выполнение вычислений, хранение и индикация результатов измерения, самодиагностика осуществляется микропроцессорным устройством.

Прибор относится к носимым средствам измерения и может эксплуатироваться службами контроля соблюдения норм и условий радиационной безопасности на рабочих местах, в смежных помещениях и санитарно-защитных зонах при разработке, производстве и эксплуатации приборов и установок, являющихся источниками низкоэнергетического рентгеновского излучения, досмотровой рентгеновской техники, рентгеновских дефектоскопов, медицинских рентгеновских аппаратов, видеодисплейных терминалов, а также радионуклидных источников низкоэнергетического гамма- и рентгеновского излучений.

4.2 ТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ БЛОКА РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ БДКН-03

Тип детектора нейтронного излучения	^3He пропорциональный счетчик нейтронов
Диапазон измерения мощности эквивалентной дозы	0,1 мкЗв/ч–10 мЗв/ч
Диапазон регистрируемых энергий	0,025 эВ–14 МэВ
Степень защиты	IP64
Пределы допускаемой основной относительной погрешности измерения мощности дозы	$\pm 20\%$
Диапазон рабочих температур, °С	от –40 до +50
Габаритные размеры, мм	314×220×263
Масса, кг	8

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫМ ДЕТЕКТОРОМ

Цель: изучение принципа действия и устройства сцинтилляционных детекторов, экспериментальное определение эффективности регистрации гамма-излучения сцинтилляционными детекторами, определение зависимости эффективности регистрации от размеров кристалла и энергии гамма-излучения.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Сцинтилляционный метод является в настоящее время одним из наиболее распространенных способов регистрации и спектрометрии ионизирующих излучений. Сцинтилляционные детекторы широко используются в прикладной ядерной физике для регистрации гамма-излучения, изучения спектров излучений радионуклидов, измерения времени жизни возбужденных состояний атомных ядер и др. Сцинтилляционная техника нашла широкое применение и в производстве: гамма-дефектоскопия, различного вида бесконтактные толщиномеры и плотномеры, сигнальные устройства и т. д.

Действие сцинтилляционных детекторов основано на совершенно других принципах, нежели действие газоразрядных детекторов. Различны характеристики и свойства этих детекторов. В газоразрядных детекторах первичная ионизация усиливается процессами газового разряда, а в сцинтилляционных детекторах используется явление люминесценции, возникающее в прозрачных твердых телах, жидкостях или газах при прохождении через них ионизирующих излучений.

Широкая область применения сцинтилляционных детекторов основывается в значительной мере на комплексе следующих положительных свойств: высокой эффективности регистрации фотонов, заряженных частиц и нейтронов (например, для фотонов и нейтронов эффективность регистрации можно довести до 50–100%, что для газоразрядных детекторов практически сделать невозможно); высокой временной разрешающей способности, позволяющей проводить измерения до десятых долей наносекунды; возможности различать вид излучения и определять его энергетический спектр; возможности создавать детекторы любых форм и размеров в зависимости от требований эксперимента.

В простейшем случае сцинтилляционный детектор состоит из сцинтиллятора, фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) и электронного блока для усиления, анализа и счета импульсов (рис. 3.1).

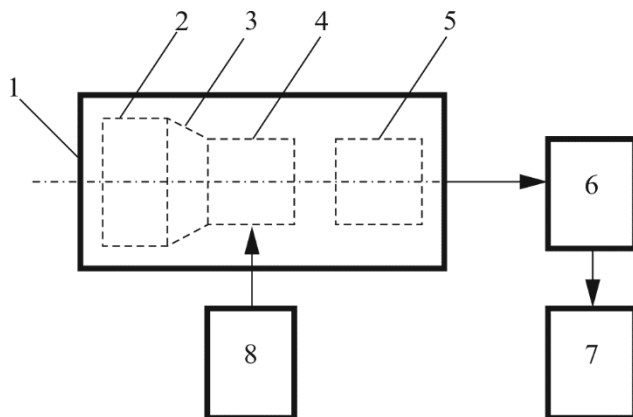


Рис. 3.1. Схема установки для регистрации излучения сцинтилляционным детектором:

- 1 – корпус блока детектора;
- 2 – сцинтилятор; 3 – светопровод; 4 – фотоэлектронный умножитель;
- 5 – согласующее электронное устройство;
- 6 – усилитель импульсов; 7 – счетное устройство;
- 8 – источник высокого напряжения

В сцинтилляторе часть энергии исследуемого излучения преобразуется в кванты света. Величина преобразованной энергии зависит от типа частиц и материала сцинтиллятора. Часть квантов света достигает фотокатода ФЭУ. Эта часть определяется в основном прозрачностью сцинтиллятора и оптическим контактом между сцинтиллятором и фотокатодом ФЭУ. Передача люминесценции от сцинтиллятора на фотокатод ФЭУ иногда осуществляется при помощи так называемых световодов (светопроводов). Благодаря этому в некоторых устройствах удается отделить сцинтиллятор от фотоумножителя и вывести фотоумножитель из области действия сильных электромагнитных полей, высокого давления, температуры, радиации и т. д. В ряде случаев для обеспечения лучшей равномерности освещения фотокатода и возможности использования детекторов с различной чувствительной поверхностью также целесообразно применять световоды. Фотоны, попадающие на фотокатод ФЭУ, выбивают из него фотоэлектроны. Поток электронов после электронно-оптической фокусировки попадает в диодную систему и усиливается на несколько порядков. Выходные импульсы, снимаемые с анода ФЭУ, подаются на регистрирующие устройства, которые, в зависимости от требуемых задач, могут быть предназначены для счета частиц и анализа амплитуды, формы и длительности импульсов.

СЦИНТИЛЛЯТОРЫ, ИХ ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Сцинтиллятором называется часть детектора, где происходит взаимодействие излучения с веществом и часть потерянной энергии излучения идет на возбуждение люминофоров, которые, возвращаясь из возбужденного состояния в основное, излучают световые кванты. Основным условием для регистрации сцинтилляции является сдвиг спектра испускания относительно спектра поглощения в сторону более длинных волн. В качестве сцинтилляторов используется довольно широкий класс веществ твёрдых, жидких, газообразных. По химической природе они могут быть органическими и неорганическими. Универсальных сцинтилляторов нет, для каждого вида излучения и решаемой задачи необходим свой сцинтиллятор.

Основными характеристиками сцинтилляторов являются: спектральная характеристика, время высвечивания, конверсионная эффективность, эффективность регистрации излучения, энергетическое разрешение.

По механизму высвечивания сцинтилляторы можно разделить на три группы: неорганические, органические и газообразные.

Среди неорганических сцинтилляторов чаще всего применяется NaI(Tl) в виде монокристаллов. Он имеет высокую плотность и хорошую прозрачность, спектр люминесценции имеет максимум примерно при 450 нм, что хорошо согласуется со спектральной характеристикой обычных ФЭУ. Время высвечивания NaI(Tl) относительно велико $\sim 0,2-0,3$ мкс. Благодаря высокой плотности и большому атомному весу кристаллы NaI(Tl) с успехом используются при регистрации и спектрометрии гамма-излучения.

Применяются также неорганические сцинтилляторы CsI(Tl) и LiI(Eu). Кристаллы йодистого лития позволяют создать простые детекторы для регистрации тепловых нейтронов. В настоящее время появилась новая группа сцинтилляционных кристаллов – галогениды лантана легированные церием $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$. Их световой выход превышает световой выход NaI(Tl), данные кристаллы обладают гораздо более высоким энергетическим разрешением и коротким временем высвечивания,

К органическим сцинтилляторам относятся монокристаллы антрацена, стильбена, толана и нафталина, а также пластические сцинтилляторы. Отличительной особенностью органических сцинтилляторов по сравнению с неорганическими является малое время высвечивания ($\sim 10^{-9}-10^{-8}$ с). Из пластических сцинтилляторов можно изготовить детекторы больших размеров и сложной конфигурации. Эффективность регистрации органическими сцинтилляторами фотонов ниже, чем у неорганических, и поэтому они чаще используются для регистрации заряженных частиц.

К третьему типу сцинтилляторов относятся благородные газы – ксенон, криптон, аргон. Спектр люминесценции у этих газов находится в области ультрафиолетового света, который плохо ре-

гистрируется обычными ФЭУ. Это ограничивает возможность их применения.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫМ ДЕТЕКТОРОМ

Гамма-излучение непосредственно не ионизирует вещество, а его регистрация происходит с помощью вторичных электронов, создаваемых излучением в сцинтилляторе. В связи с этим особое значение имеет одна из основных характеристик детектора – эффективность регистрации.

Физический смысл эффективности регистрации гамма-излучения сцинтилляционным детектором состоит в следующем. Гамма-излучение, проходя через сцинтиллятор, взаимодействует с веществом сцинтиллятора за счет фотоэффекта, комптоновского рассеяния или эффекта образования пар. В результате этих процессов возникают вторичные электроны, создающие сигнал регистрации гамма-излучения. Интенсивность прошедшего излучения

$$I = I_0 e^{-\mu x}, \quad (3.1)$$

где x – путь, пройденный излучением в сцинтилляторе; μ – линейный коэффициент поглощения.

Вероятность фотону пройти в сцинтилляторе путь x без взаимодействия равна $e^{-\mu x}$. Тогда вероятность взаимодействия фотона с веществом сцинтиллятора и, следовательно, вероятность регистрации

$$p = 1 - e^{-\mu x}. \quad (3.2)$$

Так как пути x , пройденные фотонами в сцинтилляторе, в зависимости от геометрии эксперимента различны, то различна и эффективность регистрации. Например, для параллельного моноэнергетического пучка фотонов, падающего нормально на поверхность цилиндрического сцинтиллятора, эффективность регистрации

$$\eta = 1 - e^{-\mu d}, \quad (3.3)$$

где d – толщина кристалла.

В случае точечной геометрии (3.2), эффективность регистрации определяется по формуле

$$\eta = \frac{\int_{\Omega_0} (1 - e^{-\mu x}) d\Omega}{\Omega_0}, \quad (3.4)$$

где Ω_0 – телесный угол, под которым виден кристалл из источника.

Переходя от телесного угла Ω_0 к плоскому θ , получим следующее выражение для эффективности регистрации (без учета краев кристалла):

$$\eta = \frac{1}{G} \int_0^{\theta_1} (1 - e^{-\mu x}) \sin \theta d\theta, \quad (3.5)$$

G – геометрический фактор,

$$G = \frac{1}{2} \int_0^{\theta_1} \sin \theta d\theta = \frac{1}{2} (1 - \cos \theta_1) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{h}{\sqrt{h^2 + r^2}} \right). \quad (3.6)$$

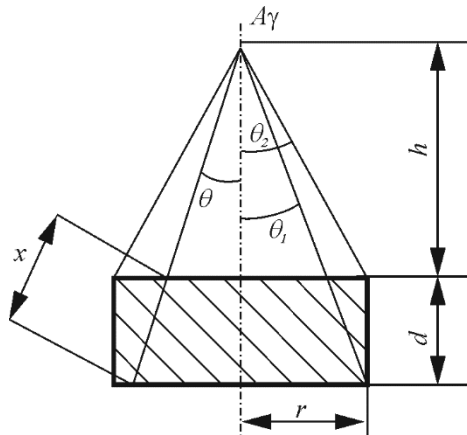


Рис. 3.2. К определению эффективности регистрации для точечной геометрии источник–кристалл (x – путь, проходимый фотонами в кристалле)

ФОТОЭЛЕКТРОННЫЙ УМНОЖИТЕЛЬ

Импульс света, возникающий в сцинтилляторе при прохождении через него ионизирующей частицы, регистрируется с помощью фотоэлектронного умножителя, состоящего из фотокатода, анода и динодов (рис. 3.3). Попадая сквозь прозрачное окно на фотокатод ФЭУ, кванты света вырывают из светочувствительного слоя некоторое количество электронов. Фотоэлектроны ускоряются электрическим полем и ударяют о специальные электроды, называемые динодами. На динодах происходит умножение электронов. Последний динод является анодом.

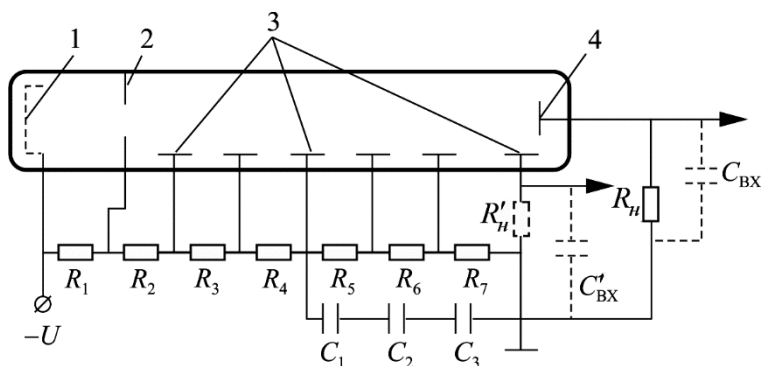


Рис. 3.3. Устройство и схема включения ФЭУ:
1 – фотокатод; 2 – диафрагма; 3 – диноды; 4 – анод

Наиболее важной частью ФЭУ является фотокатод, который изготавливают из щелочных металлов с малой работой выхода. Основными требованиями к фотокатоду являются: высокая спектральная чувствительность, равномерная по всей поверхности катода, соответствие спектральной чувствительности фотокатода спектральному составу люминесценции сцинтиллятора; минимальная термоэмиссия при рабочей температуре (минимальный шум), стабильность в работе (минимальное «утомление»).

К основным характеристикам фотокатода ФЭУ относится спектральная характеристика, квантовый выход и интегральная чувствительность. Квантовый выход $\eta(\lambda)$ – это величина, которая

определяет количество фотоэлектронов, выбитых из фотокатода одним квантом света с длиной λ . Лучшие фотокатоды имеют квантовый выход от 10 до 25%. Интегральная чувствительность фотокатода ФЭУ S – это отношение фототока катода к световому потоку излучения от источника света с определенной температурой. Величина $S=20\div 200$ [мкА/лм] в зависимости от материала фотокатода. Для сурьмяно-цезиевых фотокатодов S лежит в пределах 20–80 мкА/лм с максимумом при 450 нм.

Спектральная характеристика фотокатода ФЭУ – это зависимость квантового выхода от длины волны (рис. 3.4).

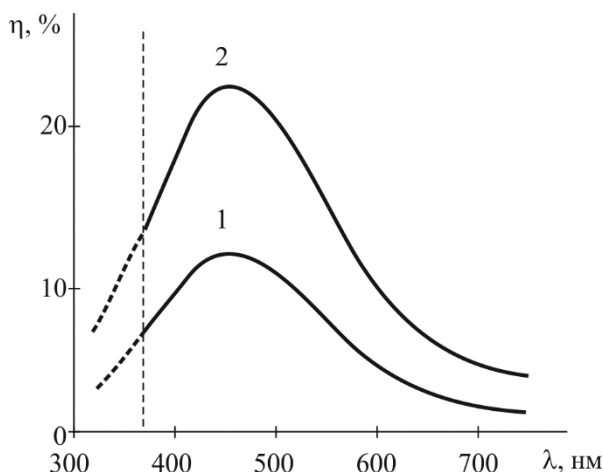


Рис. 3.4. Спектральная характеристика фотокатодов ФЭУ:
1 – фотокатод из $Sb Cs O$ ($S = 60$ мкА/лм); 2 – фотокатод
из $Sb Cs K Na O$ ($S = 150$ мкА/лм)

Диоды изготавливаются из металлов с малой работой выхода, способных при бомбардировке электронами испускать вторичные электроны в количестве, превышающем число первичных в несколько раз. Если N_e – число электронов, собранных с фотокатода на 1-й диод, то число электронов, достигших анода,

$$N_a = N_e \cdot m^n, \quad (3.7)$$

где m – коэффициент вторичной эмиссии электронов; n – число динодов.

Если это равенство выполняется, то ФЭУ работает в линейном режиме, и амплитуда импульса на его выходе пропорциональна числу фотоэлектронов, выбитых с катода, следовательно, и интенсивности свечения сцинтиллятора. Число динодов в фотоумножителе обычно равно 10–12. Для изготовления динодов используются сплавы Al-Mg-Si или Cu-Al-Mg. Материалы динодов должны иметь высокий коэффициент вторичной электронной эмиссии, малую термоэмиссию и фотоэмиссию.

Коэффициент умножения ФЭУ равен:

$$M = q \cdot m^n = q \cdot \left(A \cdot U_0 \cdot \exp\left(\frac{U_D}{U_0}\right) \right)^n, \quad (3.8)$$

где A и U_0 – константы, зависящие от материала динодов; q – коэффициент сбора электронов на 1-й динод. При $U_D=100\text{--}150$ В $m=2\text{--}7$. Из приведенной формулы следует, что коэффициент усиления ФЭУ и, следовательно, амплитуда импульса, вызванного сцинтилляцией кристалла, сильно зависят от напряжения, поданного на ФЭУ.

Кроме полезных сигналов на выходе ФЭУ, существуют шумовые импульсы, которые образуют темновой ток. Основные причины шумовых импульсов следующие: термоэмиссия с фотокатода и с первого динода ФЭУ; автоэлектронная эмиссия; ионная и оптическая обратная связь; токи утечки через изоляцию и радиоактивность стекла.

Число регистрируемых шумовых импульсов растет с напряжением. Шумовые импульсы чаще имеют амплитуду меньшую, чем полезные импульсы, поэтому их можно отделить дискриминатором. Для уменьшения шума применяют охлаждение фотокатода ФЭУ, так как темновой ток зависит от температуры по закону:

$$i = A \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{\phi}{k \cdot T}}, \quad (3.9)$$

где ϕ – работа выхода электронов из материала фотокатода ФЭУ;
 A – константа.

Кроме приведенного метода борьбы с шумом, применяют также метод двойных или тройных совпадений.

ФОРМА ИМПУЛЬСА ТОКА НА ВЫХОДЕ ФЭУ

Для работы ФЭУ необходимо на диноды подавать последовательно возрастающее напряжение. Практически это осуществляется с помощью делителя напряжения (резисторы R_1 – R_7 на рисунке 3.3). Для безопасности работ с ФЭУ высокое напряжение обычно подается на фотокатод, тогда на аноде отсутствует постоянная составляющая напряжения, и измеряется только импульсный ток. Часто в экспериментах необходимо с одного ФЭУ снимать два сигнала. Для этого в цепи последнего динода устанавливается резистор R'_n (см. рис. 3.3). Сигнал, снятый с R'_n , имеет полярность, противоположную анодному сигналу.

Для обеспечения работы ФЭУ в линейном режиме ток через делитель должен в 10–20 раз превышать максимальный анодный ток.

Форма импульса тока на выходе ФЭУ определяется величиной времени высвечивания сцинтиллятора τ_0 и постоянной схемы включения – $R_H C_{ВХ}$. Ток в анодной цепи ФЭУ i_ϕ разветвляется на i_R – ток, протекающий через сопротивление нагрузки, и i_C – ток, протекающий через емкость, поэтому

$$i_R(t) + i_C(t) = i_\phi. \quad (3.10)$$

Ток i_ϕ можно представить в следующем виде:

$$i_\phi = \frac{Q}{\tau_0} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right), \quad (3.11)$$

где Q – величина заряда на выходе ФЭУ.

Для напряжения U , образующегося на сопротивлении R , получим следующее уравнение:

$$\frac{U}{R} + C \frac{dU}{dt} = \frac{Q}{\tau_0} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right). \quad (3.12)$$

Решение этого уравнения:

$$U(t) = \frac{Q}{C} \cdot \frac{RC}{\tau_0 - RC} \cdot \left(\exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right) - \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) \right). \quad (3.13)$$

При $RC \gg \tau_0$ решение имеет вид

$$U(t) = \frac{Q}{C} \cdot \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right) \right). \quad (3.14)$$

Исследуя эту зависимость при разных t , можно установить, что передний фронт импульса (малые t) определяется τ_0 , задний фронт (большие t) – RC .

Правила выбора величины RC : $RC > 5\tau_0$, обычно $RC = (5 \div 10)\tau_0$, например, при работе с кристаллом NaI(Tl) , у которого $\tau_0 = 0,25 \cdot 10^{-6}$ с, $RC \geq 1,25 \cdot 10^{-6}$ с.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

В лабораторной работе используется установка, структурная схема которой приведена на рис. 3.5. Установка состоит из 3-х спектрометрических сцинтилляционных детекторов с кристаллами NaI(Tl) (на рис. 3.5 приведены три детектора), размерами: 1-й – $\varnothing 25 \times 25$ мм; 2-й – $\varnothing 40 \times 40$ мм и 3-й – $\varnothing 150 \times 100$ мм. В детекторах использованы фотоумножители: в 1-м – ФЭУ-35, во 2-м – ФЭУ-93; в 3-м – ФЭУ-49Б.

На детекторы подается высокое напряжение для питания ФЭУ от стабилизированного источника питания. Рабочее напряже-

ние для детектора № 1 составляет +1300 В, для детектора № 2 – +1600 В; для детектора № 3 – +1700 В. Катоды ФЭУ заземлены.

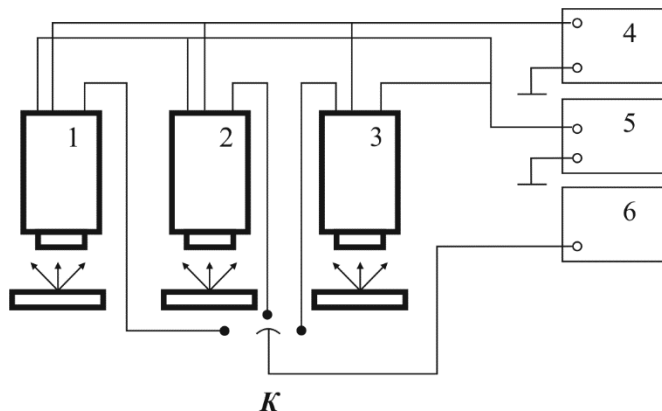


Рис. 3.5. Схема установки для регистрации гамма-излучения: 1 – детектор №1; 2 – детектор №2; 3 – детектор №3; 4 – источник низкого напряжения; 5 – пересчетный прибор; 6 – источник высокого напряжения; К – ключ для последовательного переключения между детекторами

Согласующее устройство детектора – эмиттерный повторитель, питается от источника низкого напряжения 4 (± 12 В). Эмиттерный повторитель согласует высокое выходное сопротивление ФЭУ с низким волновым сопротивлением кабеля, соединяющего детектор с регистрирующим прибором.

Для регистрации импульсов, поступающих с детекторов, служит пересчетный прибор 5 типа ПСО2. Ключ «К», расположенный на стойке, служит для последовательного подключения высокого напряжения, низкого напряжения и регистрирующего прибора к каждому из детекторов.

Блоки детекторов состоят из корпуса, в котором находятся сцинтиллятор, ФЭУ и эмиттерный повторитель. Блок детектора представляет собой герметичную неразборную конструкцию, в которой сцинтиллятор и ФЭУ непосредственно соединены между

собой, образуя сцинтиблок. В результате этого достигается хороший оптический контакт между сцинтиллятором и ФЭУ.

ПОРЯДОК ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эффективность регистрации определяется для 3-х детекторов разных размеров и 3-х источников излучений с различной энергией гамма-излучения.

Экспериментально эффективность регистрации определяется следующим образом. Для каждого детектора устанавливается своё рабочее напряжение. Затем измеряется скорость счёта фона $n_{\text{фон}}$, а затем скорости счёта от каждого источника $n_{\text{изм}}$. Зная абсолютную активность источников, эффективность регистрации определяется по формуле:

$$\eta = \frac{\bar{n}_{\text{изм}} - \bar{n}_{\text{Ф}}}{n_{\text{ист}}} \cdot 100\% = \frac{\bar{n}_{\text{изм}} - \bar{n}_{\text{Ф}}}{A_{\gamma} \cdot G} \cdot 100\%, \quad (3.15)$$

где $n_{\text{ист}} = A_{\gamma} \cdot G$; A_{γ} – число фотонов, испускаемых источником, определяемое как число распадов источника (активность A), умноженное на квантовый выход гамма-квантов на один распад (в долях от единицы), G – геометрический фактор.

Геометрический фактор G определяется из формулы (3.6).

***ВНИМАНИЕ!!!** Включение установки и размещение источника ионизирующего излучения осуществляются только в присутствии преподавателя.*

1. Включить источники питания низкого и высокого напряжения, пересчётный прибор. Полярность сигнала, снимаемого с детекторов, – отрицательная.
2. Поставить переключатель детекторов в положение **1**, при этом к схеме подключается детектор **№ 1**. Установить рабочее напряжение, равное **1300 В**.

3. Измерить $n_{1Ф}$ для детектора № 1, для этого сделать без источника **10 измерений** за **10 секунд** каждое, в автоматическом режиме, записать показания и найти среднее значение фона.
4. Установить на подставку источник излучения ^{60}Co , определить $\bar{n}_{\text{ИЗМ}}$, для этого сделать **10 измерений** за **10 секунд** каждое, определить среднее значение. Найти $\bar{n}_{\text{ИЗМ}}$ для других источников, результаты записать в таблицу 3.1.

Таблица 3.1

Источник	Расстояние до источника h , см	G	A_{γ}	$n_{\text{ист}}, \text{с}^{-1}$	$\bar{n}_{\text{ИЗМ}}, \text{с}^{-1}$	$\bar{n}_{\text{Ф}}, \text{с}^{-1}$	$\eta, \%$
^{60}Co							
^{137}Cs							
^{22}Na							

5. Поставить переключатель в положение 2. Установить рабочее напряжение на детекторе № 2, равное **1600 В**. Провести измерения $\bar{n}_{\text{Ф}}$ и $\bar{n}_{\text{ИЗМ}}$ для детектора № 2, аналогично п. 3 и п. 4. Результаты свести в таблицу, аналогичную табл. 3.1.
6. Поставить переключатель в положение 3. Установить рабочее напряжение на детекторе № 3, равное **1700 В**. Провести измерения $\bar{n}_{\text{Ф}}$ и $\bar{n}_{\text{ИЗМ}}$ для детектора № 3, аналогично п. 3 и п. 4. Результаты свести в таблицу, аналогичную табл. 3.1.
7. Обработать полученные результаты, построить зависимость эффективности регистрации от E_{γ} для трёх детекторов.

8. Теоретически определить эффективность регистрации гамма-излучения сцинтилляционным детектором с кристаллом NaI(Tl). Расчет эффективности регистрации производится по формулам (3.3) для параллельного моноэнергетического пучка фотонов, η_1 и (3.5) для точечного источника, η_2 . Результаты занести в таблицу 3.2.

Таблица 3.2

Энергия γ -кванта, МэВ	μ , см ⁻¹	Детектор 1		Детектор 2		Детектор 3	
		η_1 , %	η_2 , %	η_1 , %	η_2 , %	η_1 , %	η_2 , %
0,2	1,12						
0,3	0,42						
0,4	0,40						
0,5	0,33						
0,6	0,28						
0,8	0,24						
1,0	0,21						
1,25	0,19						
1,5	0,17						

9. Построить графики зависимости $\eta=f(E_\gamma)$ для трех кристаллов.
10. Сравнить результаты, полученные экспериментально и теоретически. Объяснить зависимости эффективности регистрации гамма-излучения от энергии, толщины сцинтиллятора и вида сцинтиллятора.

Примечание. Сведения о источниках ионизирующего излучения (дата изготовления, активность на момент изготовления, данные о каналах распада) приведены в приложении, которое можно взять

у преподавателя или лаборанта, сопровождающих выполнение данной работы.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ:

1. Принцип действия и устройство сцинтилляционных детекторов.
2. Характеристики сцинтилляционных детекторов.
3. Устройство и схема включения ФЭУ.
4. Характеристики фотокатода ФЭУ.
5. Шумы ФЭУ, способы их уменьшения.
6. Форма импульса на выходе ФЭУ.
7. Светопроводы, их основные характеристики.
8. Сцинтилляторы, их основные характеристики.
9. Эффективность регистрации различных видов излучений сцинтилляционным детектором.

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бекман И.Н. Атомная и ядерная физика: радиоактивность и ионизирующие излучения: учебник для бакалавриата и магистратуры. 2-е изд., испр. и доп. М.: Издательство Юрайт, 2018.
2. Горн Л.С., Чебышов С.Б., Самосадный В.Т. и др. Ядерное приборостроение. Том 1. Приборы для измерения ионизирующих излучений. М.: Восточный горизонт, 2005.
3. Болоздыня А.И., Ободовский И.М. Детекторы ионизирующих частиц и излучений. Принципы и применения. М.: ИД Интеллект, 2012.
4. Бетенеков Н.Д., Денисов Е.И., Пузако В.Д. Элементы радиометрии и спектрометрии ионизирующих излучений: учебно-метод. пособие. Екатеринбург: ГОУ ВПО УГТУ-УПИ, 2004.

5. Беспалов В.И. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом: учеб. пособие. 2-е изд. Томск: Изд-во Дельта-план, 2006.
6. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.: Энергоатомиздат, 1985.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №4. СПЕКТРОМЕТР ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ СЦИНТИЛЛЯТОРА NaI(Tl)

Цель: изучение принципа действия и устройства однокристалльного сцинтилляционного спектрометра гамма-излучения; освоение работы на спектрометре; экспериментальное определение основных параметров гамма-спектров; нахождение энергетического разрешения спектрометра.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Сцинтилляционные спектрометры широко применяются для решения многих задач прикладной ядерной физики. Объясняется это прежде всего такими свойствами сцинтилляционных детекторов, как высокая эффективность регистрации многих видов излучений, высокая временная разрешающая способность, способность измерять энергию частиц и фотонов. Аппаратура для сцинтилляционных измерений проста по конструкции и надежна в эксплуатации. Недостатком сцинтилляционного метода исследования излучений является невысокое энергетическое разрешение и сложность обработки результатов измерений.

Так как большинство сцинтилляторов создают световые вспышки по величине пропорциональные поглощенной энергии, то, измеряя величину световой вспышки, т. е. амплитуду импульса на аноде фотоумножителя, можно измерить энергию частицы. Измерение спектрального распределения гамма-излучения сводится к измерению спектра амплитуд импульсов и введению соответствующих аппаратурных поправок.

Для получения хороших характеристик сцинтилляционного спектрометра сцинтиллятор должен поглощать гамма-излучение с большой эффективностью. Коэффициент поглощения зависит

в основном от энергии гамма-излучения и от плотности сцинтиллятора.

Значение коэффициента линейного поглощения μ определяется тремя основными механизмами взаимодействия гамма-излучения с веществом.

При взаимодействии гамма-излучения с энергией $0,5 \leq E \leq 2,5$ МэВ с легкими веществами преобладает явление рассеяния. В результате рассеяния фотон, сталкиваясь с электроном, теряет часть своей энергии и изменяет направление движения.

Изменение энергии фотона с частотой ν_0 в случае комптоновского рассеяния может быть выражено следующей формулой:

$$h\nu' = \frac{h\nu_0}{1 + \frac{h\nu_0}{m_0c^2} \cdot (1 - \cos\theta)}, \quad (4.1)$$

где ν' – частота рассеянного фотона; θ – угол между падающим и рассеянным фотонами.

Явление комптоновского рассеяния на электроне характеризуется коэффициентом σ_e .

Величина коэффициента рассеяния, рассчитанная на один атом, пропорциональна концентрации электронов в единице объема поглощающего вещества.

$$\sigma_a = \sigma_e \rho \cdot N_A Z \frac{1}{A}, \quad (4.2)$$

где σ_e – коэффициент рассеяния, отнесенный к одному электрону; ρ – плотность поглощающего вещества; N_A – число Авогадро; Z – порядковый номер элемента, A – атомный вес.

Если известна величина коэффициента σ_a для свинца, которая приводится обычно в таблицах, то для любого элемента

$$\sigma_a = \sigma_{aPb} \frac{\rho}{11,3} \cdot \frac{207,2}{A} \cdot \frac{Z}{82}. \quad (4.3)$$

Для мягкого гамма-излучения преобладающим видом взаимодействия с тяжелыми веществами является фотоэффект, характеризующийся коэффициентом τ . В результате этого явления фотон полностью отдает свою энергию электрону. Энергия фотона E_γ распределяется в соответствии с формулой

$$E_\gamma = I_0 + \frac{mv^2}{2}, \quad (4.4)$$

где I_0 – энергия, затрачиваемая на вырывание электрона и электронной оболочки; $\frac{mv^2}{2}$ – кинетическая энергия электрона, если v меньше скорости света).

Коэффициент поглощения τ выражает долю квантов, поглощаемых на единице пути в веществе. Величина коэффициента поглощения пропорциональна числу атомов поглощающего вещества в 1 см^3 и, отнесенная к одному атому, выражается следующей формулой:

$$\tau_a = a \cdot \left(\frac{1}{h\nu} \right)^{2,8} \cdot Z^5 \text{ [см}^2\text{]}, \quad (4.5)$$

где a – постоянная.

Полный коэффициент поглощения в данном веществе

$$\tau = \tau_a \frac{\rho \cdot N_A}{A}. \quad (4.6)$$

Если известна величина коэффициента τ для свинца, то для любого элемента

$$\tau = \tau_{\text{Pb}} \frac{\rho}{11,3} \frac{207,2}{A} \left(\frac{Z}{82} \right)^5. \quad (4.7)$$

Для фотонов с энергией, большей 1,02 МэВ, при взаимодействии с тяжелыми веществами может происходить образование пар электрон-позитрон. Это явление не имеет существенного значения для естественных радиоактивных элементов.

Численное значение коэффициента χ , характеризующего явление образования пар, отнесенное к одному атому, выражается формулой

$$\chi_a = bZ^2(h\nu - 2m_0c^2), \quad (4.8)$$

где b – постоянный коэффициент.

Величина коэффициента χ , выражающего долю квантов, поглощенных на единице длины пути, равна

$$\chi = \chi_a \cdot \frac{\rho \cdot N_A}{A}. \quad (4.9)$$

Если известен коэффициент χ_{Pb} свинца, то для получения χ в любом другом веществе можно пользоваться выражением

$$\chi = \chi_{Pb} \cdot \frac{\rho}{11,3} \cdot \frac{207,2}{A} \left(\frac{Z}{82} \right)^2. \quad (4.10)$$

Ослабление гамма-излучения в целом характеризуется коэффициентом, учитывающим все три описанные выше явления, и происходит по экспоненциальному закону:

$$N = N_0 e^{-\mu \cdot d}, \quad (4.11)$$

где N – число фотонов после прохождения слоя поглотителя толщиной d ; N_0 – первоначальное число фотонов; μ – коэффициент ослабления гамма-излучения:

$$\mu = \sigma + \tau + \chi. \quad (4.12)$$

Экспоненциальный закон поглощения достаточно хорошо соблюдается для узкого пучка лучей, выделенного с помощью диафрагмы.

Коэффициент μ возрастает с увеличением плотности вещества в большинстве случаев по линейному закону, поэтому имеет место соотношение

$$\frac{\mu}{\rho} \approx const. \quad (4.13)$$

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОДНОКРИСТАЛЬНОГО СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ГАММА-СПЕКТРОМЕТРА

Основными характеристиками сцинтилляционного спектрометра является эффективность, светосила и разрешающая способность. Светосилой спектрометра η называется отношение числа фактически регистрируемых им за единицу времени частиц или квантов одной энергетической группы к полному числу частиц или квантов той же энергетической группы, испускаемых источником. Светосила спектрометра определяется двумя факторами: геометрической эффективностью (эффективным телесным углом) ω , определяющей, какая доля излучения, испускаемого источником, попадает в детектор, и эффективностью регистрации $\bar{\eta}$, определяющей, какая часть поступающего в детектор излучения будет фактически зарегистрирована.

Эффективность регистрации гамма-излучения сцинтилляционным спектрометром определяется из выражения

$$\bar{\eta} \cong 1 - e^{-\mu \cdot x}. \quad (4.14)$$

где μ – линейный коэффициент поглощения гамма-излучения; x – путь, пройденный фотонами в сцинтилляторе.

Для определения разрешения спектрометра рассмотрим две близкие моноэнергетические группы фотонов с энергиями E_i и E_{i+1} , изображенные в энергетическом распределении, полученном на спектрометре (рис. 4.1).

Пусть $E_{i+1} - E_i = \Delta E$, тогда разрешающая способность спектрометра дается следующим выражением:

$$D = \frac{E_i}{\Delta E}. \quad (4.15)$$

В спектроскопии ядерных излучений, как и в оптике, понятие разрешающей способности условно, так как разделение двух линий существенно зависит от их формы. Форма спектральных линий принимается либо лоренцевой, либо гауссовой. Разрешающая способность спектрометра любого типа оценивается по даваемому им

разрешению – величине, обратной разрешающей способности, – и выражается в процентах:

$$d = \frac{1}{D} \cdot 100\%. \quad (4.16)$$

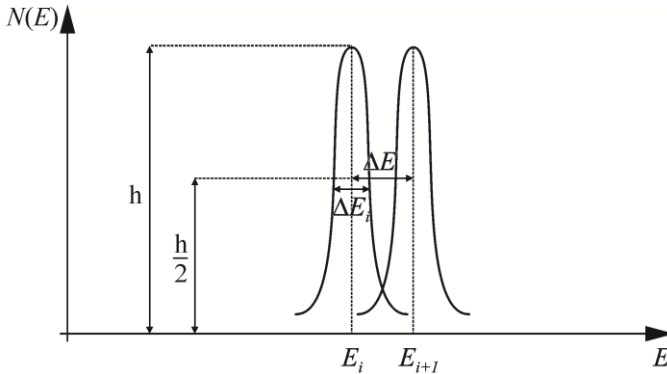


Рис. 4.1. К определению энергетического разрешения сцинтилляционного спектрометра

Принимая условно, что две спектральные линии еще могут наблюдаться раздельно, если они сдвинуты одна относительно другой на половину ширины спектральной линии, т. е. на ширину линии на высоте, равной половине максимальной, ΔE_i (см. рис. 4.1) приходим к определению понятия энергетического разрешения (величину ΔE_i иногда называют ПШПВ (полная ширина на половине высоты) линии E_i)

$$d = \frac{\Delta E_i}{E_i} \cdot 100\%, \quad (4.17)$$

где ΔE_i – полуширина линии с энергией E_i .

Процесс образования квантов света в сцинтилляторе под действием гамма-фотонов или заряженных частиц является процессом статистическим. Статистический характер носят также и последующие процессы: сбориение фотонов на фотокатод умножителя, эмиссия фотоэлектронов с фотокатода, сбориение фотоэлектронов

на первый диод, процесс умножения электронов на диодах. В соответствии с этим наблюдается статистический разброс амплитуд выходных импульсов около некоторого среднего значения, что приводит к конечному значению разрешения.

Число фотонов, попадающих из сцинтиллятора на фотокатод, в общем случае

$$m_1 = \frac{E \cdot \chi \cdot F \cdot f}{E_\phi}, \quad (4.18)$$

где E – энергия частицы; E_ϕ – средняя энергия фотонов; χ – конверсионная эффективность сцинтиллятора; F – коэффициент оптической прозрачности сцинтиллятора; f – коэффициент светосбора.

В результате поглощения света сцинтиллятора в фотокатод из него выбиваются фотоэлектроны. Число фотоэлектронов G , выбиваемых одним квантом света, зависит от фотоэлектрических свойств фотокатода и от его оптической прозрачности по отношению к падающему световому излучению. Величину G принято называть конверсионной эффективностью фотокатода по отношению к фотонам с оптимальной для данного фотокатода частотой. При попадании в фотокатод образуется n фотоэлектронов, причем

$$n = m_1 \cdot G \cdot p(\nu), \quad (4.19)$$

где множитель $p(\nu) \leq 1$ учитывает отклонение частоты фотонов от оптимальной для данного фотокатода частоты фотонов ν_0 и зависит от материала фотокатода и его подложки. Произведение $Gp(\nu)$ может быть названо средней эффективностью фотокатода.

Число электронов N , достигшее анода ФЭУ в результате попадания на фотокатод m_1 , световых фотонов, равно

$$N = m_1 G p(\nu) c q^k, \quad (4.20)$$

где c – коэффициент, учитывающий эффективность собирания фотоэлектронов на 1-й диод ФЭУ; q – коэффициент умножения каждого диода, а k – число диодов.

Можно показать, что среднеквадратичное отклонение числа электронов в импульсе на аноде ФЭУ представляется в виде

$$\frac{\overline{\Delta N^2}}{N^2} = \frac{\overline{\Delta n^2}}{n^2} + \frac{1}{n} \left[\frac{\overline{\Delta q_1^2}}{q_1^2} + \frac{\overline{\Delta q^2}}{q_1 q (q-1)} \right], \quad (4.21)$$

где $\overline{\Delta q_1^2}$ – дисперсия коэффициента умножения первого диода, а $\overline{\Delta q^2}$ – дисперсия коэффициента умножения всех остальных диодов.

Если предположить, что эмиссия одного фотоэлектрона из фотокатода происходит независимо от эмиссии любого другого фотоэлектрона, то этот процесс будет подчиняться закону распределения Пуассона и $\overline{\Delta n^2} = n = m_1 G p(v) c$. Тогда

$$\begin{aligned} \frac{\overline{\Delta N^2}}{N^2} &= \frac{1}{m_1 \cdot G p(v) \cdot c} \left[\frac{\overline{\Delta q_1^2}}{q_1^2} + \frac{\overline{\Delta q^2}}{q^2} \right] = \\ &= \frac{E_\phi}{E \cdot \chi \cdot F \cdot f \cdot G p(v) \cdot c} \cdot \left[\frac{\overline{\Delta q_1^2}}{q_1^2} + \frac{\overline{\Delta q^2}}{q_1 \cdot q \cdot (q-1)} \right]. \end{aligned} \quad (4.22)$$

Из формулы можно заключить, что относительный разброс амплитуд импульсов можно существенно уменьшить улучшением условий собирания фотоэлектронов на первый диод, увеличением чувствительности фотокатода, улучшением качества сцинтиллятора и условий собирания света на фотокатод. Особенно желательно иметь высокий коэффициент вторичной эмиссии. Однако здесь следует проявлять осторожность, так как $\overline{\Delta q^2}$ при больших ускоряющих напряжениях может расти быстрее q .

Экспериментально установлено, что распределение импульсов по амплитудам на выходе ФЭУ следует закону Гаусса:

$$g(E) = \frac{1}{\sigma \cdot \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(E_\gamma - E)^2}{2\sigma^2}\right], \quad (4.23)$$

где E_γ – энергия, соответствующая максимуму распределения.

Параметр σ^2 (среднеквадратичная флуктуация величины E) легко связать с экспериментально наблюдаемой шириной распределения на половине высоты $\Gamma \equiv \Delta E$.

$$\sigma^2 = \frac{\Gamma}{2 \cdot \ln 2}. \quad (4.24)$$

Следовательно, квадрат относительной среднеквадратичной флуктуации

$$\frac{\overline{\Delta N^2}}{N^2} = \frac{\Gamma^2}{E_\gamma^2} \cdot \frac{1}{2 \ln 2} = d^2 \frac{1}{2 \ln 2}, \quad (4.25)$$

где d – относительная ширина на половине высоты, т. е. квадрат разрешения спектрометра

$$d^2 = \frac{\overline{\Delta N^2}}{N^2} \cdot 2 \cdot \ln 2. \quad (4.26)$$

В практике работы со сцинтилляционными детекторами часто необходимо оценить возможное амплитудное разрешение при измерении спектра частиц с энергией E , тогда, как заранее известно амплитудное разрешение для частиц с энергией E_0 . Грубо можно оценить разрешение, учитывая формулы (4.26) и (4.22), т. е.

$$d \approx \frac{1}{\sqrt{E}}.$$

Результаты экспериментов со сцинтилляционными детекторами показали, что с достаточной степенью точности величина амплитудного разрешения определяется выражением

$$d = \left[A + \frac{B}{E} \right]^{1/2}, \quad (4.27)$$

где E – энергия регистрируемой частицы; A и B – постоянные, зависящие от фотоумножителя и сцинтиллятора. Коэффициенты A и B постоянны для каждого сцинтилляционного детектора.

К настоящему времени лучшее экспериментально полученное разрешение по энергии гамма-спектрометра с кристаллом NaI(Tl) составляет около 6% для фотонов с энергией 0,661 МэВ, а с кристаллом LaBr₃(Ce) – 2,5%.

Для того чтобы с помощью сцинтилляционного спектрометра можно было достаточно точно изучать сложные спектры, необходимо знать интенсивность и вид распределения импульсов на выходе спектрометра для гамма-излучения соответствующей энергии. Тот факт, что фотоны при разных процессах взаимодействия составляют в сцинтилляторе различную долю своей первоначальной энергии, обуславливает появление на выходе гамма-спектрометра импульсов с различными амплитудами, отличающихся от амплитуд импульсов, соответствующих полному поглощению энергии фотонов.

Рассмотрим аппаратную форму линии для фотонов энергии $E_\gamma < 1,02$ МэВ. В качестве примера на рис. 4.2 приведено распределение импульсов от радионуклида ⁵⁴Mn ($E_\gamma = 0,835$ МэВ), измеренного на сцинтилляционном спектрометре с кристаллом NaI(Tl) в виде цилиндра $\varnothing 40$ мм и высотой 40 мм.

Пик в конце распределения импульсов по каналам связан с полным поглощением энергии фотонов в сцинтилляторе и называется пиком полного поглощения. Происхождение пика полного поглощения связано с процессом фотоэлектрического взаимодействия и многократного рассеяния в сцинтилляторе. Небольшая асимметрия в низко энергетической части пика обусловлена процессами многократного рассеяния, происходящими в детекторе, а также комптоновским рассеянием гамма-фотонов под малыми углами в упаковке кристалла и подложке источника.

Непрерывное распределение импульсов, простирающихся до 50-го канала, создается электронами отдачи при комптоновском

рассеянии фотонов в сцинтилляторе с последующим вылетом рассеянного кванта из кристалла.

В гамма-спектре ^{54}Mn , в районе 50-го канала, на непрерывное комптоновское распределение накладывается широкий пик несимметричной формы, обусловленный рассеянием гамма-излучения от окна фотоумножителя, стенок защитного кожуха и стеклянного торца контейнера, в котором упакован кристалл NaI(Tl). Этот пик принято называть пиком обратного рассеяния. В его формировании участвуют те рассеянные кванты, которые попадают в кристалл в интервале углов $90\text{--}180^\circ$. Энергия таких фотонов очень слабо зависит от угла и заключена поэтому в относительно небольшом энергетическом интервале, что и приводит к образованию пика.

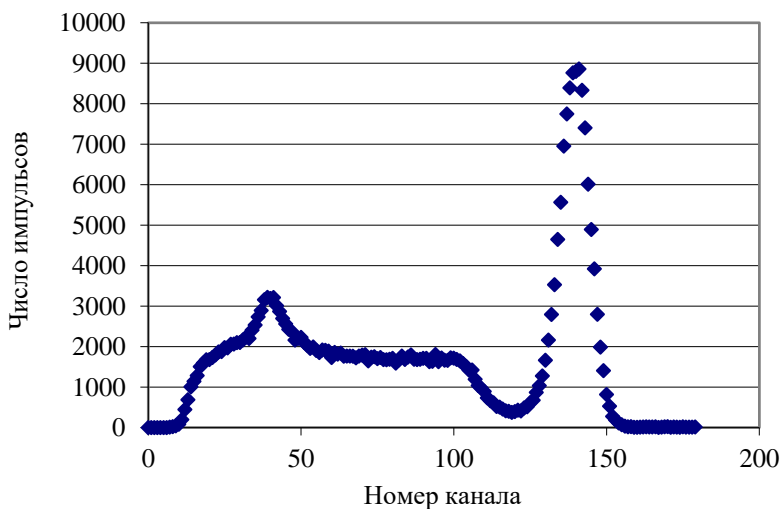


Рис. 4.2. Вид спектра гамма-излучения от источника ^{54}Mn

Источником паразитного излучения, обуславливающего значительные искажения мягкой части спектра, является характеристическое излучение от окружающего материала. Очень часто в качестве защитного материала используется свинец, что приводит к образованию характеристического излучения с энергией

72 кэВ. В спектре ^{54}Mn пик характеристического излучения от свинца расположен в области 20-го канала.

Соотношение площадей под непрерывным распределением и пиком полного поглощения является важной характеристикой спектрометра и зависит от размеров сцинтиллятора, энергии регистрируемого излучения и геометрии пучка. С увеличением размеров сцинтиллятора площадь под пиком полного поглощения растет за счет многократного рассеяния гамма-излучения, приводящего к полной потере их энергии в детекторе. Этот процесс происходит тем эффективнее, чем меньше энергия первичных квантов и чем больше размеры сцинтиллятора.

Согласно общепринятому определению, отношение числа импульсов в пике полного поглощения к числу импульсов под всем спектром называется фоточастью спектрометра P . Другой важной характеристикой спектрометра является эффективность фоторегистрации (фотоэффективность) $\eta_{\text{ф}}$, представляющая собой отношение числа импульсов в пике полного поглощения к числу гамма-фотонов, падающих на кристалл. Отношение фотоэффективности к фоточасти дает полную эффективность регистрации фотонов спектрометром $\bar{\eta}$, т. е.

$$\frac{\eta_{\text{ф}}}{P} = \bar{\eta}. \quad (4.28)$$

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

ВНИМАНИЕ!!! Запрещается приступать к работе, не ознакомившись с правилами безопасности при работе на установке «Однокристалльный сцинтилляционный детектор гамма-излучения».

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Схема однокристалльного сцинтилляционного спектрометра гамма-излучения приведена на рис. 4.3.

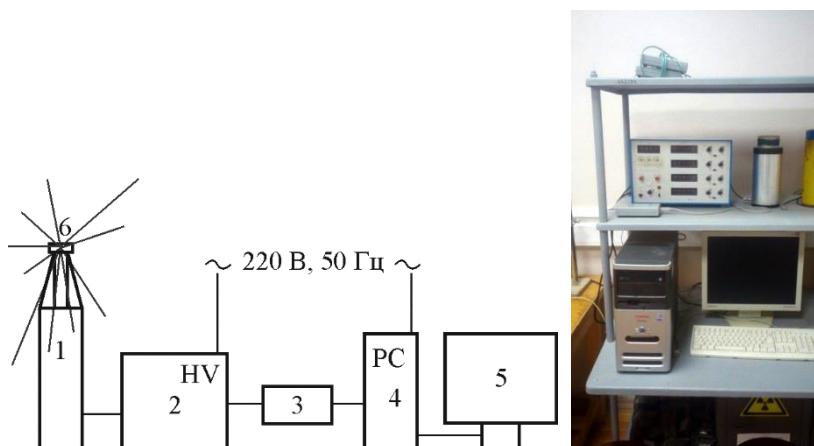


Рис. 4.3. Схема и фотография однокристалльного сцинтилляционного спектрометра:

- 1 – сцинтилляционный детектор,*
- 2 – высоковольтный источник питания и усилитель;*
- 3 – амплитудный анализатор-преобразователь;*
- 4 – персональный компьютер с программой набора и обработки спектров;*
- 5 – устройство вывода информации (монитор);*
- 6 – источник ионизирующего излучения*

Фотоны от стандартных закрытых источников излучений регистрируются спектрометрическим сцинтилляционным детектором **1** с кристаллом сцинтиллятора NaI(Tl), размером 60×80 мм. Высокое напряжение на сцинтилляционный детектор подается от источника питания **2**. В данной работе используется сцинтилляционный детектор с рабочим напряжением питания 650 В.

Линейный усилитель, расположенный в одном корпусе с источником питания, предназначен для усиления импульсов, поступающих с детектора.

Цифровой анализатор-преобразователь **3**, предназначен для анализа амплитуды сигнала, поступающего с усилителя, и для дальнейшего преобразования сигналов разной амплитуды в цифровые сигналы. Таким образом осуществляется разделение сигналов с разной амплитудой, что дает возможность рассмотреть особенно-

сти регистрации гамма-квантов с различной энергией (амплитуда сигнала с детектора практически всегда напрямую связана с энергией, которую теряет регистрируемая частица внутри детектора, а значит, связана и с самой энергией частицы). Результаты анализа и преобразования сигнала выводятся на монитор компьютера и могут быть выведены на любой другой тип вывода информации из компьютера с помощью программы набора и обработки спектров **«Распр»**. Результатом обработки цифровых сигналов становится формирование так называемого аппаратурного спектра излучения – зависимость числа зарегистрированных частиц от их энергии. Аппаратурный спектр отличается от реального тем, что несёт на себе отпечаток средства измерения, в данном случае, сцинтилляционного детектора, обладающего конечными значениями разрешения и другими определенными характеристиками.

Программа для набора и обработки спектров позволяет выделять определенные промежутки амплитуд импульсов детектора, возникающих при регистрации гамма-квантов (иначе говоря, *позволяет выделять различные участки набранного спектра излучения*). Данная возможность осуществляется передвижением маркеров в рабочей области программы спектрометра. Количество импульсов, поступивших с детектора в усилитель и далее в амплитудный анализатор отображается в окне **«Интеграл»**.

При включении установки необходимо соблюдать следующую последовательность действий.

Убедиться в том, что источник питания детектора отключен от сети переменного тока. Проверить подключение сцинтилляционного детектора к источнику питания. Провод, идущий от детектора, подключается к разъему **«Scint probe»** на задней панели источника питания. Посмотреть на значение регулятора высокого напряжения на лицевой панели устройства, убедиться, что на источнике питания выставлено значение напряжения меньше рабочего (не более 500 вольт) и тумблер включения высокого напряжения находится в выключенном положении.

Проверить подключение цифрового анализатора-преобразователя. К входу анализатора подключается кабель, идущий

щий от выхода линейного усилителя (разъем «**analog output**», расположен на задней панели источника питания). Выход цифрового преобразователя-анализатора с помощью кабеля USB-B подключается к разъему USB компьютера.

Включить компьютер, дождаться загрузки рабочего стола. Далее включить источник питания детектора, переключив тумблер на лицевой панели устройства в положение «**Power on**». Далее переключить тумблер высокого питания, находящийся на лицевой панели устройства под световым индикатором (под красной лампочкой), в положение «**On**». Загорится расположенный выше световой индикатор высокого напряжения (лампочка красного цвета) и будет слышен непрерывный высокочастотный звуковой сигнал. С помощью ручки регулировки напряжения **плавно** выставить рабочее напряжение детектора. Дать прогреться установке в течение **10–15 минут**.

Запустить программу набора и обработки спектров с помощью ярлыка «**Раср**», находящегося на рабочем столе.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

***ВНИМАНИЕ!!!** Включение установки и размещение источника ионизирующего излучения осуществляются только в присутствии преподавателя.*

В данной работе используются эталонные радиоактивные источники гамма-квантов типа ОСГИ (см. рис. 4.4).

Информация о источниках ионизирующего излучения (дата изготовления, активность на момент изготовления, данные о каналах распада, период полураспада) приведена в приложении, которое можно взять у преподавателя или лаборанта, сопровождающих выполнение данной работы.



Рис. 4.4. Внешний вид источника ионизирующего излучения
ОСГИ (^{137}Cs)

Ознакомиться с установкой по описанию, усвоить правила работы на установке. Включить установку в соответствии с инструкциями в описании.

Получение экспериментальных данных с помощью установки проводится в следующем порядке.

Открыть программу набора и обработки спектров **«Раср»** с помощью ярлыка на рабочем столе.

Перейти в полноэкранный режим работы. Открыть вкладку **«Окна»**, нажать кнопку **«Новое»**. Откроется окно анализатора, которое тоже следует перевести в полноэкранный режим.

Следующим действием, в случае наличия посторонней информации в окне анализатора, нужно очистить память анализатора с помощью команды **«Очистить»**.

Далее необходимо установить требуемое время набора информации во вкладке **«Время»**.

Для начала набора информации необходимо нажать кнопку **«Старт»** во вкладке **«Старт»**.

На рис. 4.5 показано окно программы анализатора.

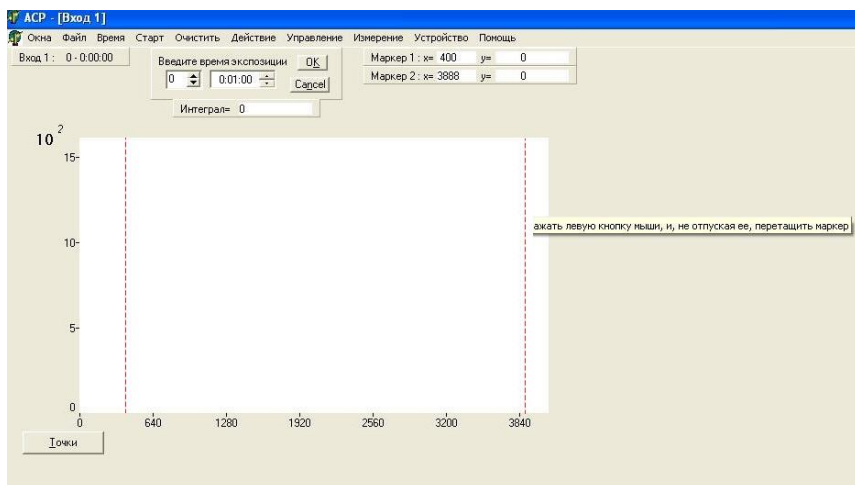


Рис. 4.5. Окно программы анализатора

Красные полосы маркеров дают представление о диапазоне амплитуд обрабатываемых импульсов. Число зафиксированных импульсов, попавшее в область между данными маркерами (положение которых дается координатами x и y в верхней части окна программы) отображается в окне «**Интеграл**». Область обработки можно изменять даже в процессе набора информации.

Программа, помимо интегрального числа импульсов, лежащих в области между маркерами, позволяет также производить первичную обработку аппаратных спектров гамма-излучения, аналогичных приведенному на рис. 4.2.

При выделении области спектра, соответствующей пику полного поглощения гамма-квантов, с помощью средств программы можно произвести математическую обработку данных с поиском среднего значения и сразу же получить значение возможной ошибки. Для этого, после того, как с помощью маркеров будет выделен пик полного поглощения на набранном спектре, необходимо во вкладке «**Измерение**» нажать кнопку «**Параметры пика**». По-

явится дополнительное окно с краткой информацией о выделенном пике набранного спектра. «Среднее» – номер канала, соответствующий максимуму пика на спектре, «СКО» – среднеквадратичное отклонение, или, иначе говоря, энергетическое разрешение спектрометра в единицах каналов.

Остановка набора данных происходит автоматически по завершении установленного времени. Полученные результаты можно сохранить в виде текстового файла (вкладка «Файл», команда «Сохранить спектр») или же записать всю необходимую информацию непосредственно в подготовленные таблицы.

Перед началом следующего набора данных необходимо очистить рабочую область программы с помощью команды «Очистить».

Для набора данных с источником гамма-излучения необходимо установить выбранный источник на специальную подставку (расстояние между детектором и источником составит значение порядка 6–7 см) и повторить действия, совершенные при измерении фона (установив требуемое время набора).

***Напоминание:** при работе с источниками ионизирующего излучения запрещается подвергать их разрушающим воздействиям, брать незащищенными руками, подносить к глазам, забирать с собой или как-либо еще использовать не по назначению.*

Задание 1. Получить амплитудное распределение импульсов для 4 источников гамма-излучений (^{60}Co , ^{137}Cs , ^{22}Na , ^{241}Am). Время измерения каждого спектра **10 мин**. Результаты измерения занести в таблицу 4.1.

Записать количество импульсов в пике N , которое высветится на экране справа от надписи «Интеграл». Записать положение обоих маркеров (номер канала n_1 , n_2) и число импульсов в этих каналах N_1 , N_2 . В окне программы n_1 , n_2 и N_1 , N_2 – это координаты x_1 , x_2 и y_1 , y_2 соответственно.

Записать номер канала N_m , соответствующий максимуму пика полного поглощения, и энергетическое разрешение спектрометра R , в каналах.

Набранные спектры необходимо сохранять в соответствующую папку на рабочем столе в формате файлов программы набора и обработки, а также в виде снимков с экрана для дальнейшего использования в отчете. Файл программы представляет собой набор данных, соответствующий записанному спектру: столбец данных, каждая строчка в котором соответствует числу отсчетов, зарегистрированных в каналах спектрометра. Отсчет каналов ведется от нулевого значения. Файлы спектров в приведенном формате в дальнейшем можно использовать для построения спектров в сторонних программах обработки данных (Excel, Mathcad, Origin и др.)

Таблица 4.1

Исследование сцинтилляционного спектрометра

Радионуклид	E_γ , кэВ	k , %	N , имп.	n_1 , канал	n_2 , канал	N_1 , имп.	N_2 , имп.	N_m , канал	R , канал	R , %

Задание 2. Построить градуировочный график энергетической зависимости спектрометра $N_m=f(E_\gamma)=a \cdot E_\gamma+b$.

Задание 3. Исследовать зависимость разрешения спектрометра от энергии гамма-излучения. Разрешение определять по формуле $d=(R \cdot 100\%)/(E_\gamma \cdot a)$. Построить график разрешения в зависимости от энергии.

Задание 4. Определить зависимость абсолютной фотоэффективности ε от энергии фотонов. Абсолютную фотоэффективность спектрометра определять по формуле

$$\varepsilon = \frac{(N - N_f)}{A \cdot t_1 \cdot k \cdot e^{-0,693 \cdot \frac{t_2}{T_{1/2}}}},$$

где $N - N_f = N - (N_1 + N_2) \cdot (n_2 - n_1) / 2$ – число импульсов в пике полного поглощения, A – активность источника по паспорту, $t_1 = 180$ с – время набора спектра, k – квантовый выход фотонов, t_2 – время распада источников ОСГИ, прошедшее с момента паспортизации их активности до момента измерения и $T_{1/2}$ – период полураспада.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Механизмы взаимодействия гамма-излучения со сцинтиллятором.
2. Основные характеристики сцинтилляционного спектрометра.
3. Механизмы люминесценции сцинтилляторов.
4. Причины, вызывающие уширение линий амплитудного спектра.
5. Механизм образования импульса напряжения на выходе ФЭУ.
6. Зависимость разрешения спектрометра от энергии фотонов.
7. Вклады различных процессов взаимодействия гамма-излучения со сцинтиллятором в амплитудный спектр.
8. Форма амплитудного спектра для $E_\gamma < 1$ МэВ и $E_\gamma > 1$ МэВ.

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. PANDA – пассивный неразрушающий анализ ядерных материалов (справочное пособие, можно получить у лаборанта или преподавателя в электронном виде).
2. Машкович В.П., Кудрявцева А.В. Защита от ионизирующих излучений. Справочник. М., Энергоатомиздат, 1995, 496 с.
3. Бекман И.Н. Атомная и ядерная физика: радиоактивность и ионизирующие излучения: учебник для бакалавриата и магистратуры. 2-е изд., испр. и доп. М.: Издательство Юрайт, 2018.
4. Горн Л.С., Чебышов С.Б., Самосадный В.Т. и др. Ядерное приборостроение. Том 1. Приборы для измерения ионизирующих излучений. М.: Восточный горизонт, 2005.
5. Болоздыня А.И., Ободовский И.М. Детекторы ионизирующих частиц и излучений. Принципы и применения. М.: ИД Интеллект, 2012.
6. Бетенеков Н.Д., Денисов Е.И., Пузако В.Д. Элементы радиометрии и спектрометрии ионизирующих излучений: учебно-метод. пособие. Екатеринбург: ГОУ ВПО УГТУ-УПИ, 2004.
7. Беспалов В.И. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом: учеб. пособие. 2-е изд. Томск: Изд-во Дельта-план, 2006.
8. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.: Энергоатомиздат, 1985.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №5. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ СПЕКТРОМЕТР ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

Цель: изучение физических принципов действия и устройства полупроводниковых детекторов, получение навыков работы на современной аппаратуре для спектрометрии гамма-излучения; экспериментальное определение энергетического разрешения и эффективности регистрации спектрометра с ОЧГ-детектором.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Полупроводниковые детекторы (ППД) представляют собой твердотельные ионизационные камеры, в которых носители заряда, образовавшиеся при поглощении излучения, собираются на электродах камеры. Возникающие импульсы тока служат для регистрации излучений. Число образовавшихся носителей заряда зависит только от энергии, потерянной излучением в материале детектора, и не зависит от вида излучения. Это обуславливает характерное для ионизационных камер линейное соотношение между амплитудой импульса и потерянной энергией для всех видов излучений. Следовательно, такими детекторами удобно определять энергию излучений.

Полупроводниковые детекторы обладают рядом преимуществ по сравнению с газонаполненными ионизационными камерами. Благодаря большой плотности и большой тормозной способности вещества детектора в них полностью теряют энергию частицы с высокой энергией, например электроны и протоны. Пробеги их в воздухе часто превышают **1 м**, но они полностью поглощаются в кремнии толщиной **1 мм**. По этой же причине велика эффективность регистрации гамма-излучения ППД. При необходимости можно создать очень тонкие счетчики, тогда они поглощают лишь небольшую часть энергии частиц и применяются для измерения удельных потерь энергии dE/dx . Если затем измерить полную энер-

гию частиц E с помощью детектора, в котором они полностью поглощаются, то таким образом можно идентифицировать частицы. Кроме того, точность измерения энергии E с помощью ППД выше, чем с помощью газонаполненных ионизационных камер или сцинтилляционных счетчиков. Это объясняется тем, что для ППД средняя энергия, расходуемая на образование одной пары ионов, мала: для кремния она равна $\sim 3,7$ эВ, а для германия – $3,0$ эВ. Для сравнения отметим, что в газах она равна ~ 30 эВ, а на образование одного фотоэлектрона, приходящего на размножающую систему фотоумножителя, в сцинтилляционном детекторе расходуется ~ 300 эВ. Поэтому в ППД сигнал примерно на порядок выше, чем в других детекторах, а статистические флуктуации меньше. По этой же причине ППД имеет очень высокую разрешающую способность по энергиям.

Однако для того чтобы полностью реализовать возможности ППД, необходимо преодолеть трудности при их изготовлении. Во-первых, полупроводники обладают некоторой собственной электропроводностью, поэтому любое электрическое поле, приложенное к счетчику для регистрации импульсов от заряженных частиц, вызовет постоянный ток через детектор. Если этот ток имеет заметную величину, он будет мешать работе ППД, образуя шумы, сравнимые с полезными сигналами. Поэтому материал, из которого изготавливаются ППД, должен содержать как можно меньше свободных носителей, т. е. иметь высокое удельное электрическое сопротивление. Во-вторых, полупроводники содержат ловушки и другие локальные центры, в которых неравновесные носители заряда могут захватываться или рекомбинировать, что приводит к уменьшению величины импульса. Наконец, для работы с ППД требуется сложная электронная аппаратура, имеющая малый уровень собственных шумов.

Полупроводниковые детекторы можно разделить на два больших класса – однородные и неоднородные. Однородные детекторы представляют собой кристаллы с одинаковым по всему объему типом проводимости. Неоднородные детекторы представляют собой полупроводник, в котором имеются области с различным типом проводимости – электронным и дырочным. В свою оче-

редь, неоднородные ППД по способу получения $p-n$ перехода делятся на поверхностно-барьерные и диффузионно-дрейфовые. На практике чаще применяются неоднородные ППД. Схема включения ППД представлена на рис. 5.1.

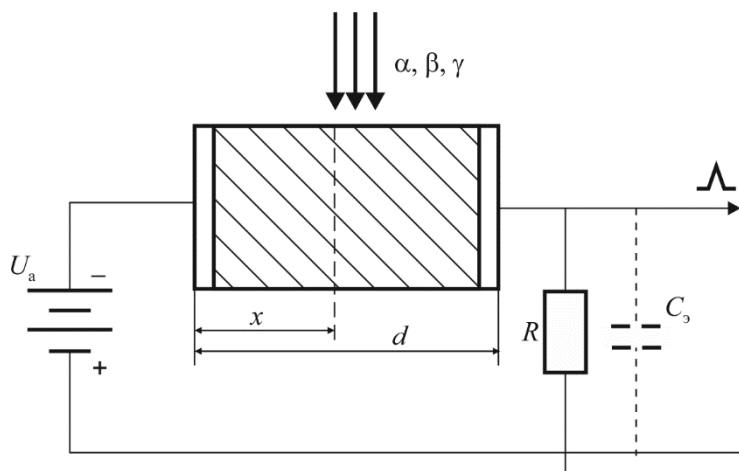


Рис. 5.1. Схема включения ППД

ОБРАЗОВАНИЕ СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИЗЛУЧЕНИЙ

Для понимания механизма работы ППД необходимо рассмотреть некоторые положения зонной теории и процессы переноса заряда в полупроводниках.

Энергетические зоны в полупроводниках образуются из разрешенных электронных энергетических уровней отдельных атомов, составляющих решетку кристалла. У изолированного атома энергетические уровни дискретны, при образовании кристалла атомные энергетические уровни расщепляются в зависимости от расстояния между атомами, а также в соответствии с величиной и характером электрического поля ядер. Дискретные энергетические уровни изолированных атомов расщепляются в зоны, причем каждая из них не локализована, а относится ко всему кристаллу. Полупроводники

и изоляторы обладают тем свойством, что при температуре 0 К, когда электроны заполняют самые низкие свободные энергетические уровни, одна или несколько энергетических зон должны быть целиком заполненными. Наивысшая заполненная зона отделена от следующей более высокой зоны запрещенной зоной шириной E_g , в которой отсутствуют разрешенные уровни. Схема этих зон при 0 К, в чистом полупроводнике показана на рис. 5.2.

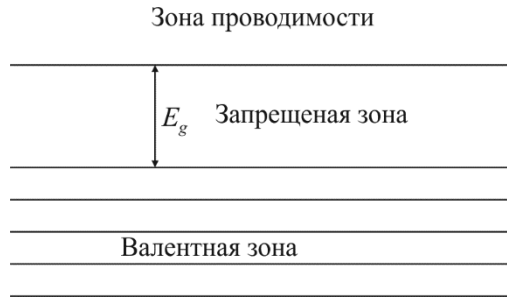


Рис. 5.2. Схема энергетических зон в чистом полупроводнике при 0 К

При 0 К проводимость отсутствует, так как в зоне проводимости нет электронов, а валентная зона полностью заполнена. При более высоких температурах электроны могут переходить из валентной зоны в зону проводимости в результате теплового возбуждения. В результате возникает новое распределение электронов в обеих зонах, которое описывается функцией Ферми, дающей вероятность заполнения энергетического уровня E :

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-\varepsilon}{kT}}},$$

где ε – уровень Ферми (или энергия Ферми).

Энергия Ферми имеет следующий физический смысл: это – энергия, для которой вероятность заполнения разрешенного уровня равна 1/2 (при $\varepsilon=E$ $f(E)=1/2$). Вероятность того, что это состояние свободно, т. е. занято дыркой, равна $1-f(E)$. Распределение Ферми

симметрично относительно $E=\varepsilon$, т. е. сумма вероятностей пребывания электрона на энергетическом уровне, находящемся на расстоянии выше или ниже уровня Ферми, равна 1.

Чтобы получить число электронов в зоне проводимости (и равное ему число недостающих электронов в валентной зоне), необходимо умножить функцию Ферми на функцию плотности состояний $N(E)$. Плотность состояний $N(E)$, являющаяся другой характеристикой зонной структуры полупроводников, представляет собой просто число разрешенных энергетических уровней в единичном интервале энергии.

Для чистого беспримесного полупроводника (собственного) уровень Ферми f всегда находится в середине запрещенной зоны, поэтому $(E-\varepsilon)=E_g/2$ для уровней, лежащих у дна зоны проводимости. Если же $E_g > kT$, что обычно выполняется, то функция Ферми сводится к распределению Больцмана, т. е. вероятность заполнения электронных и дырочных состояний описывается выражением

$$f(E) = e^{-\frac{E_g}{2kT}}.$$

Число электронов в зоне проводимости можно определить по формуле

$$n = N(E) \cdot e^{\frac{E_g}{2kT}}.$$

Число свободных уровней p в валентной зоне равно числу электронов в зоне проводимости: $p=n$ (для собственных полупроводников). Можно показать, что для собственных полупроводников суммарная концентрация $n+p$ носителей заряда минимальна, следовательно, и проводимость имеет минимальное значение (собственная или i -проводимость).

При взаимодействии с твердым телом заряженная частица теряет свою энергию на ионизацию, возбуждение и тормозное излучение; часть энергии передается атомам вещества, приводя к возникновению радиационных дефектов. В результате этого

в рабочем объеме детектора образуется некоторое избыточное количество носителей заряда – электронов и дырок.

Можно считать, что образование неравновесных носителей приводит только к изменению концентрации свободных равновесных носителей. Если концентрации свободных электронов и дырок (равновесных носителей) до облучения были n и p соответственно, то после прохождения заряженной частицы: $n+\Delta n$ и $p+\Delta p$. Неравновесные концентрации Δn и Δp зависят от энергии или интенсивности излучений и времени жизни носителей.

Если излучение теряет в ППД энергию E_n , при этом образуется N пар носителей. Тогда средняя энергия w , необходимая для образования одной пары носителей, равна

$$w = \frac{E_n}{N}.$$

Величина w не зависит ни от природы заряженных частиц, ни от их энергии, а определяется шириной запрещенной зоны E_g . Экспериментальные данные описываются выражением

$$w = 2,67E_g + 0,87 \text{ [эВ]}.$$

Приближенно можно считать $w \approx 3E_g$. Для Ge $w \approx 2,5$ эВ; для Si $w \approx 3,5$ эВ. Следует отметить, что для полупроводников ширина запрещенной зоны уменьшается с ростом температуры по линейному закону:

$$(E_g)_T = (E_g)_0 - 4 \cdot 10^{-4} T.$$

Мы рассмотрели собственные полупроводники, в которых концентрации электронов и дырок равны. В реальном кристалле примеси или дефекты структуры существенно нарушают это равенство. Примеси и дефекты создают локальные энергетические уровни в кристалле, расположенные обычно в запрещенной зоне, и от их количества зависит концентрация свободных электронов и дырок. Атомы примеси могут отдавать электроны в зону проводимости (доноры) или захватывать электроны из валентной зоны (акцепторы). При этом примесные атомы ионизируются: донор –

положительно, акцептор – отрицательно. Энергия, необходимая для этого, меньше ширины запрещенной зоны E_g . При любом из этих процессов в зонах образуется только один вид свободного носителя заряда, поэтому равенство между концентрациями электронов и дырок нарушается. Такие полупроводники называются примесными, с *n*- и *p*-типами проводимости, схема их зон представлена на рис. 5.3. На этом же рисунке приведена структура уровней беспримесно полупроводника с собственным, *i*-типом проводимости.

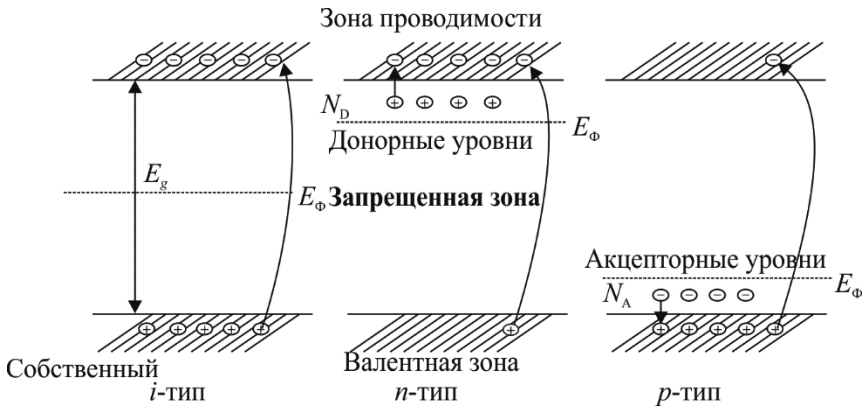


Рис. 5.3. Схема энергетических зон примесных полупроводников:
 N_D, N_A – число донорных и акцепторных атомов, соответственно,
 E_Φ – положение уровня Ферми

Введение донорных примесей увеличивает число электронов в зоне проводимости, что приводит к смещению уровня Ферми вверх. Введение акцепторных примесей увеличивает число дырок в валентной зоне, в результате чего уровень Ферми смещается вниз. Следует отметить, что для данной температуры произведение концентраций носителей есть постоянная величина, независимо от того, имеются ли в кристалле донорные или акцепторные примеси. Это следует из равенства:

$$E_g = E_n + E_p \quad \text{и} \quad n \cdot p = N_e \cdot N_v \cdot e^{-\frac{E_g}{kT}} = n_i^2,$$

где N_e и N_v плотности электронных концентраций в зоне проводимости и в валентной зоне.

Поэтому можно всегда определить концентрацию одних носителей, если известна концентрация других. В чистом кристалле $E_n = E_p$ и $n + p$ имеет наименьшее значение. Введение примесей, приводящих к отклонению от этого условия, увеличивает суммарную концентрацию носителей за счет увеличения n или уменьшения p , или наоборот. Если $n > p$, то это проводник n -типа, если $n < p$, то p -типа.

Если ввести акцепторы в полупроводник n -типа или доноры в полупроводник p -типа, то концентрация носителей при этом уменьшится. Поэтому введение акцепторов в полупроводник n -типа или доноров в полупроводник p -типа смещает уровень Ферми к середине запрещенной зоны. Примесные полупроводники, у которых концентрации примесей подобраны так, что уровень Ферми расположен посередине запрещенной зоны, называются скомпенсированными. Концентрация носителей в таких полупроводниках минимальна и равна концентрации носителей в чистом полупроводнике без примесей (полупроводник имеет i -проводимость) (рис. 5.4).

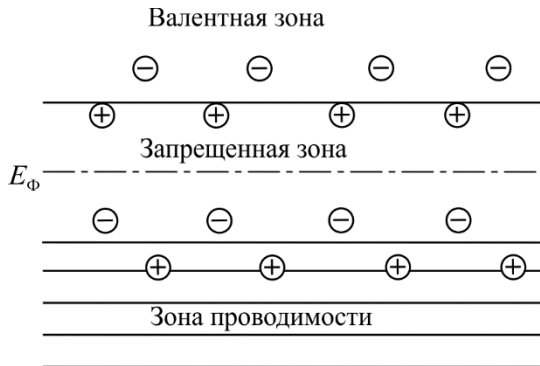


Рис. 5.4. Схема энергетических зон скомпенсированного полупроводника (i -проводимость)

Локальные уровни играют важную роль в ППД, так как в одних условиях они увеличивают концентрацию носителей, а в других – уменьшают. Такие центры могут действовать как ловушки, в которых дырки или электроны локализируются (захватываются) на некоторое время, а затем возвращаются в зону, где они снова участвуют в проводимости. Кроме того, в этих центрах электроны и дырки могут рекомбинировать. Центры рекомбинации определяют время жизни и концентрацию свободных носителей, а центры прилипания (захвата) влияют только на переходные процессы. Время жизни свободного носителя относительно рекомбинации в стационарных условиях

$$\tau = \frac{1}{V_t \cdot S \cdot N},$$

где V_t – скорость теплового движения носителя; S – эффективное сечение захвата; N – число центров рекомбинации в см^3 .

Величина S определяется характером потенциала центра рекомбинации (формой потенциальной ямы). Она определяет тип центра – притягивающий, нейтральный или отталкивающий. Форма потенциальной ямы изменяется при наложении внешнего электрического поля. Число центров рекомбинации N определяется многими факторами, в частности температурой и интенсивностью облучения, это приводит к тому, что время жизни τ – величина постоянная для данного материала. Локализованными центрами являются либо атомы примесей, находящиеся в узлах или междоузлиях решетки, либо дефекты решетки различного типа, из которых самыми простыми являются вакансии или атомы в междоузлиях. Следует отметить, что ядерное излучение может создавать в ППД локализованные центры за счет ударных процессов или ядерных превращений, что ухудшает свойства детектора.

ПРОЦЕССЫ СОБИРАНИЯ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРАХ

Дырки и электроны, созданные в ППД заряженной частицей, во многих отношениях подобны ионам и электронам, создаваемым

излучением в обычной ионизационной камере. Носители зарядов движутся в электрическом поле и обуславливают индуцированный ток во внешней цепи. Интеграл от тока (или собранный заряд) может служить мерой энергии, потерянной частицей в счетчике. Механизм образования импульса при прохождении заряженной частицы в ППД подобен механизму формирования импульса в импульсных ионизационных камерах. Рассмотрим для примера работу однородного плоско-параллельного ППД, изображенного на рисунке 5.1.

Ток во внешней цепи образуется отдельными электронами (и дырками) как равновесными (шумовыми), так и образовавшимися под действием излучения – неравновесными. Скорость электрона в электрическом поле, имеющем напряженность ε ,

$$v = \mu_e \cdot \varepsilon,$$

где μ_e – подвижность электрона.

Если среднее время жизни электрона равно τ , то среднее смещение

$$l = \tau \cdot v = \tau \cdot \mu_e \cdot \varepsilon.$$

Если среднее смещение $l \gg d$, то время пролета (время собирания) носителей

$$\tau_c = \frac{d}{\mu_e \varepsilon}.$$

Параметры схемы выбирают так, чтобы величина $\tau_c \ll RC$ – постоянной времени интегрирующей цепочки. Тогда при полном собирании каждая электронно-дырочная пара образует заряд e на емкости C_e . Если носители собираются неполностью, этот заряд уменьшается пропорционально отношению l/d :

$$q = e \frac{l}{d}.$$

Если в счетчике отсутствует рекомбинация и захват носителей ловушками и заряженная частица образовала N пар ионов

на расстоянии x от анода, то во внешней цепи возникает суммарный заряд Ne . При этом заряд, обусловленный дырками,

$$q_+ = Ne \frac{d-x}{d},$$

собирается за время $\tau_c = \frac{d-x}{\mu_p \varepsilon}$; заряд, обусловленный электронами,

$$q_- = Ne \frac{x}{d}, \text{ собирается за время } \tau_c = \frac{x}{\mu_n e}.$$

Величина импульса, как обычно, может быть найдена:

$$V = \frac{q}{C_3},$$

где C_3 – эквивалентная емкость.

Если импульс образуется только электронами, то на аноде создается импульс напряжения

$$V = \frac{Ne l}{C_3 d} (1 - e^{-d/l}).$$

В ППД эффективность собирания зарядов и форма наблюдаемого импульса сложным образом зависят от среднего времени жизни носителей, времени собирания зарядов и постоянной RC .

Если все носители собираются полностью, то форма импульса тока на выходе ППД имеет вид, показанный на рис. 5.5.

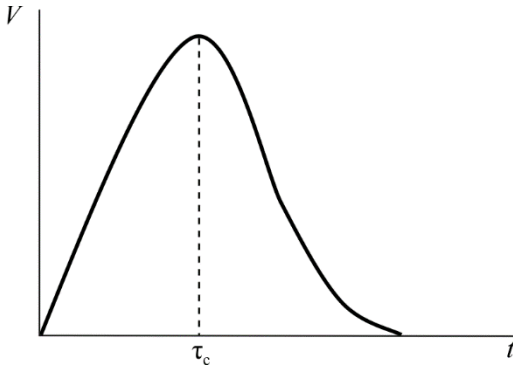


Рис. 5.5. Форма импульса тока на выходе ППД

ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАЗРЕШЕНИЕ И ШУМЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Важной областью применения ППД является спектрометрия ядерного излучения, в этом случае амплитуда сигнала служит мерой энергии частиц. Для таких измерений идеальным был бы детектор, в котором частицы с одинаковой энергией всегда обуславливали сигналы одинаковой амплитуды, но практически это никогда не выполняется. При облучении детектора моноэнергетическими частицами всегда имеется некоторый разброс амплитуд импульсов, который вызывает неопределенность в измерении энергии. Удобно характеризовать этот разброс среднеквадратичным отклонением σ данной группы измерений. Чем меньше σ , тем лучше спектрометр.

Наиболее важный вклад в значение σ вносится флуктуациями числа N пар ионов, созданных излучением. Если на электродах счетчика после прохождения одной заряженной частицы собирается заряд $\bar{q} = Ne$ для случая, когда все носители собираются полностью, то σ может быть выражено так: $\sigma = e\sqrt{N}$.

Для тяжелых заряженных частиц удобно определить энергетическое разрешение как

$$P = \frac{\sigma}{\bar{q}} = \frac{1}{\sqrt{N}}.$$

Если выразить N через энергию частицы E и среднюю энергию, расходуемую на образование одной пары ионов w , то:

$$P = \frac{\sigma}{\bar{q}} = \sqrt{\frac{w}{E}} \cdot 100 [\%]. \quad (5.1)$$

Разрешение улучшается при увеличении E и уменьшении w , так как при этом возрастает N . Например, в Si $w=3,6$ эВ и при $E=1$ МэВ, $P=0,2\%$. В этом случае разрешение определяется в процентах. Другой способ определения разрешения состоит в том, что его можно выразить через энергию частицы, образующей сигнал, равный величине σ :

$$P_{\text{абс}} = \frac{\sigma w}{e} = \sqrt{wE} \text{ [эВ]}. \quad (5.2)$$

Для частиц с $E=1$ МэВ разрешение $P_{\text{абс}}$ Si детектора равно 1,9 кэВ.

Однако чаще значение энергетического разрешения находят экспериментально. Для этого строят график спектра амплитуд импульсов, получаемых от детектора при облучении его моноэнергетическими частицами, и измеряют полную ширину амплитудного распределения на половине максимальной высоты (ширину линии). Измеренную ширину можно выразить либо через энергию, получив $P_{\text{абс}}$, либо через отношение энергий в процентах:

$$P = \frac{\Delta E}{E} \cdot 100 [\%].$$

Связь численных значений разрешения, найденного из измерения ширины линии, с определенными по формулам (5.1) и (5.2) зависит от формы амплитудного спектра. Если спектр имеет гауссову форму, то ширина линии в 2,35 раза ($2 \cdot \ln 2$) больше величины разрешения, полученного из среднеквадратичного отклонения.

Существует ряд других причин, по которым энергетическое разрешение ППД может ухудшаться. Главное из них – неполное собирание зарядов; часть носителей может рекомбинировать, не доходя до электродов детектора. Среднеквадратичное отклоне-

ние, обусловленное этой причиной, зависит от времени жизни носителей, размеров детектора и направления движения частицы, оно может иметь величину, сравнимую с флуктуациями числа N . Различные виды электрических шумов в детекторе могут обуславливать флуктуации сигнала и поэтому влиять на энергетическое разрешение детектора. Шумы возникают в основном потому, что материал в ППД не является изолятором и в нем имеются электроны и дырки, находящиеся в тепловом равновесии – равновесные носители. Удобнее всего характеризовать шумы энергией ионизирующей частицы, которая создает сигнал, равный среднеквадратичной величине напряжения шумов. Можно найти, что величина шумов, выраженная указанным способом

$$P_{\text{ш}} = \Delta E_{\text{ш}} = \frac{w}{e} \sqrt{kTC} \text{ [эВ]}, \quad (5.3)$$

где C – емкость.

Например, для Si при $t=20$ °C $\Delta E_{\text{ш}} = 1,4\sqrt{C}$ [эВ], где C [пФ]. Емкость однородного ППД $C_d = 1-2$ пФ, поэтому C определяется в основном паразитной емкостью, равной $C \approx 10-20$ пФ, в этом случае вклад шумов будет мал. В то же время емкость C_d у детекторов неоднородных (с $p-n$ -переходом) может достигать значений $C=1000$ пФ и более. При этом величина $\Delta E_{\text{ш}}$ составляет почти 50 кэВ и дает заметный вклад в энергетическое разрешение детектора. Из выражения (5.3) следует, что при охлаждении ППД энергетическое разрешение существенно улучшается.

НЕОДНОРОДНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

Свойства $p-n$ -переходов. Обедненный носителями слой – $p-n$ -переход – образуется на границе раздела монокристалла полупроводника с электронной и дырочной проводимостями в результате диффузии электронов в p -область, а дырок – в n -область. Диффузионный ток быстро прекращается из-за появления напряжения на $p-n$ -переходе, обусловленного существованием ионизированных примесей в каждой области. Вблизи границы раздела p - и n -областей образуется двойной электрический слой,

состоящий из положительных ионов и дырок в n -области и отрицательных ионов и электронов в p -области. При равных концентрациях электронов и дырок распределение образовавшегося электрического поля симметрично относительно границы раздела, при различных – поле проникает глубже в объем полупроводника с меньшей концентрацией носителей заряда. После установления равновесия уровень Ферми должен быть одинаков для обеих областей, и схема энергетических зон полупроводника с p - n -переходом имеет вид, показанный на рис. 5.6.

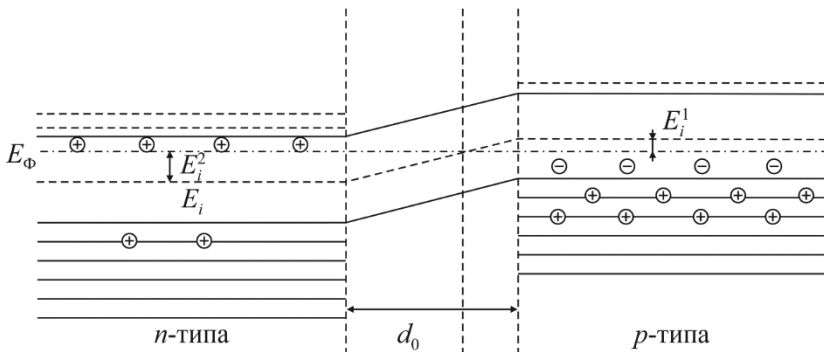


Рис. 5.6. Схема энергетических зон полупроводника с p - n -переходом

Величина образовавшейся разности потенциалов (потенциальный барьер $\varphi = E_i^1 - E_i^2 = eU_k$) равна сумме расстояний от середины каждой из зон до уровня Ферми:

$$U_k = \frac{kT}{e} \ln \frac{1}{e^2 n_i^2 \mu_n \mu_p \rho_n \rho_p}.$$

Высота потенциального барьера обычно значительно меньше ширины запрещенной зоны. В области p - n -перехода расстояния от уровня Ферми до края основных зон больше, чем в исходных n - и p -полупроводниках, следовательно, концентрация носителей в области p - n -перехода меньше, поэтому он называется обедненной областью. По величине проводимости обедненная

область близка к проводимости собственных полупроводников (*i*-проводимости).

Если приложенное к *p-n*-переходу электрическое поле направлено противоположно полю, возникшему на *p-n*-переходе, то через детектор протекает ток в прямом направлении и такой кристалл нельзя использовать в качестве ППД излучений. Кристалл приобретает необходимые свойства только в том случае, когда напряжение смещения приложено в обратном направлении.

Если на область *n*-типа подано положительное напряжение смещения, то оно способствует удалению свободных носителей из области вблизи *p-n*-перехода. Здесь в обедненном слое появляются условия для регистрации ядерных излучений, так как под действием обратного смещения концентрация свободных носителей снижается до величины, меньшей равновесной концентрации, что приводит к существенному уменьшению шумов, возникающих в обедненном слое. Кроме того, в кристалле устанавливается постоянное распределение поля, соответствующее уравнению непрерывности тока:

$$I = e e (n \mu_n + p \mu_p), \quad (5.4)$$

поэтому падение приложенного напряжения происходит в основном на обедненном слое, что способствует применению его для регистрации излучения. Однако такой счетчик имеет ограниченный рабочий объем, поскольку существует предельная толщина области, в которой приложенное поле уменьшает концентрацию носителей. Поэтому для оценки свойств ППД с *p-n*-переходом необходимо вычислить толщину обедненного слоя, которая определяет не только рабочий объем детектора, но также его емкость и тепловые шумы.

Глубину, на которую обедненный слой входит в каждую область кристалла, можно найти, решив уравнение (5.4) совместно с уравнением Пуассона, которое для области *p*-типа имеет вид

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{4\pi e}{\varepsilon} \cdot N_A (x - x_p),$$

где ε – диэлектрическая проницаемость полупроводника. Интегрируя уравнение два раза, получаем

$$\frac{\partial V}{\partial x} = \frac{4\pi e}{\varepsilon} \cdot N_A(x - x_p); \quad V = \frac{4\pi e}{\varepsilon} \cdot N_A(x^2 - x \cdot x_p) + V_0,$$

где V_0 – потенциал на p - n -переходе, при $x = 0$; x_p – граница обедненного слоя, на которой $N_A = 0$ (резкая граница). Если $x = x_p$ и $V - V_0 = V_p$ (разность потенциалов на границах области p -типа), то

$$x_p^2 = \frac{V_p \cdot \varepsilon}{2\pi e N_A}.$$

Аналогично определяется глубина, на которую обедненный слой входит в область n -типа:

$$x_n^2 = \frac{V_n \cdot \varepsilon}{2\pi e N_D}.$$

Эта задача решена при условии, что неравновесный заряд, образовавшийся в области n -типа, равен по величине и обратен по знаку заряду, возникающему в области p -типа (симметричный p - n -переход), и все поле сосредоточено в обедненном слое. Поэтому $x_p \cdot N_A = x_n \cdot N_D$.

Расстояния, на которые обедненный слой входит в обе области, обратно пропорциональны отношению концентраций ионизированных примесей в этих областях или прямо пропорциональны отношению удельных сопротивлений p - и n -областей вблизи p - n -перехода. Обычно концентрации ионизированных примесей по обе стороны от p - n -перехода сильно различаются, что обусловлено способом изготовления ППД. В этом случае обедненный слой почти полностью лежит в полупроводнике с высоким удельным сопротивлением (несимметричный p - n -переход). Если это материал p -типа, то толщина обедненного слоя p - n -приближенно определяется формулой

$$x^2 = \frac{V_p \cdot \varepsilon}{2\pi e N_A}.$$

Если все акцепторы ионизированы, удельное сопротивление полупроводника

$$\rho = \frac{1}{N_A e \mu_p}.$$

Следовательно

$$x = d_{op} = \sqrt{\frac{\varepsilon(V_0 + V_p)}{2\pi e N_A}} = \sqrt{\frac{\varepsilon \mu_p \rho}{2\pi}} (V_0 + V_p). \quad (5.5)$$

Аналогично, для полупроводника *n*-типа

$$x = d_{on} = \sqrt{\frac{\varepsilon(V_0 + V_n)}{2\pi e N_D}} = \sqrt{\frac{\varepsilon \mu_n \rho}{2\pi}} (V_0 + V_n). \quad (5.6)$$

Для приближенных расчетов можно использовать формулы (кремний *p*-типа)

$$d_{op} \cong 3,2 \cdot 10^{-5} \sqrt{\rho V} \text{ [см]} \quad (5.7)$$

и (кремний *n*-типа):

$$d_{on} \cong 5,3 \cdot 10^{-5} \sqrt{\rho V} \text{ [см]}, \quad (5.8)$$

где ρ выражено в Ом·см ; V – в вольтах.

Емкость перехода равна приблизительно емкости заполненного диэлектриком плоского конденсатора

$$C_D = \frac{eS}{4\pi x}, \quad (5.9)$$

где S – площадь *p-n*-перехода. Подставив значения x из формулы (5.5), получим

$$C_D = S \sqrt{\frac{\varepsilon}{8\pi \mu_p \rho V}} \quad (5.10)$$

или емкость *p-n*-перехода при $S = 1 \text{ см}^2$ приблизительно равна (Si *p*-типа)

$$C_D \cong \frac{3,0 \cdot 10^4}{\sqrt{\rho V}} \left[\frac{\text{пф}}{\text{см}^2} \right]. \quad (5.11)$$

Поверхностно-барьерные ППД, по сравнению с другими типами ППД, относительно просты в изготовлении и работают при комнатной температуре. Они используются в основном для регистрации и спектрометрии тяжелых заряженных частиц, пробеги которых укладываются в области *p-n*-перехода. Схема поверхностно-барьерного ППД представлена на рис. 5.7.

Чаще всего поверхностно-барьерные ППД изготавливаются из высокоомного Si n -типа, поверхностный p - n -переход создается нанесением на одну из его поверхностей золота, создающего акцепторные уровни в кремнии. Слой золота должен быть очень тонким, так как является «окошком», где может поглощаться энергия излучения. Ширина обедненной области, а также емкость p - n -перехода зависят от напряжения смещения, прикладываемого к детектору. Значения d_0 и C_D для поверхностно-барьерных ППД находят из выражений (5.5)–(5.11).

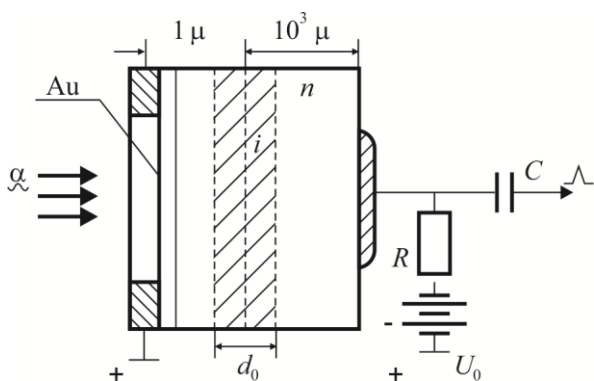


Рис. 5.7. Схема включения поверхностно-барьерного ППД

К недостаткам поверхностно-барьерных ППД следует отнести нестабильность в работе и шумы на контактах, что отражается на энергетическом разрешении, составляющем величину ~ 30 – 50 кэВ (0,6–0,8%) для α -частиц с энергией 5 МэВ. Кроме того, ввиду малой ширины обедненного слоя, поверхностно-барьерные ППД имеют низкую эффективность регистрации гамма-излучения.

Диффузионно-дрейфовые ППД. По сравнению с поверхностно-барьерными ППД, диффузионно-дрейфовые ППД имеют значительно большую ширину обедненной области (~ 10 – 20 мм) и большой рабочий объем ($V=10$ – 100 см³), что позволяет с успехом применить их для регистрации и спектрометрии гамма-излучения.

Диффузионно-дрейфовые ППД изготавливают по специальной технологии, основанной на диффузии ионов лития в электрическом поле. Ионы Li^+ , которые являются донорами, очень легко диффундируют в Si и Ge и компенсируют акцепторы в материале

p -типа. Ширина обедненной области (i -проводимость) зависит от условий изготовления. Схема диффузионно-дрейфового ППД представлена на рис. 5.8.

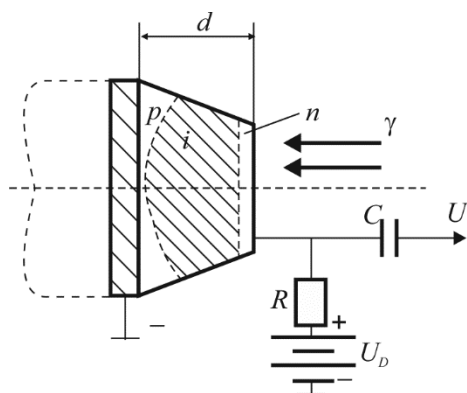


Рис. 5.8. Схема включения диффузионно-дрейфового ППД

Наиболее часто на практике используют Ge(Li) ППД, однако необходимо помнить, что, в отличие от Si(Li) ППД, эти детекторы должны храниться и работать при низких температурах ($-196\text{ }^{\circ}\text{C}$), иначе происходит нарушение i -области из-за диффузии ионов Li^+ из этой области. Поэтому они постоянно находятся в специальном криостате, помещенном в сосуд Дьюара.

Детекторы с p - i - n -переходом из особо чистого германия (ОЧГ). Разработка детекторов большого объема из ОЧГ с концентрацией электрически активных атомов примесей менее 10^{10} см^{-3} является главным достижением за последние годы в технологии ППД. Если концентрация электрически активных примесей в полупроводнике мала, то при его охлаждении сопротивление проводника возрастает настолько, что становится возможным изготовление из него детекторов большого объема с p - i - n -переходом. При концентрации примесей в германии около 10^{10} см^{-3} и менее удастся создать обедненную носителями область в переходе шириной около 1 см. Основным преимуществом детекторов из ОЧГ является то, что они могут храниться без охлаждения. В настоящее время ППД из ОЧГ вытесняют литий-дрейфовые детекторы. Сдерживает их распространение сложная и дорогая технология получения ОЧГ. Методы производства детекторов из ОЧГ подобны методам производства литий-дрейфовых детекторов, исключая стадию дрейфа.

При изготовлении детектора на внешнюю поверхность цилиндрического образца напыляют литий, который диффундирует в образец на глубину порядка 10^{-4} см. Слой лития является n^+ контактом, p^+ контакт создается имплантацией ионов-акцепторов (чаще бора) в стенки центрального отверстия. Радиус такого коаксиального детектора может составлять 2–3 см, высота – 6–7 см. Изготавливаются и плоские ППД из ОЧГ. Толщина обедненной носителями области зависит от концентрации примесей в исходном монокристалле и приложенного напряжения смещения. Так, при смещении 600 В и концентрации атомов примесей 10^{10} см $^{-3}$ ширина обедненной зоны достигает 1 см. Максимальная концентрация атомов примесей в германии, при которой еще можно изготавливать детекторы без компенсации с шириной обедненной зоны 1 см, составляет $3 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$. Детекторы из ОЧГ отличаются исключительно малым уровнем токов утечки (около 10^{-11} А). Поэтому энергетическое разрешение таких детекторов лучше, чем у Ge(Li). На рис. 5.9 в качестве примера приведен аппаратурный спектр гамма-излучения, полученный с помощью коаксиального ОЧГ-детектора с энергетическим разрешением 1,9 кэВ по линии 1173 кэВ.

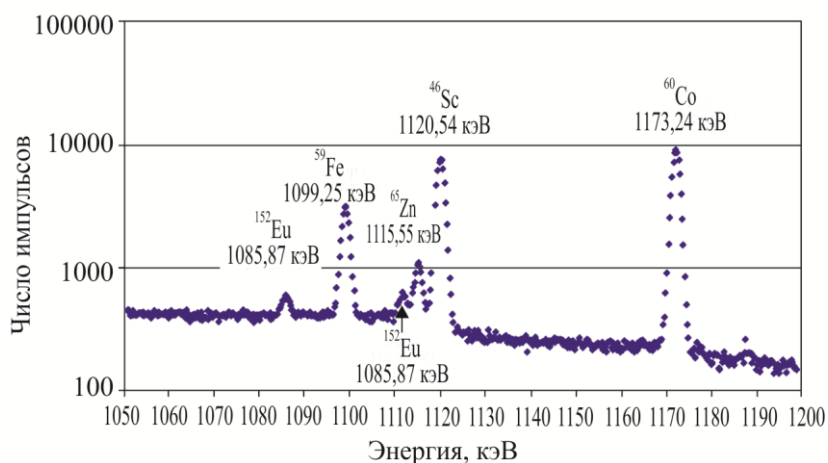


Рис. 5.9. Часть спектра наведенной активности образца горной породы, облученной тепловыми нейтронами в реакторе МИФИ при времени охлаждения 180 дней

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Детектор, используемый в данной работе, относится к полупроводниковым детекторам с *p-i-n* переходом из особо чистого германия (так называемые ОЧГ-детекторы).

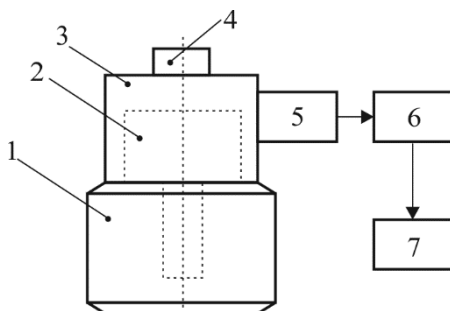


Рис. 5.10. Общая схема и внешний вид гамма-спектрометра на основе ОЧГ-детектора:

1 – сосуд Дьюара; 2 – ОЧГ ППД;

3 – криостат; 4 – место установки исследуемых образцов;

5 – предусилитель; 6 – анализатор (специализированная плата SBS-50, вставляемая в ПК); 7 – устройство ввода и вывода информации (ПК)

Полупроводниковый детектор **2** находится в специальном криостате **3**, помещенном в сосуд Дьюара **1** с жидким азотом. Внутри криостата с помощью сорбционного насоса поддерживается вакуум $\sim 10^{-2}$ Па. Назначение криостата – защищать поверхность

детектора от воздействия внешней среды, а также создать в кристалле температуру, близкую к температуре жидкого азота.

Чувствительная часть детектора (сам кристалл из ОЧГ) находится в верхней части корпуса детектора и представляет собой вертикально ориентированный цилиндр диаметром 50,5 мм и высотой 31,3 мм. Расстояние от верхней плоскости кристалла ОЧГ до внутренней стенки корпуса детектора составляет 3 мм. Толщина стенки корпуса 1,27 мм (алюминий).

Анализируемый радиоактивный источник помещается сверху на крышке криостата **4**.

Сигнал с детектора поступает на предусилитель **5**, встроенный в единый корпус с детектором.

На входе предусилителя используются низкошумящие полевые транзисторы, работающие как при комнатной, так и при низкой температуре. Сигнал с предусилителя поступает на основной усилитель **6**, входящий в состав спектрометрической платы SBS-50. В усилителе, кроме усиления сигнала до необходимого уровня, осуществляется его формирование с помощью RC-цепочек.

Высоковольтное питание детектора осуществляется с помощью источника высокого напряжения, встроенного в плату анализатора SBS-50, управляемого программным способом с персонального компьютера. Питание предусилителя детектора также осуществляется с помощью выхода на плате анализатора. Плата спектрометрического анализатора управляется с помощью программы набора и обработки спектров **eSBS**. Описание правил работы с программой набора и обработки спектров приведено в приложении к описанию данной лабораторной работы. В первую очередь студенту необходимо ознакомиться с той частью описания данной программы обработки, которая касается способа набора спектра, получения информации о нём и способах его первичной обработки.

На рис. 5.11 показан пример спектра, отображаемого в окне данной программы. Данная форма отображения позволяет выделять интересующие исследователя пики полного поглощения (посмотреть интегральное число импульсов под каждым из пиков, произвести учет фона, и т. д.), узнать текущее мертвое время, загрузку и другие характеристики набора.

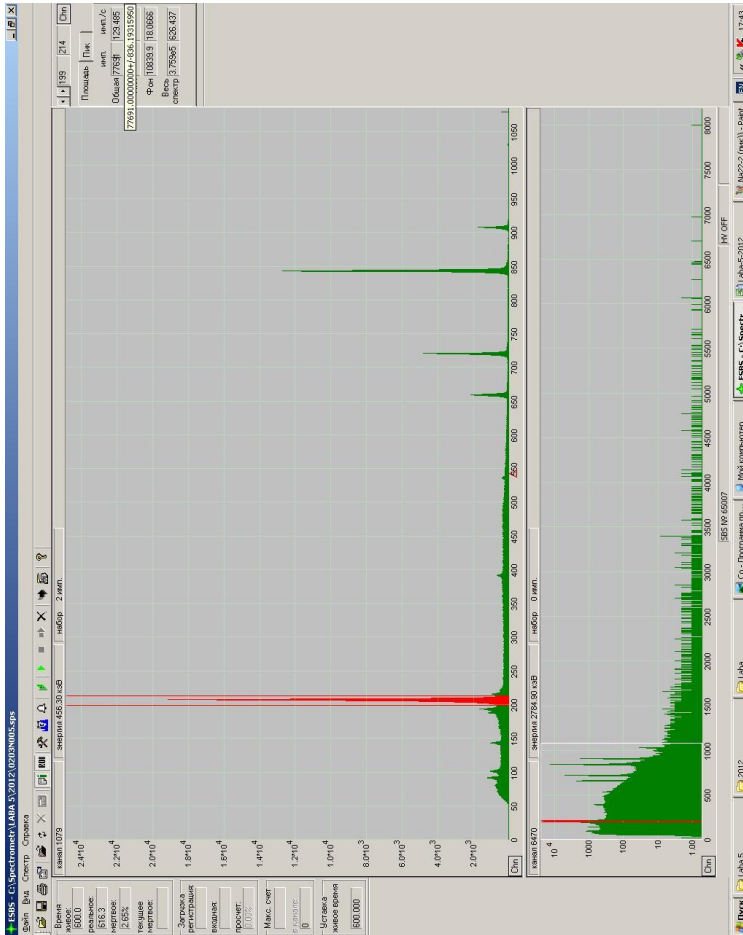


Рис. 5.11. Пример спектра источника Ва-133 из программы esBS

Для регистрации гамма-излучения в работе используется детектор из особо чистого германия модели GEM 10P4 производства фирмы ORTEC. Основные характеристики детектора:

1. Оптимальное рабочее напряжение – 1800 В.
2. Площадь чувствительной поверхности – 5 см².
3. Толщина чувствительной области – 8 мм.

ПРАВИЛА РАБОТЫ С ДЕТЕКТОРОМ

1. Включать, выключать и регулировать напряжение питания детектора можно только при включенном питании предусилителя. Напряжение питания на усилитель автоматически подается после включения компьютера, при наличии подключения детектора к соответствующему выходу платы анализатора SBS-50 (разъем тип DE-9).

2. Устанавливать и уменьшать рабочее напряжение на детекторе можно со скоростью не более **100 В/мин.**

3. Выключать напряжение питания предусилителя можно не ранее, чем через пять минут после выключения питания детектора.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

***ВНИМАНИЕ!!!** Включение установки и размещение источника ионизирующего излучения осуществляются только в присутствии преподавателя.*

Задание 1. Произвести измерение амплитудного распределения импульсов для пяти источников гамма-излучений (^{60}Co , ^{137}Cs , ^{22}Na , ^{241}Am , ^{133}Ba). Время измерения каждого спектра **10 мин.** Результаты измерения занести в таблицу 5.1. Информация о источниках ионизирующего излучения (дата изготовления, активность на момент изготовления, данные о каналах распада, период полураспада) приведена в приложении, которое можно взять у преподавателя или лаборанта, сопровождающих выполнение данной работы.

Таблица 5.1

Исследование полупроводникового спектрометра

Радионуклид	E_γ , кэВ	k , %	N имп.	n_1 канал	n_2 канал	N_1 имп.	N_2 имп.	N_m канал	R , ка- нал	R , %

Записать количество импульсов под площадью пика без вычитания фона N . Далее записать положение маркеров выделения пика полного поглощения (номер канала, n_1 , n_2) и число импульсов в этих каналах N_1 , N_2 .

Записать номер канала N_m , соответствующий максимуму пика полного поглощения, и энергетическое разрешение спектрометра R , в каналах. Вычислить значение разрешения в процентах как отношение полной ширины на половине высоты к центру пика полного поглощения.

Все необходимые в работе значения можно получить в информационном поле обработки набранного спектра (см. руководство к программе набора и обработки).

Набранные спектры необходимо сохранить в соответствующую папку на рабочем столе в формате файлов программы набора и обработки, а также в виде снимков с экрана для дальнейшего использования в отчете. При процедуре сохранения в формате файлов программы существует возможность произвести сохранение в формате *.SPE, который можно редактировать или читать с помощью текстового редактора. Сам файл представляет собой набор данных, соответствующий записанному спектру: в шапке в начале и в конце файла идет общая информация о наборе, а между ними находится столбец данных, каждая строчка в котором соответствует числу отсчетов, зарегистрированных в каналах спектрометра. Отсчет каналов ведется от нулевого значения. Файлы спектров в приведенном формате в дальнейшем можно использовать для построения спектров в сторонних программах обработки данных (Excel, Mathcad, Origin и др.).

Задание 2. Построить градуировочный график энергетической зависимости спектрометра $N_m = f(E_\gamma) = a \cdot E_\gamma + b$.

Задание 3. Исследовать зависимость разрешения спектрометра от энергии гамма-излучения. Разрешение определять по формуле $d = (R \cdot 100\%) / (E_\gamma \cdot a)$. Построить график разрешения в зависимости от энергии.

Задание 4. Определить зависимость абсолютной фотоэффективности ε от энергии фотонов. Абсолютную фотоэффективность спектрометра определять по формуле

$$\varepsilon = \frac{(N - N_f)}{A \cdot t \cdot k \cdot e^{-0.693 \cdot \frac{\Delta t}{T_{1/2}}}},$$

где $N - N_f = N - (N_1 + N_2) \cdot (n_2 - n_1) / 2$ – число импульсов в пике полного поглощения, A – активность источника по паспорту, $t=180$ с – время набора спектра, k – квантовый выход фотонов, Δt – время распада источников ОСГИ, прошедшее с момента паспортизации их активности до момента измерения и $T_{1/2}$ – период полураспада.

Примечание. Сведения о источниках ионизирующего излучения (дата изготовления, активность на момент изготовления, данные о каналах распада), а также о особенностях работы с программой набора и обработки спектров приведены в приложении, которое можно взять у преподавателя или лаборанта, сопровождающих выполнение данной работы.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Принцип действия и устройство ППД.
2. Схемы включения ППД.
3. Зонная структура полупроводников.
4. Физический смысл энергии Ферми.
5. Как определить концентрацию электронов в зоне проводимости полупроводника?
6. Механизм образования свободных носителей заряда в ППД.
7. Величина энергии, необходимая для образования одной пары носителей в полупроводниках.

8. Собственная и примесная проводимости полупроводников.
9. Скомпенсированные полупроводники.
10. Время жизни носителей зарядов в полупроводниках.
11. Диффузия и дрейф носителей заряда в полупроводниках.
12. Время собирания заряда в полупроводниках.
13. Форма импульса на выходе ППД.
14. Энергетическое разрешение ППД.
15. Способы определения энергетического разрешения ППД.
16. Шумы ППД.
17. Влияние шумов на энергетическое разрешение ППД.
18. Свойства p - n -переходов.
19. Ширина и емкость p - n -перехода.
20. Поверхностно-барьерные ППД, их устройство, основные характеристики и области применения.
21. Диффузионно-дрейфовые ППД, их устройство, основные характеристики.
22. Устройство полупроводникового спектрометра гамма-излучения.

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бекман И.Н. Атомная и ядерная физика: радиоактивность и ионизирующие излучения : учебник для бакалавриата и магистратуры. 2-е изд., испр. и доп. М.: Издательство Юрайт, 2018.
2. Горн Л.С., Чебышов С.Б., Самосадный В.Т. и др. Ядерное приборостроение. Том 1. Приборы для измерения ионизирующих излучений. М.: Восточный горизонт, 2005.

3. Болоздыня А.И., Ободовский И.М. Детекторы ионизирующих частиц и излучений. Принципы и применения. М.: ИД Интеллект, 2012.
4. Бетенеков Н.Д., Денисов Е.И., Пузако В.Д. Элементы радиометрии и спектрометрии ионизирующих излучений: учебно-метод. пособие. Екатеринбург: ГОУ ВПО УГТУ-УПИ, 2004.
5. Беспалов В.И. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом: учеб. пособие. 2-е изд. Томск: Изд-во Дельта-план, 2006.
6. Сцинтилляционные методы спектрометрии гамма-излучения и электронов. В.В. Кадилин, В.Т. Самосадный, С.В. Исаков и др. Под общ. ред. В.Т. Самосадного, МИФИ, 2003.
7. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.: Энергоатомиздат, 1985.

**ЧАСТЬ 2.
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ
МЕТОДЫ ЯДЕРНОЙ
ФИЗИКИ**

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №1. СПЕКТРОМЕТР ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ, НАПОЛНЕННОЙ СЖАТЫМ КСЕНОНОМ

Цель: изучение принципа действия и устройства гамма-детектора на основе цилиндрической ионизационной камеры, наполненной сжатым ксеноном; овладение навыками работы на современной аппаратуре, предназначенной для спектрометрических измерений гамма-излучения; определение энергетического разрешения ксенонового детектора.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ И УСТРОЙСТВО ГАММА-ДЕТЕКТОРОВ НА ОСНОВЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ

В последнее время были разработаны новые гамма-спектрометры на основе ксеноновых гамма-детекторов, которые в отличие от сцинтилляционных и полупроводниковых имеют ряд особенностей, позволяющих широко использовать их как для фундаментальных, так и прикладных исследований. Ксеноновые гамма-детекторы обладают хорошим энергетическим разрешением, которое в несколько раз лучше, чем у сцинтилляционных детекторов. Для функционирования ксеноновых гамма-детекторов не требуется использование жидкого азота, и они могут работать в широком температурном диапазоне без изменения своих спектрометрических характеристик. Ксеноновые гамма-детекторы могут выдерживать высокие ударные и виброакустические нагрузки, что позволяет устанавливать их на вертолетах, автомобилях, спутниках и т. д. Важной особенностью ксеноновых детекторов является то

обстоятельство, что их спектрометрические характеристики практически не зависят от размеров. Это позволяет создавать на базе ксеноновых детекторов гамма-спектрометры высокой чувствительности. Следует также отметить, что стоимость гамма-спектрометров на основе сжатого ксенона, по сравнению с полупроводниковыми и сцинтилляционными, значительно ниже.

К недостаткам ксеноновых гамма-детекторов можно отнести их сравнительно невысокое быстродействие (длительность полезного сигнала около 10 мкс) и низкую плотность рабочего вещества 0,5–0,6 г/см³.

Основу гамма-спектрометра, изучаемого в данной работе, составляет цилиндрическая ионизационная камера с экранирующей сеткой. Камера работает в импульсном режиме, что обеспечивает возможность регистрировать отдельную частицу и определять ее энергию. В качестве рабочего вещества ионизационной камеры используется сжатый ксенон (Xe) высокой чистоты. Известно, что существует не так много веществ (например, благородные газы, германий, кремний и некоторые другие), в которых с помощью внешнего электрического поля удастся извлечь заряды из трека частицы и использовать их для формирования электрического сигнала. Для увеличения эффективности газовых спектрометрических детекторов используются инертные газы с большим атомным номером. После Xe (атомный номер Xe–131, заряд – 54) наиболее тяжелым инертным газом является радон Rn, однако он альфа-радиоактивен (период его полураспада – 3,825 дня), и по этой причине он не может использоваться в качестве рабочего вещества в спектрометрических газовых гамма-детекторах.

Одной из важнейших характеристик любого вещества, используемого для детектирования гамма-излучения, является его способность поглощать фотоны. Эта способность характеризуется вероятностью взаимодействия фотонов с данным веществом. Как известно, фотоны при прохождении через вещество испытывают три типа взаимодействия (без учета ядерных реакций под действием фотонов): фотоэффект, эффект Комптона и образование электронно-позитронных пар. Сечения этих взаимодействий σ зависят

от заряда Z рабочего вещества и энергии E фотона следующим образом:

$$\sigma_{\text{фот}} \sim Z^5 / E_{\gamma}^{7/2} (E_{\gamma}), \sigma_{\text{Комптон}} \sim Z / E_{\gamma}, \sigma_{\text{пар}} \sim Z^2 \cdot \ln(2E_{\gamma}).$$

С точки зрения величины заряда ксенон ($Z=54$) по сравнению с другими веществами, используемыми в гамма-детекторах (например, Ge $Z=32$ и NaI(Tl) $Z_{\text{эф}}=50$), является наиболее предпочтительным для регистрации гамма-излучения, особенно в области энергий, где фотоэффект служит основным механизмом взаимодействия гамма-излучения с веществом.

Применяемый в гамма-детекторах ксенон должен быть хорошо очищен от электроотрицательных примесей, которые обладают большим сечением захвата электронов, образующихся в рабочем веществе камеры. Степень чистоты ксенона определяется отношением числа электроотрицательных атомов (например, кислорода O_2) к общему числу атомов ксенона. Обычно эта величина составляет примерно 10^{-10} . При такой чистоте ксенона время жизни объемного заряда $t_{\text{ж}}$, возникающего в ионизационной камере, намного превышает время его дрейфа $t_{\text{д}}$ в детекторе, т. е.: $t_{\text{ж}} > t_{\text{д}}$. Это означает, что величина объемного заряда за время дрейфа практически не меняется и создаваемый электрический импульс на выходе ионизационной камеры пропорционален энергии регистрируемой частицы.

Общая схема включения ионизационной камеры в импульсном режиме показана на рисунке 1.1. При взаимодействии фотона с рабочим веществом в ионизационной камере образуются быстрые электроны в результате фотоэффекта, эффекта Комптона или образования электронно-позитронных пар. При торможении быстрых электронов в газе возникают ионы атомов ксенона и электроны, которые под действием электрического поля движутся соответственно к катоду и аноду. Поскольку скорость дрейфа электронов v_e в ионизационной камере почти в 10^3 раз больше скорости дрейфа тяжелых положительных ионов, то амплитуды импульсов в ионизационной камере, обусловленных движением электронов,

будут во много раз превышать амплитуды импульсов, обусловленных движением тяжелых ионов. По этой причине в дальнейшем речь будет идти лишь об электронной составляющей объемного заряда ионизационной камеры.

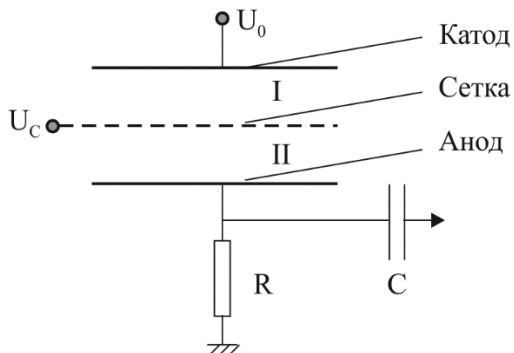


Рис. 1.1. Схема ионизационной камеры с экранирующей сеткой:

U_0 – напряжение на катоде,
 U_c – напряжение на сетке,
 R – сопротивление,
 C – конденсатор

Рассмотрим в общем случае образование наведенного заряда на аноде цилиндрической ионизационной камеры без экранирующей сетки. Во время движения заряженной частицы в ионизационной камере происходит зарядка и разрядка емкости C . Приращение заряда dQ на этой емкости за время dt при условии, что потенциал катода равен единице, запишется в виде:

$$dQ = e \cdot E_v(t) \cdot v(t) \cdot dt, \quad (1.1)$$

где $E_v(t)$ – составляющая вектора напряженности электрического поля вдоль скорости движения заряда $v(t)$ (в данном случае скорости дрейфа).

Уменьшение заряда на емкости C пропорционально величине заряда $Q(t)$ и $1/RC$, т. е.:

$$dQ = -Q(t) \cdot (1/RC) \cdot dt. \quad (1.2)$$

Таким образом, изменение заряда на емкости C описывается дифференциальным уравнением:

$$\frac{dQ}{dt} = -Q(t) \cdot \frac{1}{RC} + e \cdot E_v(t) \cdot v(t). \quad (1.3)$$

Решение этого уравнения, найденное методом вариации постоянных, имеет вид:

$$Q(t) = e^{-t/RC} \cdot \int_0^t e \cdot E_v(t') \cdot v(t') \cdot e^{-t'/RC} \cdot dt'. \quad (1.4)$$

В цилиндрической камере электрическое поле E описывается известной формулой:

$$E = \frac{U_0}{r \cdot \ln\left(\frac{r_k}{r_a}\right)}, \quad (1.5)$$

где r – расстояние от центральной оси цилиндра;

r_k – радиус катода;

r_a – радиус анода;

U_0 – напряжение на катоде.

Тогда напряжение на конденсаторе, создаваемое электронной составляющей при условии, что $t \leq RC$, можно записать в следующем виде:

$$V(t) = \frac{ne}{C} \int_0^t \frac{v(t')}{r \cdot \ln(r_k / r_a)} dt'. \quad (1.6)$$

При достаточно больших полях скорость дрейфа электронов в ионизационной камере слабо зависит от величины напряженности электрического поля. Для многих газов она пропорциональна корню квадратному из напряженности электрического поля, т. е.:

$$v = v_0 \cdot \sqrt{E / E_0}.$$

Подставив v в предыдущее выражение и проведя замену переменной t через r , после интегрирования получим:

$$V(t) = -\frac{ne}{C} \cdot \frac{2}{3 \ln(r_k / r_a)} \cdot \ln \left(1 - \frac{3}{2} \frac{v_0 \cdot t \cdot \sqrt{U_0}}{r_0^{3/2} \sqrt{E_0 \ln(r_k / r_a)}} \right). \quad (1.7)$$

В этом выражении r_0 – радиус точки взаимодействия фотона с рабочим веществом ионизационной камеры, v_0 , E_0 – скорость дрейфа и напряженность электрического поля в той же точке соответственно.

Максимальное значение этого выражения имеет вид:

$$V_{\max} = - \frac{ne}{C} \cdot \frac{\ln\left(\frac{r_a}{r_0}\right)}{\ln\left(\frac{r_k}{r_a}\right)}. \quad (1.8)$$

На рисунке 1.2 показаны зависимости $V(t)$ для нескольких значений r_0 – расстояние от центральной оси цилиндра до места взаимодействия фотона с веществом детектора.

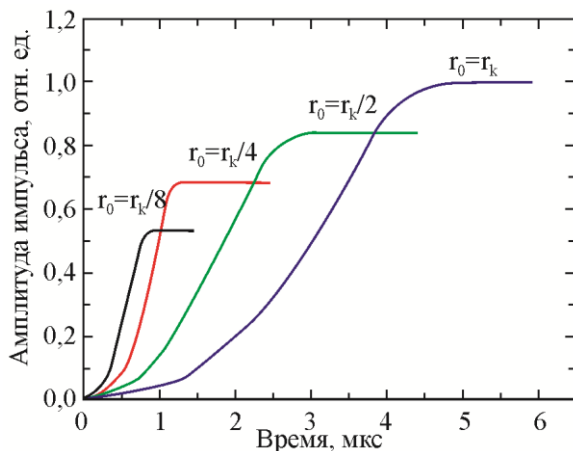


Рис. 1.2. Зависимость амплитуды импульса, индуцируемого на аноде цилиндрической ионизационной камеры, от времени (r_0 – расстояние от места образования объемного заряда до анода, r_k – радиус катода)

Эта зависимость называется индукционным эффектом. Вследствие индукционного эффекта фотоны одной и той же энергии, провозимодействовавшие в разных местах ионизационной камеры, создают на аноде электрические сигналы различной амплитуды, что приводит к ухудшению энергетического разрешения гамма-детектора.

Обычно энергетическое разрешение детектора определяется как ширина на полувысоте пика распределения импульсов, возникающих на выходе детектора при регистрации моноэнергетических частиц. Оно измеряется либо в единицах энергии, либо в процентах по отношению к энергии регистрируемых частиц.

В случае равномерной ионизации и полного собирания электрического заряда ширина на полувысоте δ пика амплитудного распределения выходных импульсов связана с параметрами камеры следующим образом:

$$\delta = \frac{\ln(2)}{2 \ln \left(\frac{r_k}{r_a} \right)}. \quad (1.9)$$

Так, например, для цилиндрической ионизационной камеры с размерами $r_k=25$ мм и $r_a=0,1$ мм предельное энергетическое разрешение составляет 6,2%.

Из формулы (1.9) следует, что, чем больше отношение радиуса катода к радиусу анода, тем лучшее энергетическое разрешение можно получить для такой камеры. Однако для реальных цилиндрических камер большое отношение r_k к r_a обеспечить достаточно сложно, так как в этом случае для уменьшения влияния процессов рекомбинации необходимо использовать высокие напряжение на катоде, что само по себе нежелательно.

Для уменьшения индукционного эффекта, а следовательно, и для улучшения энергетического разрешения гамма-детектора, наиболее эффективным методом является использование экрани-

рующей сетки. Согласно этому методу между катодом и анодом цилиндрической ионизационной камеры размещается сетка, на которую подается отрицательный потенциал примерно вдвое меньший, чем на катоде. В этом случае объемный заряд, движущийся между катодом и сеткой, область I (1.1), практически не будет индуцировать электрический сигнал на аноде до тех пор, пока этот заряд не пройдет через экранирующую сетку в область II . Экранирующая сетка в ионизационной камере должна отвечать двум основным противоречащим друг другу требованиям. С одной стороны, она должна надежно экранировать анод при движении заряда в области катод-сетка ионизационной камеры и в то же время обеспечивать высокую проницаемость заряда в область сетка-анод.

Обычно неэффективность экранировки сетки составляет около 2–3%, хотя в некоторых случаях для компенсации возможной рекомбинации объемного заряда этот параметр может быть увеличен.

Необходимое условие полной проницаемости сетки заключается в том, чтобы напряженность электрического поля внутри сетки была больше, чем за ее пределами.

Для того, чтобы обеспечить хорошее энергетическое разрешение ксенонового гамма-детектора, также необходимо, чтобы напряженность электрического поля во всем объеме ионизационной камеры была больше 2 кВ/см.

Для областей вблизи катода это требование можно записать в виде:

$$\frac{U_k - U_c}{r_c \cdot \ln(r_k / r_c)} \geq 2 \text{ [кВ/см]}. \quad (1.10)$$

При таких полях удастся обеспечить достаточно высокие значения скоростей дрейфа электронов в рабочем газе. Кроме того, в этом случае влияние процессов рекомбинации заряда можно свести к минимуму и тем самым обеспечить высокое энергетическое разрешение.

Следующее требование, определяющее параметры цилиндрической ионизационной камеры, состоит в том, чтобы электрическая емкость между анодом и сеткой была бы как можно меньше. Для реальных камер желательно, чтобы она не превышала 50 пФ, т. е.:

$$\frac{2\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot L}{\ln\left(\frac{r_c}{r_a}\right)} < 50 \cdot 10^{-12} \text{ [Ф]}, \quad (1.11)$$

где ε_0 – абсолютная диэлектрическая проницаемость;

L – длина анода и сетки.

Необходимость этого требования определяется тем, что электрическая емкость между сеткой и анодом, согласно формуле (1.8), обратно пропорциональна амплитуде выходного сигнала, индуцируемого на аноде.

Следует также учитывать еще одно условие, которое заключается в том, что объем, заключенный внутри экранирующей сетки, должен быть как можно меньше, поскольку в нем сказывается влияние индукционного эффекта. На практике удастся обеспечить внутренний объем цилиндрической сетки не более 5–10% от общего чувствительного объема ионизационной камеры.

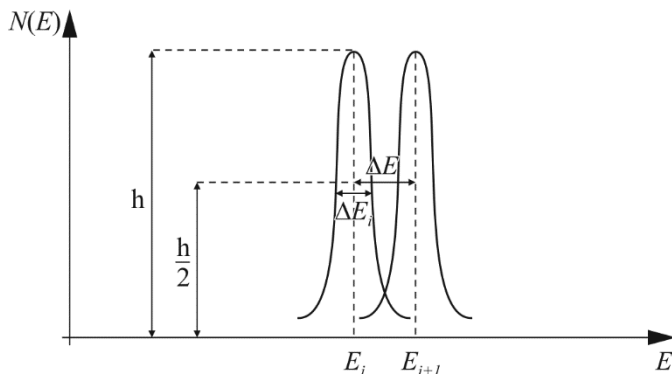
Таким образом, это условие можно сформулировать в виде:

$$\frac{r_k^2}{r_c^2} \leq (0,1 - 0,05). \quad (1.12)$$

Кроме того, необходимо учитывать, что максимальное напряжение, подаваемое на катод камеры, не должно быть сверхвысоким, так как изоляционные возможности конструктивных элементов камеры не безграничны и определяются как общими габаритами, так и свойствами изоляционных материалов. Обычно в приборах, использующих высокие напряжения, применяются керамические изоляторы, обладающие хорошими изоляционными свойствами. Однако даже в этом случае необходимо минимизировать утечки электрического тока по их поверхностям, что достигается путем искусственного развития этих поверхностей.

Для определения разрешения спектрометра рассмотрим две близкие моноэнергетические группы фотонов с энергиями E_i и E_{i+1} ,

изображенные в энергетическом распределении, полученном на спектрометре (рис. 1.3).



*Рис. 1.3. К определению энергетического разрешения
сцинтилляционного спектрометра*

Пусть $E_{i+1} - E_i = \Delta E$, тогда разрешающая способность спектрометра дается следующим выражением:

$$D = \frac{E_i}{\Delta E}. \quad (1.13)$$

В спектроскопии ядерных излучений, как и в оптике, понятие разрешающей способности условно, так как разделение двух линий существенно зависит от их формы. Форма спектральных линий принимается либо лоренцевской, либо гауссовой. Разрешающая способность спектрометра любого типа оценивается по даваемому им разрешению – величине, обратной разрешающей способности, – и выражается в процентах:

$$d = \frac{1}{D} \cdot 100 [\%]. \quad (1.14)$$

Принимая условно, что две спектральные линии еще могут наблюдаться раздельно, если они сдвинуты одна относительно другой на половину ширины спектральной линии, т. е. на ширину линии на высоте, равной половине максимальной, ΔE_i (см. рис. 1.3),

приходим к определению понятия энергетического разрешения (величину ΔE_i называют полной шириной линии E_i на половине высоты – ПШПВ):

$$d = \frac{\Delta E_i}{E_i} \cdot 100 [\%], \quad (1.15)$$

где ΔE_i – ПШПВ линии с энергией E_i .

Эффективность регистрации детектора, наполненного ксеноном, рассчитывается аналогично любому другому типу детекторов как отношение числа зарегистрированных частиц к числу частиц, попавших в чувствительный объем детектора:

$$\eta = \frac{n_{\text{изм}}}{n_{\text{упав}}} \cdot 100 [\%], \quad (1.16)$$

где $n_{\text{изм}}$ – число зарегистрированных импульсов; $n_{\text{упав}}$ – число частиц или квантов, попавших в чувствительный объем счетчика излучения за то же время.

При этом $n_{\text{ист}}$ вычисляется по формуле $n_{\text{ист}} = A(t) \cdot k \cdot G$, где $A(t)$ – активность источника излучения на момент проведения измерений, которая определяется из основного закона радиоактивно-

го распада ($A(t) = A_0 \cdot 2^{-\frac{t}{T_{1/2}}}$), G – геометрический фактор, а k – квантовый выход излучения, дающий информацию о том, сколько квантов или частиц данной энергии вылетает за один акт распада радиоактивного источника.

Геометрический фактор G для ксенонового гамма-детектора может быть рассчитан по следующей формуле:

$$G = \frac{1}{\pi} \arctg \frac{RL/2}{[(d^2 - R^2)(b^2 - R^2)]^{1/2}} + \frac{LR^2}{b^3} \cdot \left[\arccos \frac{R}{d} - \frac{R}{d} \left(1 - \frac{R^2}{d^2} \right)^{1/2} \cdot \left(1 - \frac{3R^2}{2b^2} \right) + \frac{dR}{b^2} \left(1 - \frac{R^2}{d^2} \right)^{3/2} \right], \quad (1.17)$$

где R – радиус камеры; L – длина; d – расстояние от центра камеры до источника;

$$b^2 = \left(\frac{L}{2}\right)^2 + d^2.$$

Помимо эффективности регистрации, в качестве характеристики спектрометра может также использоваться фотоэффективность, которая дает информацию об эффективности процесса именно фотопоглощения в веществе детектора. Фотоэффективность также называют эффективностью регистрации по пику полного поглощения. Эффективность регистрации фотонов от точечного источника в пике полного поглощения с энергией E_i в абсолютных единицах может быть рассчитана по следующей формуле:

$$\varepsilon_i = \frac{S_i}{k_i \cdot t \cdot G \cdot A}, \quad (1.18)$$

где S_i – площадь пика полного поглощения с энергией E_i , импульсы;

k_i – выход гамма-квантов на распад, абсолютные единицы;

t – время проведения измерения, секунды;

A – активность источника ионизирующего излучения на текущую дату, Бк;

G – геометрический фактор.

Для расчета среднего квадратического отклонения фотоэффективности можно использовать следующую формулу:

$$S = \sqrt{\frac{\sum_{k=1}^n (S_{ik} - \bar{S}_i)^2}{n \cdot (n-1)}} \cdot \frac{100}{\bar{S}_i}, \quad (1.19)$$

где:

S_{ik} – площадь пика полного поглощения с энергией E_i , измеренная в k -м опыте, импульсы;

\bar{S}_i – среднее значение площади пика полного поглощения с энергией E_i , импульсы;

n – количество проведенных опытов.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

ОПИСАНИЕ КСЕНОНОВОГО СПЕКТРОМЕТРА ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

Общая схема гамма-спектрометра, изучаемого в данной работе, приведена на рис. 1.4. Помимо детектора гамма-излучения в состав спектрометра входят также источники питания (низковольтные и высоковольтные), блок цифровой электроники, персональный компьютер, зарядочувствительный усилитель и сетевой адаптер питания.

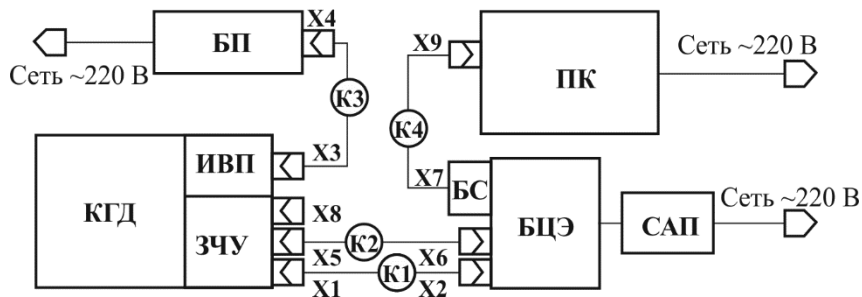


Рис. 1.4. Общая схема гамма-спектрометра со сжатым ксеноном:

- КГД* – ксеноновый гамма-детектор;
- ЗЧУ* – зарядочувствительный усилитель;
- ИВП* – источник высоковольтного питания;
- БП* – источник низковольтного питания;
- БЦЭ* – блок цифровой электроники;
- ПК* – персональный компьютер;
- САП* – сетевой адаптер питания

Гамма-детектор на основе сжатого ксенона представляет собой цилиндрическую ионизационную камеру с экранирующей сеткой, работающую в импульсном режиме.

Схема гамма-детектора приведена на рис. 1.5.

Все внутренние элементы детектора изготовлены из нержавеющей стали и металлокерамики. Внешние элементы детектора сделаны из фторопласта и сплавов алюминия.

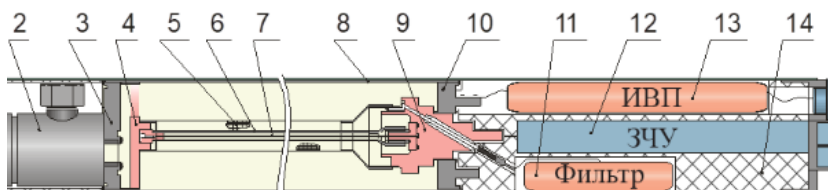


Рис. 1.5. Схема гамма-детектора на основе ионизационной камеры, наполненной сжатым ксеноном (рабочий объем 0,2 л):

- 1 – тефлоновый изолятор; 2 – газовый вентиль; 3 – фланец;
- 4 – керамическая опора для сетки; 5 – экранирующая сетка; 6 – анод;
- 7 – заземленная металлическая нить; 8 – корпус детектора (катод);
- 9 – керамический гермовод; 10 – фланец; 11 – высоковольтный фильтр;
- 12 – зарядочувствительный усилитель (ЗЧУ);
- 13 – источник высоковольтного питания (ИВП);
- 14 – тефлоновый изолятор;
- 15 – низковольтный вход питания высоковольтного источника;
- 16 – выход ЗЧУ

Фланцы детектора **3** и **10** имеют большую толщину по сравнению со стенкой детектора, так как на них крепятся дополнительные элементы ионизационной камеры. Они тоже изготовлены из нержавеющей стали.

Газовый вентиль **2** предназначен для наполнения детектора ксеноном и обеспечения герметичности его внутреннего объема.

Анод ионизационной камеры **6** изготовлен из стальной трубки диаметром 4 мм и толщиной 1 мм. Он служит для собирания заряда, образованного в рабочем объеме детектора. Внутри анода натянута центральная металлическая нить **7** диаметром 0,2 мм. Она соединяет нулевой электрический потенциал детектора с токосъемным кольцом на керамической опоре для сетки.

Экранирующая сетка **5** изготовлена из металлической фольги, сделанной из нержавеющей стали толщиной 250 мкм. Она имеет форму цилиндра диаметром 12 мм с ячейками в виде прямоугольников с размерами 5×3 мм.

Керамическая опора **4** предназначена для крепления экранирующей сетки внутри ионизационной камеры. Изолятор прикрепляется к внутренней поверхности стенки детектора. Также данная опора предназначена для уменьшения амплитуды колебаний экранирующей сетки, которые могут возникнуть в результате внешних виброакустических воздействий.

Керамический гермоввод **9** крепится на фланце ионизационной камеры. Через него осуществляется подача высокого напряжения на экранирующую сетку и снятие сигнала с анода.

Тefлоновый изолятор **1** предназначен для изоляции высокого напряжения на катоде детектора. Внутри тefлонового изолятора **14** находятся высоковольтный фильтр **11** (для стабилизации высокого напряжения) и зарядочувствительный усилитель **12**. Источник высоковольтного питания (ИВП) **13** присоединяется к блоку электроники без соединительных проводов. Это уменьшает величину возможных электромагнитных наводок. Питание ИВП осуществляется напряжением 24 В. На его выходах создаются напряжения до 10 кВ для питания катода ионизационной камеры и до 7,5 кВ для сетки детектора. Потребление ИВП составляет не более 20 Вт.

Внешнее покрытие детектора состоит из трех слоев: двух слоев полиэтиленовых термосужающихся труб толщиной около 1 мм каждая. Они предназначены для изоляции корпуса камеры с высоким электрическим потенциалом от внешней среды. Между ними находится заземленная тонкая алюминиевая фольга, служащая для экранирования всей ионизационной камеры от внешних электромагнитных наводок.

Рабочий объем гамма-детектора равен 200 см^3 при торцевой площади равной 11 см^2 . Отношение рабочего объема ионизационной камеры к общему объему детектора равно примерно 83%. Сводная информация по характеристикам данного детектора приведена в таблице 1.1.

Таблица 1.1

**Основные физико-технические характеристики ксенонового
гамма-детектора с рабочим объемом 0,2 литра**

Плотность ксенона, г/см ³	0,4
Давление ксенона при 23 °С, атм	50
Диапазон измеряемых энергий гамма-квантов, МэВ	0,02–3
Энергетическое разрешение для энергии гамма-квантов 662 кэВ, %	2,3
Эффективность регистрации по пику полного поглощения для гамма-квантов с энергией 662 кэВ, %	0,005
Рабочий объем, см ³	200
Напряжение на катоде детектора, кВ	10
Напряжение на сетке детектора, кВ	7,5
Диаметр катода, мм	38
Диаметр сетки, мм	12
Диаметр анода, мм	4
Длина чувствительной части, мм	120
Толщина стенки детектора, мм	1,2
Габариты, см	∅4×35
Масса, кг	1
Энергопотребление, Вт	20
Питание, В	24

Фотография ксенонового гамма-детектора с рабочим объемом 0,2 литра представлена на рис. 1.6.



Рис. 1.6. Ксеноновый гамма-детектор с рабочим объемом 0,2 литра

Электрические сигналы с выхода ЗЧУ поступают в блок цифровой электроники (БЦЭ), где происходит их усиление, формирование и оцифровка. В БЦЭ также предусмотрена функция амплитудного анализатора импульсов, что, по сути, превращает детектор на основе ксенона в спектрометрическую систему. Цифровые сигналы с БЦЭ поступают на вход компьютера, и далее их обработка ведется с помощью специальной программы для набора и обработки спектров **«Gamma spectrum processing»**. Описание этой программы и инструкция для пользователей приведены в приложении к данной лабораторной работе.

ПОДГОТОВКА СПЕКТРОМЕТРА К РАБОТЕ

Убедиться в том, что кабели питания от БП и от САП отключены от сети переменного тока 220 В, 50 Гц.

Проверить правильность и надежность подключения элементов установки друг к другу (имеется в виду надежность закрепления кабелей в разъемах, а также соответствие подключения элементов установки схеме на рис. 1.4).

Подключить кабели питания БП и САП к сети переменного тока.

Включить персональный компьютер.

Переключить тумблер на торцевой панели БП в положение **«ВКЛ»**. При включении должен начать мигать красный светодиод на противоположном торце БП. После включения БП начинает происходить зарядка высоковольтных конденсаторов ИВП, распо-

ложенного внутри корпуса детектора. Процесс зарядки длится порядка **25 минут**. Данный промежуток времени необходимо засечь по часам, поскольку отдельной индикации готовности ИВП к работе не предусмотрено.

Одновременно с включением БП перевести тумблер на торцевой панели БЦЭ в положение «**ВКЛ**». При включении БЦЭ загорится красный светодиод рядом с тумблером включения.

По окончании процесса зарядки конденсаторов ИВП запустить программу набора и обработки спектров «**Gamma-spectrum processing**» с помощью ярлыка на рабочем столе персонального компьютера.

Для подключения программы к порту, через который осуществляется передача данных с детектора и контроль над ЗЧУ, необходимо совершить следующие действия:

Во вкладке «**Файл**» выбрать команду «**Набрать новый спектр**». В открывшемся окне набора спектра найти кнопку «**Интерфейс**», нажать на неё. Откроется окно выбора интерфейса связи программы с каналом данных. Передача данных от БЦЭ осуществляется с помощью сетевого кабеля, подключенного через переходник к виртуальному СОМ-порту. Соответственно, в окне выбора интерфейса необходимо выбрать вариант «**СОМ**», и нажать кнопку «**Принять и открыть порт**».

При правильном подключении программы к устройству в окне набора спектра станут активны дополнительные команды, в частности команды, отвечающие за управление ЗЧУ. Программа позволяет дистанционно включать и выключать ЗЧУ детектора. Для включения ЗЧУ необходимо выбрать команду «**Вкл. ЗЧУ**» в окне набора спектра. Если все манипуляции по включению элементов гамма-спектрометра выполнены правильно, можно услышать щелчок переключения электрореле в корпусе детектора. Гамма-спектрометр готов к работе.

Набор и обработка спектров осуществляются в соответствии с руководством пользователя программы набора и обработки спектров «**Gamma-spectrum processing**».

Отключение элементов спектрометра производится в следующей последовательности.

- Остановить набор спектра, если набор не был завершен, произвести сохранение необходимых данных.
- В окне набора спектра выбрать команду «**Выкл. ЗЧУ**». Щелчок электрореле со стороны детектора должен сигнализировать о выключении ЗЧУ. Далее закрыть программу набора и обработки, выключить компьютер.
- Перевести тумблер БЦЭ в положение «**ВЫКЛ**».
- Перевести тумблер БП в положение «**ВЫКЛ**».
- Отсоединить кабели питания БП и САП от сети переменного тока.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

***ВНИМАНИЕ!!!** Включение установки и размещение источников ионизирующего излучения осуществляются только в присутствии преподавателя.*

Задание 1. Ознакомление с программой набора и обработки. Калибровка спектрометра.

Произвести подготовку спектрометра гамма-излучения к работе согласно приведенной инструкции.

Произвести калибровку спектрометра программными средствами. Для этого в отсутствие источников излучения набрать спектр фона в течение **10 минут**, сохранить его в папку «ЛР Ксенон» с соответствующим названием и в дальнейшем использовать данный спектр как фоновый при каждом измерении.

Далее следует набрать спектр излучения совместно установленных источников Am-241 и Cs-137 в течение **10 минут**, с учетом фона. Используя базу данных библиотеки нуклидов, интегрированную в программу «**Gamma-spectrum processing**», а также руководство оператора данной программы, провести калибровку шкалы спектрометра. Полученную калибровку сохранить в папку «ЛР Ксенон», находящуюся на рабочем столе.

Произвести проверку калибровки, набрав спектр источника Ва-133 также с учетом фона. Спектр данного источника набрать, не сохраняя результаты измерения, проверяя лишь правильность проведенной калибровки.

В случае если проведенная калибровка оказалась удовлетворительной, приступить к дальнейшему выполнению работы. Удовлетворительной считается калибровка, при которой точность совпадения табличного и экспериментального значения энергии гамма-линии нуклида составляет ± 2 кэВ. В противном случае произвести подкалибровку спектрометра с помощью одной линии. Для этого необходимо вызвать команду «**Калибровка**» с набранным спектром Ва-133, в открывшемся окне калибровке будет видно, что энергия и номер канала второй точки уже установлены (остались после первой калибровки), и дальнейшая подкалибровка производится установкой номера канала и энергии первой точки. Произвести подкалибровку по пику Ва-133 с энергией 81 кэВ, например, и снова набрать спектр для проверки качества калибровки.

Задание 2. Исследование энергетического разрешения спектрометра.

Провести запись спектров гамма-излучения нескольких источников, после чего с помощью возможностей программы обработки спектров или сторонней среды обработки определить энергетическое разрешение зарегистрированных гамма-линий.

Значение времени набора спектров установить в размере **10 минут**. Источники размещать на расстоянии **10 см** от внешней стенки детектора.

Информацию о интенсивностях и энергиях гамма-линий взять из таблицы нуклидов, встроенной в программу.

Результаты измерений занести в таблицу 1.2.

Таблица 1.2

Энергетическое разрешение гамма-спектрометра

Источник ИИ	Энергия линии, кэВ	Выход фотонов k , %	Разрешение, кэВ	Разрешение, %
^{22}Na				
$^{133}\text{Ba}^*$				
^{137}Cs				

* Учесть наличие нескольких линий гамма-квантов для изотопа ^{133}Ba .

На основании данных таблицы 1.2 построить график зависимости энергетического разрешения гамма-спектрометра от энергии зарегистрированных гамма-линий.

Задание 3. Исследование эффективности регистрации гамма-излучения с помощью КГД.

Провести запись спектров трёх источников ионизирующего излучения, согласно таблице 1.3 (каждый источник на трёх расстояниях от внешней стенки детектора: 15, 10 и 5 см). Живое время набора каждого спектра – **10 минут**. Расчет эффективности регистрации произвести с использованием формул (1.17), (1.18), причем в качестве числа зарегистрированных импульсов использовать интегральное число импульсов всего набранного спектра.

Таблица 1.3

Эффективность регистрации гамма-излучения

Источник ИИ	Время набора	$N_{\text{изм, имп}}$	Геометрический фактор G	A , Бк	k , %	η , %
^{241}Am						
^{137}Cs						
^{22}Na (511 кэВ)						

На основании данных таблицы 1.3 построить графики следующих зависимостей:

- зависимость эффективности регистрации от расстояния для каждого источника;
- зависимость эффективности регистрации от энергии источника для каждого расстояния.

Задание 4. Исследование фотоэффективности КГД.

На основании набранных спектров провести расчет значений фотоэффективности КГД для энергий источников, указанных в таблице 1.4. Результаты расчета также занести в таблицу 1.4. Для расчета использовать данные спектров, набранных на расстоянии 10 см от внешней стенки детектора.

Таблица 1.4

Расчет фотоэффективности КГД

Источник ИИ	Время набора	S , имп	Геометри- ческий фактор G	A , Бк	k_i , %	ϵ , %
^{241}Am						
^{137}Cs						
^{22}Na (511 кэВ)						
$^{133}\text{Ba}^*$						

* Учесть наличие нескольких линий гамма-квантов для изотопа ^{133}Ba .

Задание 5. Идентификация неизвестного нуклида программными средствами.

Провести набор спектра неизвестного изотопа некоторого химического элемента, и, пользуясь программными средствами обработки и базой данных нуклидов, осуществить его идентификацию. Результат измерений занести в таблицу 1.5.

Таблица 1.5

Идентификация неизвестного изотопа

Время набора, с	Энергия гамма-линий, кэВ	Возможный изотоп

Примечание. Сведения об источниках ионизирующего излучения (дата изготовления, активность на момент изготовления, данные о каналах распада), а также об особенностях работы с программой набора и обработки спектров приведены в приложении, которое можно взять у преподавателя или лаборанта, сопровождающих выполнение данной работы.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Устройство и принцип работы цилиндрической ионизационной камеры с экранирующей сеткой.
2. Индукционный эффект и его влияние на энергетическое разрешение гамма-спектрометра.
3. Основные требования, предъявляемые к экранирующей сетке.
4. Основные требования, предъявляемые к рабочему веществу спектрометрических ионизационных камер.
5. Виды взаимодействия гамма-излучения с рабочим веществом ксенонового гамма-спектрометра.
6. Основные преимущества и недостатки ксеноновых гамма-спектрометров по сравнению с полупроводниковыми и сцинтилляционными.

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бекман И.Н. Атомная и ядерная физика: радиоактивность и ионизирующие излучения: учебник для бакалавриата и магистратуры. 2-е изд., испр. и доп. М.: Издательство Юрайт, 2018.
2. Горн Л.С., Чебышов С.Б., Самосадный В.Т. и др. Ядерное приборостроение. Том 1. Приборы для измерения ионизирующих излучений. М.: Восточный горизонт, 2005.
3. Болоздыня А.И., Ободовский И.М. Детекторы ионизирующих частиц и излучений. Принципы и применения. М.: ИД Интеллект, 2012.
4. Бетенсков Н.Д., Денисов Е.И., Пузако В.Д. Элементы радиометрии и спектрометрии ионизирующих излучений: учебно-метод. пособие. Екатеринбург: ГОУ ВПО УГТУ-УПИ, 2004.
5. Беспалов В.И. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом: учеб. пособие. 2-е изд. Томск: Изд-во Дельта-план, 2006.
6. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.: Энергоатомиздат, 1985.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №2. СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ БЕТА-СПЕКТРОМЕТР

Цель: провести экспериментальное исследование характеристик β -спектра различных источников ионизирующего излучения (Na-22, Cs-137): определить максимальную энергию бета-спектра данных изотопов; определить значение коэффициента внутренней конверсии для изотопа Cs-137; построить спектр нейтрино β -распада изотопов Na-22 и Cs-137.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Бета-распад – это процесс самопроизвольного превращения атомного ядра в ядро-изобар с зарядом, отличающимся на единицу ($Z \rightarrow Z \pm 1$).

Известны три вида β -распада.

При электронном β^- -распаде один из нейтронов материнского ядра $A(Z, N)$ превращается в протон с испусканием электрона и электронного антинейтрино $\tilde{\nu}_e$: $A(Z, N) \rightarrow A(Z + 1, N - 1) + e^- + \tilde{\nu}_e$. Здесь A – массовое число; Z – заряд ядра; N – число нейтронов.

При позитронном β^+ -распаде один из протонов ядра превращается в нейтрон с испусканием позитрона и электронного нейтрино ν_e : $A(Z, N) \rightarrow A(Z - 1, N + 1) + e^+ + \nu_e$.

С β -распадом тесно связан процесс, обратный β -распаду – захват электрона с K -оболочки (K -захват, или электронный захват), сопровождающийся испусканием электронного нейтрино: $e^- + A(Z, N) \rightarrow A(Z - 1, N + 1) + \nu_e$.

Для того чтобы происходил какой-либо из трех видов β -распада, необходимо выполнить следующие энергетические условия:

- $M(A, Z) > M(A, Z + 1) + m_e$ для β^- -распада;
- $M(A, Z) > M(A, Z - 1) + m_e$ для β^+ -распада;
- $M(A, Z) + m_e > M(A, Z - 1)$ для K -захвата.

Здесь m_e – масса покоя электрона; $M(A, Z)$ – масса ядра с атомным номером Z и массовым числом A .

Согласно приведенным условиям, второе неравенство автоматически предполагает выполнение третьего, поэтому при распаде соответствующего ядра β^+ -распад и K -захват являются конкурирующими процессами.

Простейшим примером β -распада может служить процесс распада свободного нейтрона: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$.

При β^- -распаде ядра распадается связанный нейтрон, и, как и при распаде свободного нейтрона, электрон и антинейтрино рождаются в процессе распада. В отличие от нейтрона, распад свободного протона невозможен ($m_n > m_p$). Распасться может только протон, связанный в ядре. В этом случае недостающая энергия восполняется за счет энергии связи ядра.

β -распад является внутринуклонным процессом, и за этот процесс ответственно слабое взаимодействие. Он характеризуется широким диапазоном изменения периодов полураспада $T_{1/2}$ – от 10^{-2} с до 10^{16} лет. Такая большая вариация величин $T_{1/2}$ объясняется двумя основными причинами:

- период полураспада сильно зависит от выделяющейся при распаде энергии;
- период полураспада существенно зависит от уносимого парой $e^- + \bar{\nu}_e$ орбитального момента l . При $l=0$ вероятность распада максимальна, и такие переходы называются

ся разрешенными. С ростом l вероятность β -распада резко уменьшается, и такие переходы называются запрещенными.

β -СПЕКТР

Распределение электронов (позитронов) N_k , испускаемых ядрами при β -распаде, по их кинетическим энергиям E_k называется β -спектром. Характерной особенностью β -спектра является непрерывное распределение частиц по энергиям от нуля до некоторой строго определенной энергии E_m , называемой граничной (максимальной) энергией β -спектра (рис. 2.1).

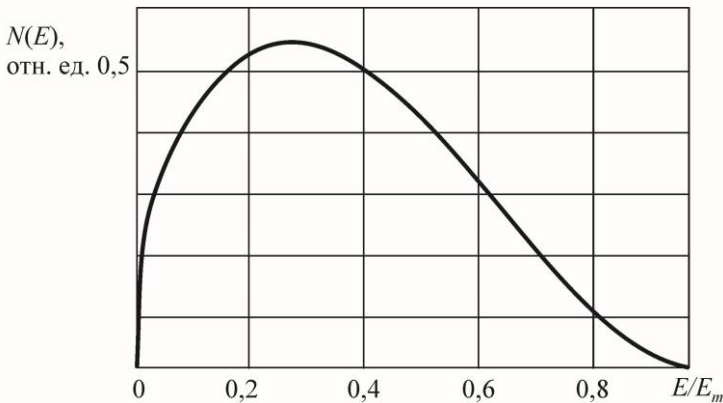


Рис. 2.1. Типичный β -спектр

Значения E_m могут сильно отличаться для различных радиоактивных ядер и находятся в интервале от нескольких килоэлектронвольт до нескольких мегаэлектронвольт.

Распределение по кинетическим энергиям вылетающих частиц может быть представлено в следующем виде:

$$\frac{dN_e}{dE_k} = \frac{G_F^2}{2\pi^3 c^5 \hbar^7} |M|^2 F(Z, E_k) (E_m - E_k)^2 \sqrt{E_k (E_k + 2m_e c^2) (E_k + m_e c^2)}, \quad (2.1)$$

где $|M|^2$ – квадрат модуля матричного элемента β -перехода; E_k – кинетическая энергия электрона. При выводе (2.1) предполагалось, что масса нейтрино равна нулю и энергия отдачи конечного ядра пренебрежимо мала по сравнению с кинетической энергией электрона; G_F – постоянная Ферми; $F(Z, E_k)$ – функция Ферми, описывающая влияние заряда ядра на энергетическое распределение электронов.

Функция Ферми $F(Z, E_k)$ вводится как квадрат отношения волновых функций β -частицы, вычисленных с учетом ($Z \neq 0$) и без учета ($Z=0$) кулоновского поля ядра в центре ($r=0$) или на периферии ($r=R$) ядра: $F(Z, E) = |\Psi_e|_z^2 / |\Psi_e|_0^2$.

Кулоновское поле ядра увеличивает вероятность вылета электронов и уменьшает вероятность вылета позитронов в области низких энергий. Это влияние растёт с ростом Z и с уменьшением E_m .

Непрерывный характер β -спектра объясняется тем, что β -распад является трехчастичным процессом, т. е. кроме регистрируемого в эксперименте электрона (позитрона) при β -распаде вылетает электронное антинейтрино или нейтрино. Нейтрино (антинейтрино) имеют нулевой заряд, участвуют только в слабом взаимодействии и, как следствие, характеризуются очень слабым взаимодействием с веществом. Средняя длина свободного пробега нейтрино превышает диаметр Земли. В результате регистрация нейтрино является технически сложной задачей. С помощью учебной лабораторной установки можно зарегистрировать только электроны (позитроны). Энергия, освобождаемая при β -распаде ядра, распределяется между тремя частицами: электроном, антинейтрино и конечным ядром. Масса ядра более чем в 10^3 раз превосходит массу электрона. Как следствие, энергия отдачи ядра пренебрежимо мала и можно считать, что практически вся энергия распада распределяется между электроном и антинейтрино.

Однако роль ядра принципиально важна, так как ядро, принимая на себя импульс отдачи, делает возможным произвольное соотношение между энергиями, уносимыми электроном и антиней-

трино. В отсутствие импульса отдачи ядра распад был бы двухчастичным процессом, и распределение энергий между вылетающими частицами определялось бы соотношением масс электрона и антинейтрино. Спектр электронов стал бы дискретным. Итак, при одиночном акте β -распада соотношение энергий электрона и антинейтрино может быть произвольным, т. е. кинетическая энергия электрона может принимать любое значение от нуля до максимально возможной энергии E_m . При большом числе распадов одинаковых ядер в результате статистического усреднения формируется уже не случайное, а вполне определенное распределение вылетающих электронов по энергиям $N(E_k)$. Это распределение и называется спектром электронов (позитронов) β -распада, или просто β -спектром.

Верхняя граница β -спектра E_m соответствует случаю, когда электрон уносит всю энергию. Пренебрегая энергией отдачи ядра и считая нулевой массу антинейтрино, можно с хорошей точностью максимальную (граничную) энергию β -спектра определить следующим образом:

$$E_m = [M(A, Z + 1) - M(A, Z) - m_e]c^2, \quad (2.2)$$

т. е. E_m равна разности энергий покоя начального и конечного ядер и энергии покоя электрона.

Так как энергия E_m распределяется практически между двумя частицами, то очевидно, что спектр антинейтрино тоже будет иметь непрерывный характер от нуля до E_m . Спектр антинейтрино может быть получен из наблюдаемого спектра электронов при помощи соотношения

$$E_\nu = E_m - E_k. \quad (2.3)$$

Наиболее простую форму β -спектр имеет для разрешенных β -переходов.

В этом случае матричный элемент перехода $|M|^2$ в спектре (2.1) не зависит от энергии β -частиц, и β -спектр может быть представлен в следующем безразмерном виде:

$$\frac{dN_e}{dE_k} = DF(Z, x)(x+1)(x_0-x)^2 \sqrt{x(x+2)}, \quad (2.4)$$

где значение постоянной D определяет вертикальный масштаб спектра, и для проведения качественного сравнения экспериментального и теоретического спектров можно положить D равным единице;

$$x = \frac{E_k}{m_e c^2} \quad x_0 = \frac{E_m}{m_e c^2} \quad - \text{кинетическая и максимальная энергии}$$

электронов соответственно, выраженные в единицах энергии покоя электрона.

В общем случае функция Ферми сложна и представляется в виде таблиц. На рисунке 2.1 β -спектр представлен без учета кулоновского поля ядра, т. е. $F=1$.

β -спектры запрещенных переходов могут существенно отличаться от разрешенных спектров из-за зависимости матричного элемента от энергии β -частиц.

Для запрещенных переходов в выражение для β -спектра (2.4) вводится множитель $S_l(x)$ (спектральный формфактор), зависящий от энергии электронов и порядка запрещения l . В результате для запрещенных переходов

$$\frac{dN_e}{dE_k} = DS_l(x)F(Z, x)(x+1)(x_0-x)^2 \sqrt{x(x+2)}.$$

В общем случае функция S_l характеризуется сложной зависимостью от энергии, однако для β -перехода первого порядка запрещения, например для Cs-137, формфактор может быть представлен простой функцией от энергии электрона:

$$S_l = (x^2 - 1)^2 + (x_0 - x)^2. \quad (2.5)$$

На рисунке 2.2 показано изменение β -спектра, описываемого уравнением (2.4), вносимое формфактором S_I (2.5).

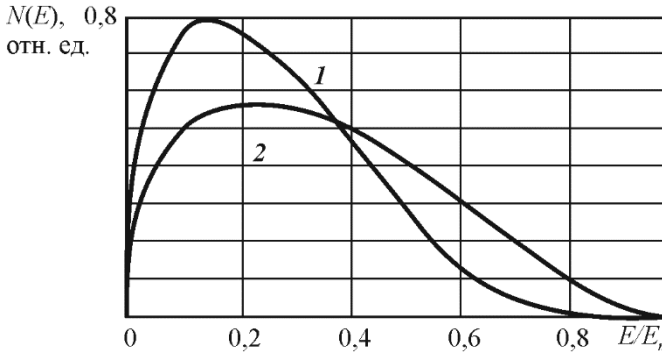


Рис. 2.2. Спектр электронов с учетом формфактора (1) и без учета формфактора (2)

ЯВЛЕНИЕ ВНУТРЕННЕЙ КОНВЕРСИИ

При β -распаде существует вероятность образования конечного ядра в возбужденном состоянии с последующим переходом в основное состояние путем испускания γ -кванта, энергия которого E_γ равна энергии возбуждения конечного ядра E^* . Энергия E^* определяется разностью энергий возбужденного и основного состояний ядра.

Возможность распада в возбужденное состояние дочернего ядра необходимо учитывать при определении граничной энергии β -спектра, так как в таком случае наряду с граничной энергией, определяемой формулой (2.2), будет наблюдаться β -спектр с граничной энергией, равной

$$\begin{aligned} E_m &= [M(A, Z+1) - M(A, Z) - m_e]c^2 - E^* = \\ &= [M(A, Z+1) - M(A, Z) - m_e]c^2 - E_\gamma. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Кроме излучения γ -кванта, существует еще один механизм снятия возбуждения конечного ядра – испускание электронов

внутренней конверсии. В этом случае энергия возбуждения ядра непосредственно (без промежуточного испускания γ -кванта) передается одному из орбитальных электронов, который покидает атом. Ненулевая возможность такого механизма следует из существования конечной области перекрытия волновых функций ядра и атомного электрона. Очевидно, энергия таких электронов будет определяться разностью между энергией возбуждения конечного ядра E^* и потенциалом ионизации данной электронной оболочки I . С наибольшей вероятностью процесс внутренней конверсии идет для электронов K -оболочки, т. е. $T_k = E^* - I_k$, где T_k – кинетическая энергия конверсионного электрона.

Процесс испускания конверсионных электронов является конкурентным по отношению к излучению γ -кванта, если последний не запрещен правилами отбора. Отношение числа испущенных конверсионных электронов N_k к числу испущенных γ -квантов называется коэффициентом внутренней конверсии:

$$\alpha = N_k / N_\gamma. \quad (2.7)$$

Коэффициент внутренней конверсии зависит от энергии перехода между ядерными состояниями, атомного номера, типа оболочки, из которой выбивается электрон, от энергии и мультипольности γ -излучения. Наряду с электронами и γ -квантами, конверсионные электроны вносят вклад в формирование сложного спектра, регистрируемого детектором в реальном эксперименте.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Экспериментальное наблюдение спектра электронов (позитронов), вылетающих из ядра при β -распаде, осуществляется β -спектрометром, например, на основе сцинтилляционного детектора. Если β -распад сопровождается вылетом γ -кванта, детектор будет регистрировать наряду с электроном и γ -квант, т. е. в эксперименте будет наблюдаться суммарный спектр β -частиц и γ -квантов. Длина пробега γ -квантов в веществе L_γ много больше,

чем длина пробега β -электронов сравнимых энергий L_e . Вследствие этого в β -спектрометре используют органические сцинтилляторы с $L_e < L_{\text{сц}} < L_\gamma$ для увеличения относительной эффективности регистрации электронов по сравнению с γ -квантами.

Для получения чистого β -спектра необходимо вычесть γ -спектр из наблюдаемого суммарного спектра γ -квантов и электронов. Для этого воспользуемся соотношением $L_e \ll L_\gamma$. Очевидно, что если между детектором и радиоактивным источником поместить поглотитель, толщина которого превосходит L_e , то сцинтилляционный детектор будет регистрировать только γ -кванты. Кроме того, если толщина поглотителя намного меньше длины поглощения γ -квантов, можно с хорошей точностью пренебречь изменением интенсивности и спектральных характеристик потока γ -квантов при прохождении через поглотитель.

Даже моноэнергетические γ -кванты, взаимодействуя с веществом сцинтиллятора, приводят к формированию сложного спектра, внося определенный вклад в каждый из каналов спектрометра. Следовательно, для корректного выделения β -спектра необходимо провести поканальное вычитание γ -спектра из суммарного спектра.

Схема распада радиоактивных изотопов Na-22 и Cs-137 приведена на рис. 2.3 и рис. 2.4.

В данной работе в качестве спектрометра бета-излучения используется сцинтилляционный детектор на основе сцинтилляционного пластика. Детектор расположен в одном корпусе с усилителем импульсов и аналого-цифровым амплитудным анализатором-преобразователем, формирующим цифровой сигнал на основании аналоговых импульсов, поступающих с усилителя, подключенного к выходу детектора. В итоге на выходе блока детектирования формируется цифровой сигнал, поступающий по USB-кабелю к компьютеру.

На компьютере установлена специальная программа набора и обработки данных **SpectraLineBG**, позволяющая записывать

данные, поступающие с детектора, в виде спектров, а также проводить их первичную обработку.

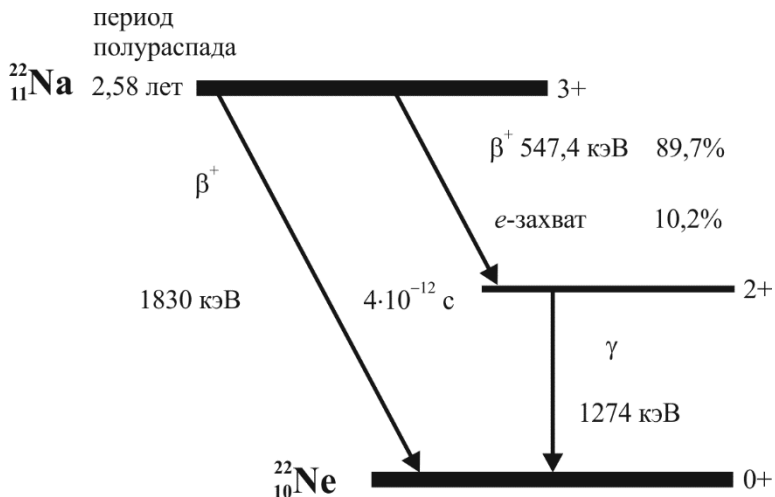


Рис. 2.3. Схема распада радиоактивного изотопа Na-22

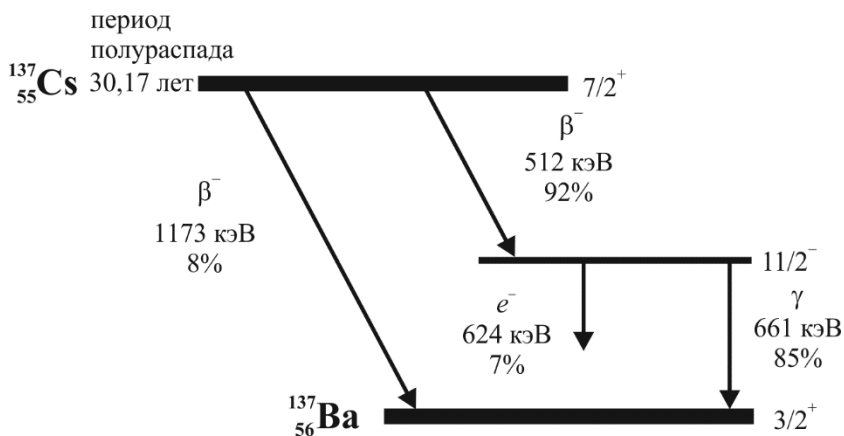


Рис. 2.4. Схема распада радиоактивного изотопа Cs-137

ПОРЯДОК ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

ВНИМАНИЕ!!! Запрещается приступать к работе, не ознакомившись с правилами безопасности при работе на установке «Спектрометр бета-излучения БЭТА-1С». Эксперимент проводится только под непосредственным контролем лаборанта или преподавателя.

1. Включить компьютер, дождаться загрузки рабочего стола, вставить электронный ключ № 1 в USB порт компьютера. Открыть программу **SpectraLineBG** с помощью ярлыка в папке «**Бета спектрометр**», находящейся на рабочем столе. В открывшемся окне программы во вкладке «**Анализатор**» выбрать команду «**Открыть**». Должно открыться окно анализатора импульсов (см. 2.5).
 2. Очистить память анализатора с помощью команды **F2** или нажатием на кнопку очистки (см. рис. 2.5).
 3. Установить источник излучения Na-22 в измерительную кювету спектрометра бета-излучения.
-

***Напоминание:** при работе с источниками ионизирующего излучения запрещается подвергать их разрушающим воздействиям, брать незащищенными руками, подносить к глазам, забирать с собой или как-либо еще использовать не по назначению.*

4. Запустить набор спектра нажатием клавиши **F3** или нажатием на кнопку в виде зеленой стрелки на панели инструментов программы набора и обработки спектров. Не внося изменений в появившееся окно свойств набираемого спектра, нажать кнопку «**Ок**», в следующем появившемся окне установить режим набора «**По живому времени**» и выставить время набора спектра **900 секунд**. Данный спектр является суммарным спектром бета- и гамма-излучения, поскольку набор происходит без использования поглотителя между источником излучения и детектором.

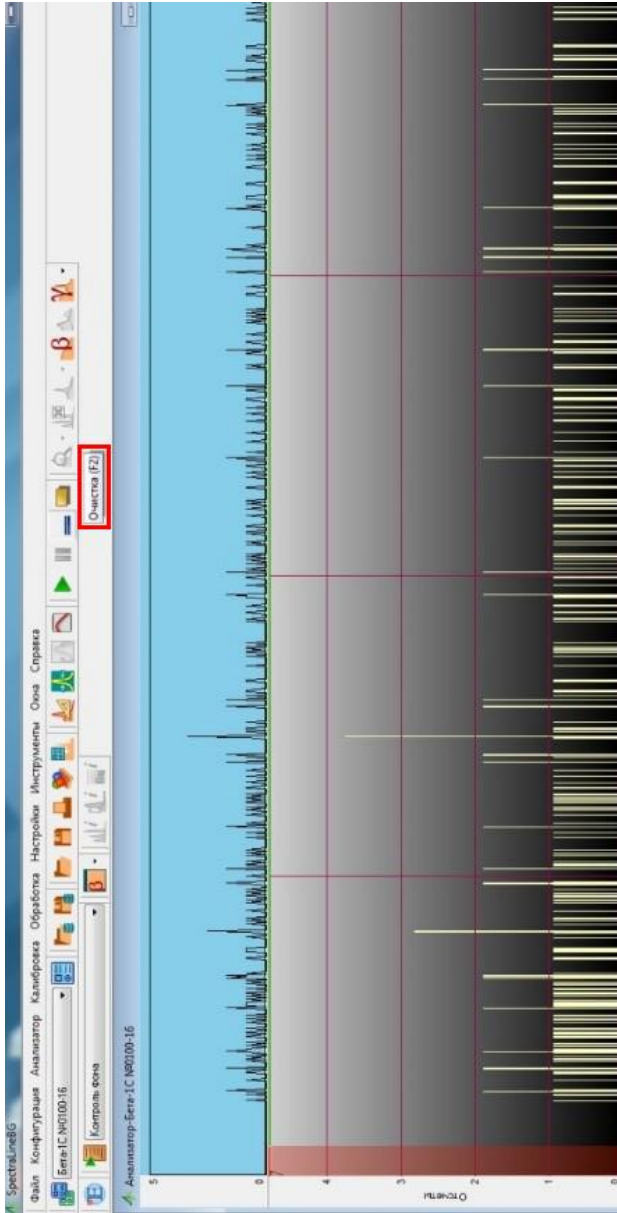


Рис. 2.5. Окно анализатора импульсов и кнопка очистки памяти анализатора

5. Окончание набора спектра происходит автоматически по завершении установленного времени. Сохранить набранный спектр в папку «**P2. Сцинтилляционный бета-спектрометр**» на рабочем столе с помощью команды «**Сохранить спектр**» во вкладке «**Файл**». При сохранении выбрать формат файла **GBS** с расширением «**.spe**».
6. Поместить между источником и детектором поглотитель, толщина которого больше, чем длина пробега электронов β -спектра Na-22 в веществе поглотителя ($L_{\text{погл}}=0,6$ мм). В этом случае детектор будет регистрировать только γ -кванты. Не изменяя геометрию эксперимента и режима работы, набрать и записать спектр γ -квантов. Перед началом записи нового спектра очистить память анализатора с помощью команды **F2**.

Внимание! Время набора спектра γ -квантов должно быть таким же, как время набора суммарного спектра (см. п. 4).

7. Очистить память анализатора с помощью команды **F2** или нажатием на кнопку очистки (см. п. 2).
8. Установить источник излучения Cs-137 в измерительную кювету спектрометра бета-излучения.
9. Запустить набор спектра нажатием клавиши **F3** или нажатием на кнопку в виде зеленой стрелки на панели инструментов программы набора и обработки спектров. Не внося изменений в появившееся окно свойств набираемого спектра, нажать кнопку «**Ok**», в следующем появившемся окне установить режим набора «**По живому времени**» и выставить время набора спектра **600 секунд**.
10. Поместить между источником и детектором поглотитель, толщина которого больше, чем длина пробега электронов β -спектра Cs-137 в веществе поглотителя ($L_{\text{погл}}=0,8$ мм).

в правом столбце (106,3273...; 1404,6545...; 2702,9821...). Энергетическая калибровка шкалы спектрометра представляет собой линейную зависимость номера канала n и энергии E_γ в единицах кэВ. Соответственно, используя данные, приведенные в файле спектра, необходимо построить зависимость, описываемую уравнением вида

$$n = a \cdot E_\gamma + b. \quad (2.8)$$

Впоследствии данная зависимость позволит для любого номера канала получить информацию об энергии бета-частиц, импульс от регистрации которых попал в данный канал спектрометра.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

Задание 1. Ввести в Mathcad файлы данных со спектрами: суммарным и присвоить ему имя векторной переменной, описывающей суммарный спектр, например, NaS и γ -спектром – NaG .

Данные извлечь из сохраненных файлов спектров с расширением «.spe», открыв их в текстовом редакторе (блокнот). Информация в файле представляет собой характеристику набранного спектра (два блока информации в начале и конце файла) и число набранных импульсов в каждом канале анализатора. Каждому следующему каналу соответствует следующая строка в файле спектра. Количество строк с данными об отсчетах спектрометра соответствует числу каналов спектрометра (1024) (см. рис. 2.7).

Определить номер канала как ранжированную переменную i , изменяющуюся, как правило, от 0 до i_{\max} . Построить β -спектр $Na-22$ (NaE), проведя поканальное вычитание γ -спектра из суммарного спектра:

$$NaE_i = NaS_i - NaG_i \quad \text{или} \quad NaE = NaS - NaG,$$

где NaE – вектор, содержащий число отсчетов от регистрации позитронов в каналах спектрометра; NaS – вектор экспериментальных данных суммарного спектра; NaG – то же для γ -спектра.

зом, в эксперименте регистрируется две группы бета-частиц с разной граничной энергией, или, иначе говоря, два бета-спектра.

Оценить вклад от каждой из компонент бета-распада, можно проводя аппроксимацию экспериментальных данных теоретической зависимостью (2.9), дающей форму бета-спектра.

$$W(E) = \left(1 + \frac{E_{\max}}{m_0c^2}\right) \cdot \sqrt{\left(1 + \frac{E}{m_0c^2}\right)^2 - 1} \cdot \left(\frac{E_{\max} - E}{m_0c^2}\right)^2 \cdot dE, \quad (2.9)$$

где $W(E)$ – вероятность образования бета-частицы в зависимости от энергии E ; m_0c^2 – энергия покоя электрона, 511 кэВ, или 0,511 МэВ; E_{\max} – граничная энергия того или иного канала бета-распада.

Применяя данную формулу, можно построить зависимость, аналогичную той, что приведена на рисунке 2.8, и представляющей собой теоретическую форму бета-спектра источника $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$, являющегося составным бета-излучателем, с двумя значениями граничных энергий бета-спектра (изотоп иттрия является дочерним изотопом стронция и также является бета-активным нуклидом).

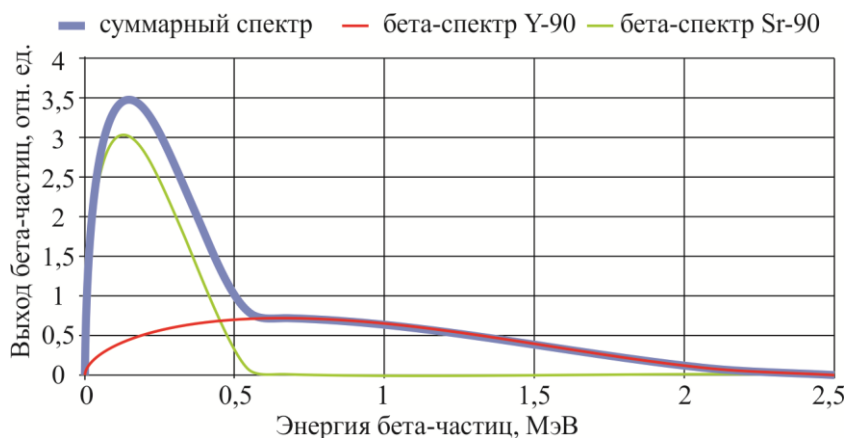


Рис. 2.8. Теоретический вид бета-спектра источника $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$, полученный с использованием соотношения (2.9)

Задание сводится к правильному подбору коэффициентов, определяющих вклад той или иной компоненты бета-спектра Na-22, формирующих конечный экспериментальный спектр, за счет сравнения построенной теоретической зависимости и результатов эксперимента. Полученные коэффициенты необходимо сравнить со значениями вероятности бета-распада по прямому каналу или по каналу с образованием промежуточного возбужденного ядра.

Задание 4. Определить характеристики экспериментального β -спектра Na-22. Найти по графику канал, соответствующий максимальной интенсивности в экспериментальном β -спектре. В силу линейной зависимости номера канала спектрометра от энергии позитронов, найденный канал соответствует наиболее вероятной энергии β -спектра. Определить по графику i_{\max} канал, соответствующий максимальной (граничной) энергии β -спектра. Используя калибровочное соотношение спектрометра, вычислить значение максимальной энергии бета-спектра позитронов источника Na-22.

Сравнить полученные значения с табличными данными максимальной и наиболее вероятной энергией бета-частиц данного источника.

Задание 5. Построить спектр нейтрино β^+ -распада, учитывая, что каждому позитрону в канале i (с энергией E_e) соответствует нейтрино в канале $i_{\max} - i$, т. е. с энергией $E_m - E_e$. Следовательно, правило построения спектра нейтрино можно записать, например, в виде

$$NaV_j = NaE_{i_{\max} - j},$$

где j изменяется от 0 до $j_{\max} = i_{\max}$.

Задание 6. Повторить задание 4 для спектра нейтрино и сравнить характеристики спектра позитронов и нейтрино.

Задание 7. Произвести построение спектра источника Cs-137, состоящего из бета-спектра и из пика конверсионных электронов, по полученным экспериментальным данным аналогично построению спектра Na-22 (см. задание 1).

Задание 8. Аппроксимировать пик конверсионных электронов нормальным распределением CsK и найти интегральное число конверсионных электронов:

$$CsK = \sum_i CsK(i),$$

где $CsK(i)$ – найденное нормальное распределение, описывающее спектр конверсионных электронов.

Задание 9. Построить β -спектр Cs-137 путем вычитания из спектра электронов, полученного в задании 7, спектра конверсионных электронов, найденного в задании 8.

Задание 10. Определить характеристики экспериментального β -спектра Cs-137. Найти по графику канал, соответствующий максимальной интенсивности в экспериментальном β -спектре. В силу линейной зависимости номера канала спектрометра от энергии позитронов найденный канал соответствует наиболее вероятной энергии β -спектра. Определить по графику i_{\max} канал, соответствующий максимальной (граничной) энергии β -спектра. Используя калибровочное соотношение спектрометра, вычислить значение максимальной энергии бета-спектра позитронов источника Cs-137. Определить также полное число электронов β -спектра, суммируя отсчеты по каналам спектра, полученного в задании 9.

Задание 11. Определить интегральное число γ -квантов, сопровождающих β -распад, как разность между полным числом электронов β -спектра (задание 6) и числом конверсионных электронов (задание 2).

Задание 12. Используя определение коэффициента внутренней конверсии (см. формулу (2.7)), найти его экспериментальное значение и сравнить с теоретическим.

Примечание: требование к обработке спектров в среде Mathcad носит рекомендательный, но не обязательный характер. Для обработки данных также можно использовать среду Microsoft Excel, Origin и др.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Сколько видов β -распадов наблюдается в природе?
2. Каковы энергетические условия β -распада?
3. Чем объясняется непрерывный характер β -спектра?
4. Как влияет кулоновское поле ядра на форму β -спектра?
5. Каковы особенности взаимодействия позитронов с веществом?
6. Объясните смысл явления внутренней конверсии.
7. Укажите причины, вызывающие отличие экспериментально полученного коэффициента внутренней конверсии от теоретического.

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бекман И.Н. Атомная и ядерная физика: радиоактивность и ионизирующие излучения: учебник для бакалавриата и магистратуры. 2-е изд., испр. и доп. М.: Издательство Юрайт, 2018.
2. Горн Л.С., Чебышов С.Б., Самосадный В.Т. и др. Ядерное приборостроение. Том 1. Приборы для измерения ионизирующих излучений. М.: Восточный горизонт, 2005.
3. Болоздыня А.И., Ободовский И.М. Детекторы ионизирующих частиц и излучений. Принципы и применения. М.: ИД Интеллект, 2012.
4. Бетенеков Н.Д., Денисов Е.И., Пузако В.Д. Элементы радиометрии и спектрометрии ионизирующих излучений: учебно-метод. пособие. Екатеринбург: ГОУ ВПО УГТУ-УПИ, 2004.
5. Беспалов В.И. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом: учеб. пособие. 2-е изд. Томск: Изд-во Дельта-план, 2006.
6. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.: Энергоатомиздат, 1985.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3. СПОСОБЫ ИЗМЕРЕНИЯ АКТИВНОСТИ ИСТОЧНИКОВ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

Цель: изучение абсолютного и относительного методов измерения активности источников ионизирующего излучения и их применения при контроле и учете делящихся и радиоактивных материалов при их перевозке через таможенные и контрольно-пропускные пункты; изучение принципа действия и устройства полупроводникового гамма-детектора на основе особо чистого германия; овладение навыками работы на современной аппаратуре, предназначенной для спектрометрических измерений гамма-излучения.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Радиоактивность – физический процесс, при котором атомное ядро испускает одну или несколько частиц. При этом может изменяться не только заряд ядра, но и массовое число. К основным радиоактивным процессам относятся α -распад, β^{\pm} -распад и γ -излучение.

Наблюдения за радиоактивными превращениями ядер показали, что распады являются стационарными случайными процессами, для которых все моменты времени равноправны, и, следовательно, радиоактивные ядра не имеют возраста. Явление радиоактивного распада, как случайный процесс, должно изучаться только статистическими методами, т. е. на языке вероятностей и средних значений.

Наблюдения за радиоактивными ядрами показали также, что вероятность распадов не зависит от агрегатного состояния вещества

и в очень широких пределах не зависит от температуры, давления, электрических и магнитных полей и других внешних факторов.

Вероятность распада ядра за единицу времени λ является очень важной характеристикой радиоактивных свойств ядер. Она называется постоянной распада и однозначно связана со средним временем жизни ядра или периодом полураспада.

Из сказанного выше следует, что среднее число распадов $dN_{\text{я}}$ за время dt зависит только от количества радиоактивных ядер $N_{\text{я}}$ в момент времени t . Это позволяет записать дифференциальное уравнение:

$$\frac{dN_{\text{я}}}{dt} = -\lambda N_{\text{я}}. \quad (3.1)$$

Знак «минус» соответствует убыванию числа ядер в процессе распада. Так как $\lambda \neq f(t)$, решение (3.1) приводит к известному экспоненциальному закону радиоактивного распада:

$$\overline{N_{\text{я}}(t)} = \overline{N_{\text{я}}(0)} e^{-\lambda t}, \quad (3.2)$$

где $\overline{N_{\text{я}}(t)}$ – среднее число ядер, оставшихся к моменту времени t , т. е. не распавшихся за время t ; $\overline{N_{\text{я}}(0)}$ – среднее число ядер в момент, выбранный за начало наблюдения. В дальнейшем черту, обозначающую среднее значение, будем опускать.

Следует обратить внимание на множитель $e^{-\lambda t}$. Он имеет очевидный смысл вероятности для ядра не распасться за конечное время t .

Из уравнения (3.2) легко найти связь постоянной распада λ с периодом полураспада $T_{1/2}$, т. е. временем, за которое число радиоактивных ядер убывает вдвое по сравнению с $N(0)$: $T_{1/2} = \ln 2 / \lambda$.

Иногда удобно пользоваться понятием среднего времени жизни ядра τ . Очевидно, что $\tau = 1/\lambda$, и, как следует из (3.2), это есть время, за которое число радиоактивных ядер убывает в e раз.

Знание λ и количества соответствующих радиоактивных ядер в образце $N_{\text{я}}$ позволяет оценить полное число распадов в единицу времени A :

$$A = \lambda N_{\text{я}}. \quad (3.3)$$

Величина A называется активностью. В отличие от λ , активность характеризует интенсивность распадов образца в целом, а не отдельного ядра. Из уравнений (3.2) и (3.3) видно, что активность убывает также по экспоненциальному закону: $A(t) = A(0)e^{-\lambda t}$.

Единицей активности в системе СИ является беккерель (Бк). Он соответствует одному распаду в секунду: 1 Бк = 1 расп./с.

До сих пор также используется старейшая внесистемная единица активности – кюри (Ки): 1 Ки = $3,7 \cdot 10^{10}$ расп./с. Такую активность имеет 1 г Ra. Это очень большая активность, поэтому часто используются ее доли – милли- и микрокюри: 1 мКи = 10^{-3} Ки, 1 мкКи = 10^{-6} Ки.

В целом ряде ядерно-физических задач требуется знать не полную активность образца (она может быть очень большой, если образец большой по массе), а удельную, т. е. отнесенную к единице массы (Бк/кг), объема (объемная активность, Бк/м³, Бк/л) или поверхности (поверхностная активность, Бк/м²). Внесистемные единицы удельной активности – соответственно Ки/кг, Ки/м³, Ки/л и Ки/км².

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ АКТИВНОСТИ

При радиоактивном распаде ядер возникают частицы (α , β , γ), которые при попадании в детектор могут быть зарегистрированы, т. е. привести к отсчетам. Однако число отсчетов детектора в единицу времени отнюдь не совпадает с действительной активностью источника (образца).

Для расчета активности образца часто требуется знать точные условия проведения эксперимента по регистрации того или иного излучения. К таким условиям относятся, например, геометрия эксперимента (телесный угол, под которым детектор видит образец), свойства источника излучения (квантовый выход, активность на начальный момент времени, период полураспада, вероятность поглощения и рассеяния в толще образца), эффективность регистрации детектором данного излучения (для каждого детектора ионизирующего излучения эффективность является сугубо индивидуальной функцией, нелинейно зависящей от энергии при прочих неизменных условиях). При очень больших активностях сказывается также влияние просчетов в регистрации. Метод расчета активности, использующий информацию о вышеприведенных условиях эксперимента, получил название «абсолютный».

В формульном виде значение активности по данному методу может быть получено с использованием следующего соотношения, определяющего способ расчета эффективности регистрации для любого детектора ионизирующего излучения:

$$\eta = \frac{N_{\text{изм}}}{N_{\text{поп}}} = \frac{N_{\text{изм}}}{A \cdot G \cdot k \cdot t} \cdot 100 [\%], \quad (3.4)$$

где $N_{\text{изм}}$ – число импульсов, зарегистрированных детектором за время t с учетом фона, $N_{\text{поп}}$ – число частиц, теоретически попавших в детектор. Последняя величина формируется как раз из текущих условий эксперимента (A – активность образца на момент проведения измерения, G – геометрический фактор, k – квантовый выход излучения и т. д.). Соответственно, зная энергетическую зависимость эффективности регистрации исследуемого излучения для текущего детектора, можно воспользоваться формулой (3.4) для поиска активности образца абсолютным методом. В результате получится формула следующего вида:

$$A = K \cdot \frac{N_{\text{изм}}}{t}, \quad (3.5)$$

где в коэффициенте K заключены все вышерассмотренные факторы влияния на связь между измеренным числом импульсов и активностью исследуемого образца.

Следует отметить, что формула (3.4), дающая способ определения эффективности регистрации детектора, несколько видоизменяется, если речь идет о регистрации излучения источников, испускающих несколько линий излучения (в данном случае имеется в виду гамма-излучение).

На рисунке 3.1 показан аппаратурный спектр источника $Ba-133$.

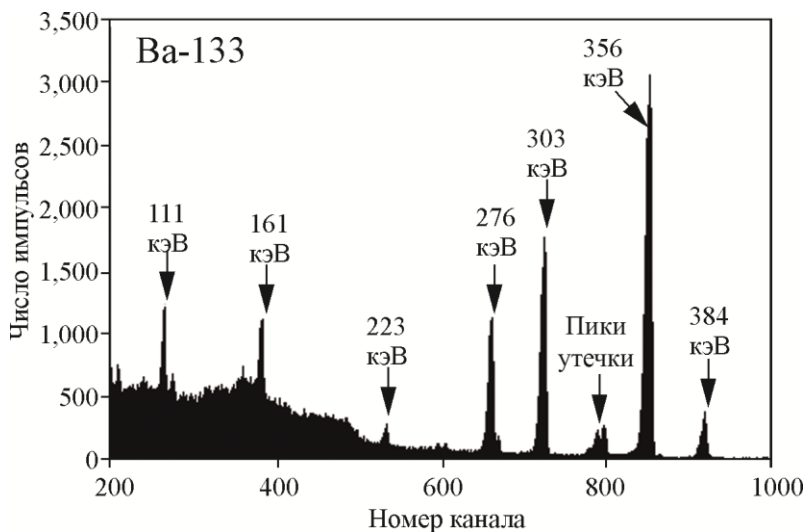


Рис. 3.1. Аппаратурный спектр источника гамма-излучения $Ba-133$

Как видно из рисунка 3.1, использование формулы (3.4) должно привести как минимум к семи значениям эффективности регистрации детектора, с помощью которого был получен указанный спектр. Расчет каждого значения учитывает свойства конкретной линии излучения, т. е. $N_{изм}$ в данном случае — это интегральное число импульсов в рассматриваемом пике полного поглощения, а $N_{поп}$ представляет собой теоретическое значение частиц именно данной линии попавших в чувствительный объем детектора (соответственно, квантовый выход используется также именно для данной обрабатываемой линии). В подобных случаях термин «эффек-

тивность регистрации» заменяют на «фотоэффективность» или «эффективность по фотопику», поскольку расчет эффективности проводится по пику полного поглощения, который формируется за счет процесса фотоэффекта, протекающего в объеме детектора при регистрации гамма-квантов.

Соответственно, при расчете активности абсолютным методом для источников, содержащих несколько линий гамма-излучения, может быть получено несколько значений активности (расчет можно проводить по разным линиям энергии, дающим разные значения фотоэффективности и имеющим разное интегральное значение зарегистрированных импульсов в пике полного поглощения).

Относительный метод измерения используется без знания коэффициента K , но он требует наличия соответствующего радиоактивного источника с известной активностью (эталонного образца).

В соответствии с рассуждениями, приведенными для абсолютного метода измерения активности, число зарегистрированных импульсов от эталона $N_{\text{изм } \text{э}}$ связано с известной активностью эталона $A_{\text{э}}$ соотношением (3.6):

$$A_{\text{э}} = K \cdot \frac{N_{\text{изм } \text{э}}}{t_{\text{э}}}. \quad (3.6)$$

Измерение неизвестной активности исследуемого образца A_x , имеющего те же размеры и плотность, что и эталон, и содержащего тот же радионуклид, следует проводить в полностью идентичных условиях, т. е. в той же геометрии эксперимента и при том же режиме работы установки, что и для эталона. Только в этом случае коэффициент K в (3.7) будет равен K в (3.6):

$$A_x = K \cdot \frac{N_{\text{изм } x}}{t_x}. \quad (3.7)$$

Из (3.6) и (3.7) получаем формулу, связывающую неизвестную активность с эталонной за счет соотношения скоростей счета

(или зарегистрированного числа импульсов) при измерениях эталона и исследуемого образца:

$$A_x = \frac{n_x}{n_3} \cdot A_3. \quad (3.8)$$

Таким образом, относительный метод измерения активности сводится к измерению скоростей счета импульсов от эталона и исследуемого образца при полностью идентичных условиях измерения. Примечательно, что для относительного метода становится неважным наличие большого числа линий гамма-квантов разной энергии. По сути, в данном методе можно сравнивать интегральные скорости счета эталона и образца, что несколько повышает точность метода.

Следует иметь в виду, что в действительности все измерения активностей (A_3 и A_x) проводятся в присутствии фона. Фон создается в основном космическими частицами и естественной радиоактивностью, а также собственными шумами детектора. И если от первых двух источников фона можно частично защититься экраном, то шумы в принципе неустранимы.

В формуле (3.8) предполагается, что число фоновых отсчетов в единицу времени $n_f \ll n_x$ и $n_f \ll n_3$.

При измерении малых активностей влияние фона возрастает, и пренебрежение им недопустимо, так как это будет приводить к грубым ошибкам в оценке результатов.

Относительный метод определения активности обычно применяется для измерения удельной активности жидких или сыпучих веществ, а также при измерении активности продуктов питания. В большинстве случаев данный метод предполагает работу с объемными источниками.

Абсолютный метод определения активности широко используется при контроле транспортировки делящихся и радиоактивных материалов, если по каким-то причинам нежелательно вскрывать контейнер с перевозимым источником излучения. В таких случаях информация о свойствах контейнера и перевозимых в нем источни-

ках излучения, заявленная в транспортных документах, позволяет с помощью абсолютного метода рассчитать активность источника, находящегося в закрытом контейнере, тем самым убедившись в сохранности перевозимого количества радиоактивных материалов.

Подобный расчет полностью аналогичен расчету активности абсолютным методом, с той лишь разницей, что в соотношение, связывающее число зарегистрированных импульсов и активность исследуемого образца, вводится дополнительный коэффициент, учитывающий ослабление излучения в контейнере.

Соответственно, соотношение (3.5) можно записать в виде

$$A = K_1 \cdot \frac{N_{\text{изм}}}{t}, \quad (3.9)$$

где коэффициент K_1 связан с коэффициентом K следующим соотношением:

$$K_1 = \frac{K}{e^{-\mu \cdot d}}, \quad (3.10)$$

где μ – линейный коэффициент ослабления излучения в веществе контейнера, ряд значений данного коэффициента приведен в таблице 3.1.

Значения коэффициента для промежуточных энергий могут быть получены с помощью метода МНК или взяты из справочников.

Геометрический фактор для чувствительной части детектора в виде цилиндра высотой d , радиусом r и в случае точечной геометрии (рис. 3.2) может быть рассчитан с использованием следующей формулы:

$$G = \frac{1}{2} \int_0^{\theta_1} \sin \theta d\theta = \frac{1}{2} (1 - \cos \theta_1) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{h}{\sqrt{h^2 + r^2}} \right). \quad (3.11)$$

Таблица 3.1

**Некоторые значения линейного коэффициента ослабления
гамма-излучения, см⁻¹**

Энергия излучения, МэВ	Свинец	Железо	Медь	Алюминий	Бетон	Вода
0,1	60	2,82	3,94	0,444	0,378	0,171
0,2	11,8	1,13	1,40	0,323	0,275	0,137
0,3	4,76	0,85	0,95	0,278	0,236	0,119
0,4	2,51	0,73	0,824	0,251	0,214	0,106
0,5	1,72	0,66	0,732	0,228	0,194	0,0967
1,0	0,79	0,47	0,522	0,166	0,141	0,0706
1,5	0,58	0,38	0,426	0,137	0,116	0,0576
2,0	0,51	0,33	0,371	0,117	0,100	0,0493
5,0	0,49	0,25	0,282	0,075	0,064	0,0302
Плотность вещества, г/см ³	11,34	7,89	8,9	2,7	2,3	1,0

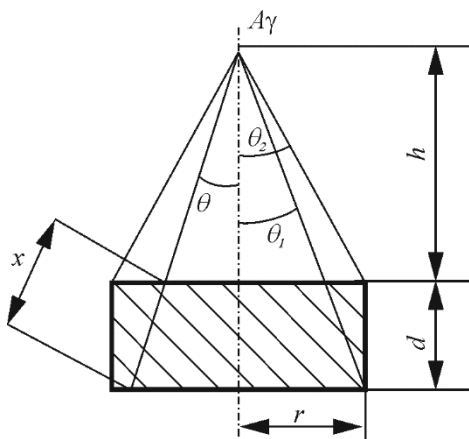


Рис. 3.2. К определению геометрического фактора для точечной геометрии источник-детектор (x – путь, проходимый гамма-квантами в чувствительной части детектора)

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Детектор, используемый в данной работе, относится к полупроводниковым детекторам с *p-i-n*-переходом из особо чистого германия (так называемые ОЧГ-детекторы).

Разработка детекторов большого объема из ОЧГ с концентрацией электрически активных атомов примесей менее 10^{10} см^{-3} является главным достижением за последние годы в технологии полупроводниковых детекторов (ППД). Если концентрация электрически активных примесей в полупроводнике мала, то при его охлаждении сопротивление проводника возрастает настолько, что становится возможным изготовление из него детекторов большого объема с *p-i-n*-переходом. При концентрации примесей в германии около 10^{10} см^{-3} и менее удается создать обедненную носителями область в переходе шириной около 1 см. Основным преимуществом детекторов из ОЧГ является то, что они могут храниться без охлаждения.

В настоящее время ППД из ОЧГ вытесняют литий-дрейфовые детекторы (Ge(Li)). Сдерживает их распространение сложная и дорогая технология получения особо чистого германия. Методы производства детекторов из ОЧГ подобны методам производства литий-дрейфовых детекторов, исключая стадию дрейфа.

При изготовлении детектора на внешнюю поверхность цилиндрического образца напыляют литий, который диффундирует в глубь образца на глубину порядка 10^{-4} см. Слой лития является n^+ -контактом, p^+ -контакт создается имплантацией ионов-акцепторов (чаще бора) в стенки центрального отверстия. Радиус такого коаксиального детектора может составлять 2–3 см, высота – 6–7 см. Изготавливаются и плоские ППД из ОЧГ. Толщина обедненной носителями области зависит от концентрации примесей в исходном монокристалле и приложенного напряжения смещения. Так, при смещении 600 В и концентрации атомов примесей 10^{10} см^{-3} ширина обедненной зоны достигает 1 см. Максимальная

концентрация атомов примесей в германии, при которой еще можно изготавливать детекторы без компенсации с шириной обедненной зоны 1 см, составляет $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. ОЧГ-детекторы отличаются исключительно малым уровнем токов утечки (около 10^{-11} А). Поэтому энергетическое разрешение таких детекторов лучше, чем у Ge(Li).

На рис. 3.3 в качестве примера приведен аппаратурный спектр гамма-излучения, полученный с помощью коаксиального ОЧГ-детектора с энергетическим разрешением 1,9 кэВ по линии 1173 кэВ.

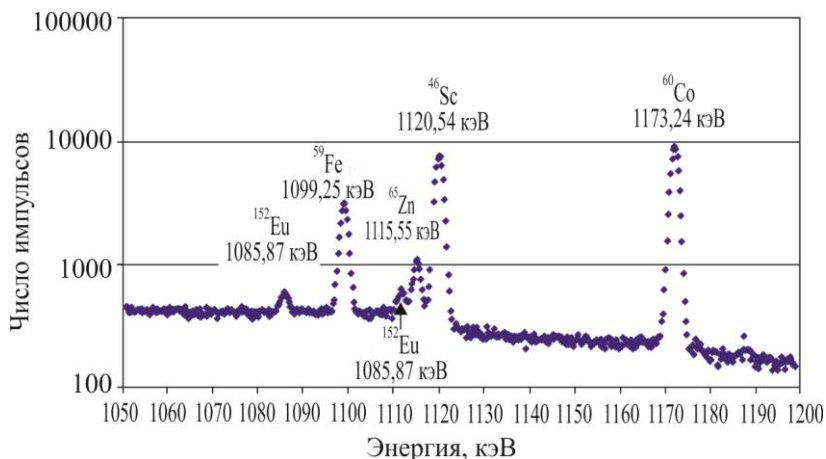


Рис. 3.3. Часть спектра наведенной активности образца горной породы, облученной тепловыми нейтронами в реакторе МИФИ при времени выдержки 180 дней

Общая схема гамма-спектрометра, изучаемого в данной работе, приведена на рисунке 3.4.

Чувствительная часть детектора (кристалл ОЧГ) расположена в верхней части корпуса детектора и представляет собой вертикально ориентированный цилиндр диаметром 50,5 мм и высотой 31,3 мм. Расстояние от верхней плоскости кристалла ОЧГ до внут-

ренней стенки корпуса детектора составляет 3 мм. Толщина стенки корпуса 1,27 мм (алюминий).

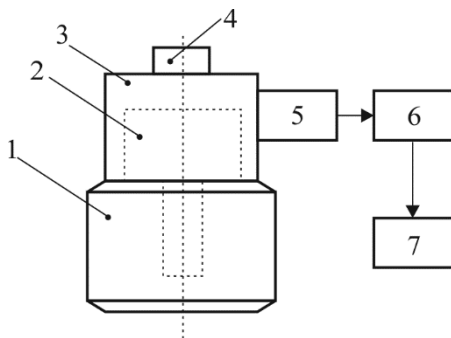


Рис. 3.4. Общая схема гамма-спектрометра на основе ОЧГ-детектора:

- 1 – сосуд Дьюара; 2 – ОЧГ ППД; 3 – криостат;
- 4 – место установки исследуемых образцов; 5 – предусилитель;
- 6 – анализатор (специализированная плата SBS-50, вставляемая в ПК);
- 7 – устройство ввода и вывода информации (ПК)

Питание детектора осуществляется с помощью источника высокого напряжения, встроенного в плату анализатора SBS-50, управляемого программным способом с персонального компьютера. Питание предусилителя детектора также осуществляется с помощью выхода на плате анализатора. Плата спектрометрического анализатора управляется с помощью программы набора и обработки спектров eSBS.

ПОДГОТОВКА СПЕКТРОМЕТРА К РАБОТЕ

Убедиться в надежности установки детектора с сосудом Дьюара (детектор установлен в сосуд без перекосов, сосуд устойчиво стоит на полу).

Проверить правильность и надежность подключения соединительных кабелей. Кабель с разъемом питания предусилителя де-

тектора (RS-232) подключается к соответствующему гнезду на плате анализатора. Кабель с разъемом для высокого напряжения (BNC HV) и сигнальный кабель (output 1, BNC) также подключаются к соответствующим разъемам на плате анализатора.

Включить персональный компьютер, дождаться загрузки рабочего стола. Запустить программу набора и обработки спектров **eSBS**. При запуске программы появится предложение подать высокое напряжение на детектор. Рабочее напряжение детектора ОЧГ составляет +1800 В. Установить время подъема напряжения **5 минут** и включить подачу напряжения на детектор.

Дальнейшая работа с детектором осуществляется в соответствии с руководством пользователя программы **eSBS**.

По завершении работы необходимо отключить высокое напряжение с детектора.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

***ВНИМАНИЕ!!!** Включение установки и размещение источников ионизирующего излучения осуществляются только в присутствии преподавателя.*

Задание 1. Ознакомление с программой набора и обработки. Калибровка спектрометра.

Произвести подготовку спектрометра гамма-излучения к работе согласно приведенной инструкции.

Произвести калибровку спектрометра программными средствами. Для этого следует набрать спектр излучения совместно установленных источников Ва-133 и Со-60 в течение **10 минут** с учетом фона. Установка источников производится с учетом максимально допустимого значения мертвого времени в размере 5%. Используя руководство оператора программы, провести калибров-

ку спектрометра. Проверить калибровку по уже набранному спектру (использовать другие линии энергии Ва-133).

В случае если проведенная калибровка оказалась удовлетворительной, приступить к дальнейшему выполнению работы. Удовлетворительной считается калибровка, при которой точность совпадения табличного и экспериментального значения энергии гамма-линии нуклида составляет ± 3 кэВ. В противном случае произвести подкалибровку спектрометра с помощью одной линии. По окончании подкалибровки сохранить набранный спектр как калибровочный в двух форматах (*.sps и *.spe). Формат спектров *.spe, открываемый большинством текстовых редакторов (например, с помощью редактора «Блокнот»), позволит обрабатывать их в любой другой сторонней программе (Mathcad, Origin и др.). Формат *.sps позволит при необходимости работать с набранными в данной работе спектрами в среде программы **eSBS** (программу можно получить во время выполнения работы).

Далее в отсутствие источников излучения набрать спектр фона в течение **10 минут**, сохранить его в папку «ЛР Активность источников», подпапку «%фамилии исполнителей работы%» и в дальнейшем использовать данный спектр как фоновый для обработки каждого измерения.

Задание 2. Получение зависимости фотоэффективности от энергии гамма-излучения для ППД из ОЧГ.

Произвести поочередно запись спектров гамма-излучения источников Со-60 и Ва-133, после чего с помощью возможностей программы обработки спектров или сторонней среды обработки определить необходимые характеристики набранных спектров для расчета значений фотоэффективности детектором из ОЧГ гамма-излучения.

Значение времени набора спектров установить в размере **10 минут** для каждого источника. Измерить расстояние между точкой расположения источников и внешней поверхностью корпуса детектора.

Сохранить набранные спектры.

Результаты измерений занести в таблицу 3.2.

На основании данных таблицы 3.2 построить график зависимости эффективности регистрации гамма-излучения детектором от энергии зарегистрированных гамма-линий.

Таблица 3.2

Фотоэффективность ППД ОЧГ

Источник ИИ	Энергия линии, кэВ	Выход фотонов k , %	Расстояние до детектора, см	G	η , %
^{60}Co					
$^{133}\text{Ba}^*$					

* Учесть наличие нескольких линий гамма-квантов для изотопов.

Задание 3. Измерение активности исследуемого образца абсолютным методом.

Провести запись спектра источника Ва-133, взятого из другого набора ОСГИ. Время набора спектра установить **10 минут**. Исследуемый источник установить в то же положение, что и источник Ва-133 из задания № 2. Записать полученный спектр. Произвести расчет активности исследуемого образца абсолютным методом. Получить несколько значений активности данным методом, используя в расчетах различные линии гамма-излучения исследуемого источника.

Результаты измерений занести в таблицу 3.3.

Таблица 3.3

Активность исследуемого образца. Абсолютный метод

Источник ИИ	Энергия линии, кэВ	k , %	$n_{\text{изм}}$, имп/с	η , %	A , Бк
^{133}Ba					

* Учесть наличие нескольких линий гамма-квантов для изотопа ^{133}Ba .

Задание 4. Измерение активности исследуемого образца относительным методом.

На основании спектров источников Ва-133 из разных наборов ОСГИ, набранных в заданиях № 2 и № 3 произвести расчет значения активности исследуемого образца (Ва-133 из задания № 3) относительным методом.

Сравнить полученный результат с результатом предыдущего задания.

Результаты измерений занести в таблицу 3.4.

Таблица 3.4

Активность исследуемого образца. Относительный метод

Источник ИИ	A _э , Бк	n _{изм.э} , имп/с	n _{изм.х} , имп/с	A, Бк
¹³³ Ba				

Задание 5. Измерение активности источника, находящегося в контейнере.

Провести поочередно набор спектров источников Cs-137 и Со-60, помещенных в свинцовый контейнер. Установить время набора **10 минут**. Произвести измерения необходимых геометрических параметров эксперимента (размеры контейнера, расстояние до детектора и т. д.). Записать полученные спектры. Используя ранее полученную кривую зависимости фотоэффективности от энергии, рассчитать активности данных изотопов с учетом поправки на поглощение части излучения в контейнере. Результаты измерений занести в таблицу 3.5.

Таблица 3.5

Поправка на поглощение в контейнере

Источник ИИ	Ослабление, %	Толщина стенки контейнера	Геометрический фактор	A _{паспорт} , Бк	A _{изм} , Бк
⁶⁰ Со					
¹³⁷ Cs					

Примечание. Сведения о источниках ионизирующего излучения (дата изготовления, активность на момент изготовления, данные о каналах распада), а также о особенностях работы с программой набора и обработки спектров приведены в приложении, которое можно взять у преподавателя или лаборанта, сопровождающих выполнение данной работы.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какие существуют методы определения активности радиоактивных образцов?
2. Чем отличаются эффективность регистрации и фотоэффективность?
3. Что входит в расчет поправки на ослабление гамма-излучения?
4. Перечислите особенности полупроводникового детектора на основе особо чистого германия.

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. PANDA – Пассивный неразрушающий анализ ядерных материалов (справочное пособие, можно получить у лаборанта или преподавателя в электронном виде).
2. Машкович В.П., Кудрявцева А.В. Защита от ионизирующих излучений. Справочник. М., Энергоатомиздат, 1995, 496 с.
3. Бекман И.Н. Атомная и ядерная физика: радиоактивность и ионизирующие излучения: учебник для бакалавриата и магистратуры. 2-е изд., испр. и доп. М.: Издательство Юрайт, 2018.
4. Горн Л.С., Чебышов С.Б., Самосадный В.Т. и др. Ядерное приборостроение. Том 1. Приборы для измерения ионизирующих излучений. М.: Восточный горизонт, 2005.

5. Болоздыня А.И., Ободовский И.М. Детекторы ионизирующих частиц и излучений. Принципы и применения. М.: ИД Интеллект, 2012.
6. Бетенеков Н.Д., Денисов Е.И., Пузако В.Д. Элементы радиометрии и спектрометрии ионизирующих излучений: учебно-метод. пособие. Екатеринбург: ГОУ ВПО УГТУ-УПИ, 2004.
7. Беспалов В.И. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом: учеб. пособие. 2-е изд. Томск: Изд-во Дельта-план, 2006.
8. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.: Энергоатомиздат, 1985.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №4. ОДНОКРИСТАЛЬНЫЙ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

Цель: изучение принципа действия и устройства однокристалльных сцинтилляционных спектрометров гамма-излучения на основе сцинтилляторов с различным энергетическим разрешением; освоение работы на спектрометре; экспериментальное определение основных параметров гамма-спектров; нахождение энергетического разрешения спектрометра.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Сцинтилляционные спектрометры широко применяются для решения многих задач прикладной ядерной физики. Объясняется это, прежде всего, такими свойствами сцинтилляционных детекторов, как высокая эффективность регистрации многих видов излучений, высокая временная разрешающая способность, способность измерять энергию частиц и фотонов. Аппаратура для сцинтилляционных измерений проста по конструкции и надежна в эксплуатации. Недостатком сцинтилляционного метода исследования излучений является невысокое энергетическое разрешение и сложность обработки результатов измерений.

Так как большинство сцинтилляторов создают световые вспышки по величине пропорциональные поглощенной энергии, то, измеряя величину световой вспышки, т. е. амплитуду импульса на аноде фотоумножителя, можно измерить энергию частицы. Измерение спектрального распределения гамма-излучения сводится

к измерению спектра амплитуд импульсов и введению соответствующих аппаратурных поправок.

Для получения хороших характеристик сцинтилляционного спектрометра сцинтиллятор должен поглощать гамма-излучение с большой эффективностью. Коэффициент поглощения зависит в основном от энергии гамма-излучения и от плотности сцинтиллятора.

Значение коэффициента линейного поглощения μ определяется тремя основными механизмами взаимодействия гамма-излучения с веществом.

При взаимодействии гамма-излучения с энергией $0,5 \leq E \leq 2,5$ МэВ с легкими веществами преобладает явление рассеяния. В результате рассеяния фотон, сталкиваясь с электроном, теряет часть своей энергии и изменяет направление движения.

Изменение энергии фотона с частотой ν_0 в случае комптоновского рассеяния может быть выражено следующей формулой:

$$h\nu' = \frac{h\nu_0}{1 + \frac{h\nu_0}{m_0c^2} \cdot (1 - \cos\theta)}, \quad (4.1)$$

где ν' – частота рассеянного фотона, θ – угол между падающим и рассеянным фотонами.

Явление комптоновского рассеяния на электроне характеризуется коэффициентом σ_e .

Величина коэффициента рассеяния, рассчитанная на один атом, пропорциональна концентрации электронов в единице объема поглощающего вещества:

$$\sigma_a = \sigma_e \rho \cdot N_A Z \frac{1}{A}, \quad (4.2)$$

где σ_e – коэффициент рассеяния, отнесенный к одному электрону, ρ – плотность поглощающего вещества, N_A – число Авогадро, Z – порядковый номер элемента, A – атомный вес.

Если известна величина коэффициента σ_a для свинца, которая приводится обычно в таблицах, то для любого элемента

$$\sigma_a = \sigma_{a\text{Pb}} \frac{\rho}{11,3} \cdot \frac{207,2}{A} \cdot \frac{Z}{82}. \quad (4.3)$$

Для мягкого гамма-излучения преобладающим видом взаимодействия с тяжелыми веществами является фотоэффект, характеризующийся коэффициентом τ . В результате этого явления фотон полностью отдает свою энергию электрону. Энергия фотона E_γ распределяется в соответствии с формулой

$$E_\gamma = I_0 + E_e, \quad (4.4)$$

где I_0 – энергия, затрачиваемая на вырывание электрона из электронной оболочки, E_e – кинетическая энергия электрона.

Коэффициент поглощения τ выражает долю квантов, поглощаемых на единице пути в веществе. Величина коэффициента поглощения пропорциональна числу атомов поглощающего вещества в 1 см^3 и, отнесенная к одному атому, выражается следующей формулой:

$$\tau_a = a \cdot \left(\frac{1}{h\nu} \right)^{2,8} \cdot Z^5 \text{ [см}^2\text{]}, \quad (4.5)$$

где a – постоянная.

Полный коэффициент поглощения в данном веществе

$$\tau = \tau_a \frac{\rho \cdot N_A}{A}. \quad (4.6)$$

Если известна величина коэффициента τ для свинца, то для любого элемента

$$\tau = \tau_{\text{Pb}} \frac{\rho}{11,3} \frac{207,2}{A} \left(\frac{Z}{82} \right)^5. \quad (4.7)$$

Для фотонов с энергией, большей 1,02 МэВ, при взаимодействии с тяжелыми веществами может происходить образование пар электрон-позитрон. Это явление не имеет существенного значения для естественных радиоактивных элементов.

Численное значение коэффициента χ , характеризующего явление образования пар, отнесенное к одному атому, выражается формулой

$$\chi_a = bZ^2(h\nu - 2m_0c^2), \quad (4.8)$$

где b – постоянный коэффициент.

Величина коэффициента χ , выражающего долю квантов, поглощенных на единице длины пути, равна

$$\chi = \chi_a \cdot \frac{\rho \cdot N_A}{A}. \quad (4.9)$$

Если известен коэффициент χ_{Pb} свинца, то для получения χ в любом другом веществе можно пользоваться выражением

$$\chi = \chi_{\text{Pb}} \cdot \frac{\rho}{11,3} \cdot \frac{207,2}{A} \left(\frac{Z}{82} \right)^2. \quad (4.10)$$

Ослабление гамма-излучения в целом характеризуется коэффициентом, учитывающим все три описанные выше явления, и происходит по экспоненциальному закону:

$$N = N_0 e^{-\mu \cdot d}, \quad (4.11)$$

где N – число фотонов после прохождения слоя поглотителя толщиной d ;

N_0 – первоначальное число фотонов; μ – коэффициент ослабления гамма-излучения:

$$\mu = \sigma + \tau + \chi. \quad (4.12)$$

Экспоненциальный закон поглощения достаточно хорошо соблюдается для узкого пучка лучей, выделенного с помощью диафрагмы.

Коэффициент μ возрастает с увеличением плотности вещества в большинстве случаев по линейному закону, поэтому имеет место соотношение

$$\frac{\mu}{\rho} \approx const. \quad (4.13)$$

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОДНОКРИСТАЛЬНОГО СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ГАММА-СПЕКТРОМЕТРА

Основными характеристиками сцинтилляционного спектрометра являются эффективность, светосила и разрешающая способность. Светосилой спектрометра η называется отношение числа фактически регистрируемых им за единицу времени частиц или квантов одной энергетической группы к полному числу частиц или квантов той же энергетической группы, испускаемых источником. Светосила спектрометра определяется двумя факторами: геометрической эффективностью (эффективным телесным углом) ω , определяющей, какая доля излучения, испускаемого источником, попадает в детектор, и эффективностью регистрации $\bar{\eta}$, определяющей, какая часть поступающего в детектор излучения будет фактически зарегистрирована.

Эффективность регистрации гамма-излучения сцинтилляционным спектрометром определяется из выражения

$$\bar{\eta} \cong 1 - e^{-\mu \cdot x}, \quad (4.14)$$

где μ – линейный коэффициент поглощения гамма-излучения; x – путь, пройденный фотонами в сцинтилляторе.

Для определения разрешения спектрометра рассмотрим две близкие моноэнергетические группы фотонов с энергиями E_i и E_{i+1} , изображенные в энергетическом распределении, полученном на спектрометре (рис. 4.1).

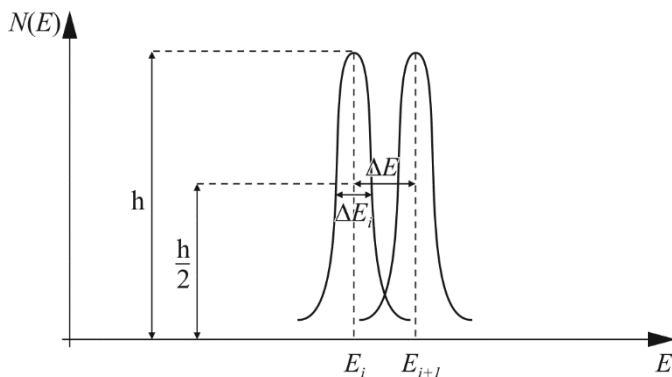


Рис. 4.1. К определению энергетического разрешения сцинтилляционного спектрометра

Пусть $E_{i+1} - E_i = \Delta E$, тогда разрешающая способность спектрометра дается следующим выражением:

$$D = \frac{E_i}{\Delta E}. \quad (4.15)$$

В спектроскопии ядерных излучений, как и в оптике, понятие разрешающей способности условно, так как разделение двух линий существенно зависит от их формы. Форма спектральных линий принимается либо лоренцевской, либо гауссовой. Разрешающая способность спектрометра любого типа оценивается по даваемому им разрешению – величине, обратной разрешающей способности, – и выражается в процентах:

$$d = \frac{1}{D} \cdot 100 [\%]. \quad (4.16)$$

Принимая условно, что две спектральные линии еще могут наблюдаться раздельно, если они сдвинуты одна относительно дру-

гой на половину ширины спектральной линии, т. е. на ширину линии на высоте, равной половине максимальной, ΔE_i (см. рис. 4.1), приходим к определению понятия энергетического разрешения (величину ΔE_i иногда называют полушириной линии E_i)

$$d = \frac{\Delta E_i}{E_i} \cdot 100 [\%], \quad (4.17)$$

где ΔE_i – полуширина линии с энергией E_i .

Процесс образования квантов света в сцинтилляторе под действием гамма-фотонов или заряженных частиц является процессом статистическим. Статистический характер носят также и последующие процессы: соби́рание фотонов на фотокатод умножителя, эмиссия фотоэлектронов с фотокатода, соби́рание фотоэлектронов на первый динод, процесс умножения электронов на динодах. В соответствии с этим наблюдается статистический разброс амплитуд выходных импульсов около некоторого среднего значения, что приводит к конечному значению разрешения.

Число фотонов, попадающих из сцинтиллятора на фотокатод, в общем случае

$$m_1 = \frac{E \cdot \chi \cdot F \cdot f}{E_{\phi}}, \quad (4.18)$$

где E – энергия частицы; E_{ϕ} – средняя энергия фотонов; χ – конверсионная эффективность сцинтиллятора; F – коэффициент оптической прозрачности сцинтиллятора; f – коэффициент светосбора.

В результате поглощения света сцинтиллятора в фотокатод из него выбиваются фотоэлектроны. Число фотоэлектронов G , выбиваемых одним квантом света, зависит от фотоэлектрических свойств фотокатода и от его оптической прозрачности по отношению к падающему световому излучению. Величину G принято называть конверсионной эффективностью фотокатода по отношению к фотонам с оптимальной для данного фотокатода частотой.

При попадании в фотокатод образуется n фотоэлектронов, причем

$$n = m_1 \cdot G \cdot p(\nu), \quad (4.19)$$

где множитель $p(\nu) \leq 1$ учитывает отклонение частоты фотонов от оптимальной для данного фотокатода частоты фотонов ν_0 и зависит от материала фотокатода и его подложки. Произведение $G \cdot p(\nu)$ может быть названо средней эффективностью фотокатода.

Число электронов N , достигшее анода ФЭУ в результате попадания на фотокатод m_1 световых фотонов, равно

$$N = m_1 G p(\nu) c q^k, \quad (4.20)$$

где c – коэффициент, учитывающий эффективность собирания фотоэлектронов на 1-й диноде ФЭУ; q – коэффициент умножения каждого динода, а k – число динодов.

Можно показать, что среднеквадратичное отклонение числа электронов в импульсе на аноде ФЭУ представляется в виде

$$\frac{\overline{\Delta N^2}}{N^2} = \frac{\overline{\Delta n^2}}{n^2} + \frac{1}{n} \left[\frac{\overline{\Delta q_1^2}}{q_1^2} + \frac{\overline{\Delta q^2}}{q_1 q (q-1)} \right], \quad (4.21)$$

где $\overline{\Delta q_1^2}$ – дисперсия коэффициента умножения первого динода, $\overline{\Delta q^2}$ – дисперсия коэффициента умножения всех остальных динодов.

Если предположить, что эмиссия одного фотоэлектрона из фотокатода происходит независимо от эмиссии любого другого фотоэлектрона, то этот процесс будет подчиняться закону распределения Пуассона и $\overline{\Delta n^2} = n = m_1 G p(\nu) c$.

Тогда

$$\frac{\overline{\Delta N^2}}{N^2} = \frac{1}{m_1 \cdot Gp(v) \cdot c} \left[\frac{\overline{\Delta q_1^2}}{q_1^2} + \frac{\overline{\Delta q^2}}{q^2} \right] = \frac{E_\phi}{E \cdot \chi \cdot F \cdot f \cdot Gp(v) \cdot c} \cdot \left[\frac{\overline{\Delta q_1^2}}{q_1^2} + \frac{\overline{\Delta q^2}}{q_1 \cdot q \cdot (q-1)} \right]. \quad (4.22)$$

Из формулы можно заключить, что относительный разброс амплитуд импульсов можно существенно уменьшить улучшением условий собирания фотоэлектронов на первый диод, увеличением чувствительности фотокатода, улучшением качества сцинтиллятора и условий собирания света на фотокатод. Особенно желательно иметь высокий коэффициент вторичной эмиссии. Однако здесь следует проявлять осторожность, так как $\overline{\Delta q^2}$ при больших ускоряющих напряжениях может расти быстрее q .

Экспериментально установлено, что распределение импульсов по амплитудам на выходе ФЭУ следует закону Гаусса:

$$g(E) = \frac{1}{\sigma \cdot \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(E_\gamma - E)^2}{2\sigma^2} \right], \quad (4.23)$$

где E_γ – энергия, соответствующая максимуму распределения.

Параметр σ^2 (среднеквадратичная флуктуация величины E) легко связать с экспериментально наблюдаемой шириной распределения на половине высоты $\Gamma \equiv \Delta E$.

$$\sigma^2 = \frac{\Gamma}{2 \cdot \ln 2}. \quad (4.24)$$

Следовательно, квадрат относительной среднеквадратичной флуктуации

$$\frac{\overline{\Delta N^2}}{N^2} = \frac{\Gamma^2}{E_\gamma^2} \cdot \frac{1}{2 \ln 2} = d^2 \frac{1}{2 \ln 2}, \quad (4.25)$$

где d – относительная ширина на половине высоты, т. е. квадрат разрешения спектрометра

$$d^2 = \frac{\overline{\Delta N^2}}{N^2} 2 \cdot \ln 2. \quad (4.26)$$

В практике работы со сцинтилляционными детекторами часто необходимо оценить возможное амплитудное разрешение при измерении спектра частиц с энергией E , тогда как заранее известно амплитудное разрешение для частиц с энергией E_0 . Грубо можно оценить разрешение, учитывая формулы (4.26) и (4.22), т. е.

$$d \approx \frac{1}{\sqrt{E}}.$$

Результаты экспериментов со сцинтилляционными детекторами показали, что с достаточной степенью точности величина амплитудного разрешения определяется выражением

$$d = \left[A + \frac{B}{E} \right]^{1/2}, \quad (4.27)$$

где E – энергия регистрируемой частицы; A и B – постоянные, зависящие от фотоумножителя и сцинтиллятора. Коэффициенты A и B постоянны для каждого сцинтилляционного детектора.

В таблице 4.1 приведены современные сцинтилляторы, среди которых присутствуют $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ и $\text{NaI}(\text{Tl})$, примененные в спектрометрах, характеристики которых исследуются в данной работе.

Исходя из табличных данных, можно сказать, что кристалл LaBr_3 обладает значительно превосходящим йодистый натрий и другие сцинтилляторы энергетическим разрешением – 2,6% по линии 662 кэВ, а также имеет высокую плотность, что позволяет регистрировать больше гамма-квантов. Также бромид лантана отличается высоким значением световыхода – 63000 фотон/МэВ (йодистый натрий – 38000 фотон/МэВ) и имеет хорошие временные свойства.

Таблица 4.1

Характеристики современных сцинтилляторов

Сцинтиллятор	Плотность, г/см ³	Темп. коэфф., %/°C	Постоянная времени спада, нс	Световой ход, фотон/кэВ (% к NaI(Tl))	Разрешение на 662 кэВ, %
NaI(Tl)	3,67	-0,3	250	38; (100)	6-8
Bi ₄ Ge ₃ O ₁₂ (BGO)	7,13	-1,2	300	10; (20)	9,5-12
Lu _{2(1-x)} Y _{2x} SiO ₅ :Ce (LYSO) x=0,1	7,1	0,04	41	30; (75)	7-11
LaCl ₃ :Ce	3,79	0,7	28	49; (70-90)	2,5-3,5
LaBr ₃ :Ce	5,29	0	16	63; (130)	2,5-3,5

Для того чтобы с помощью сцинтилляционного спектрометра можно было достаточно точно изучать сложные спектры, необходимо знать интенсивность и вид распределения импульсов на выходе спектрометра для гамма-излучения соответствующей энергии. Тот факт, что фотоны при разных процессах взаимодействия составляют в сцинтилляторе различную долю своей первоначальной энергии, обуславливает появление на выходе гамма-спектрометра импульсов с различными амплитудами, отличающихся от амплитуд импульсов, соответствующих полному поглощению энергии фотонов.

Рассмотрим аппаратурную форму линии для фотонов энергии $E_\gamma < 1,02$ МэВ. В качестве примера на рисунке 4.2 продемонстрированы спектры ¹³⁷Cs, измеренные с помощью кристаллов NaI(Tl) и LaBr₃(Ce). Размер обоих кристаллов 3×3 дюйма. Источник при этом находился на оси детектора.

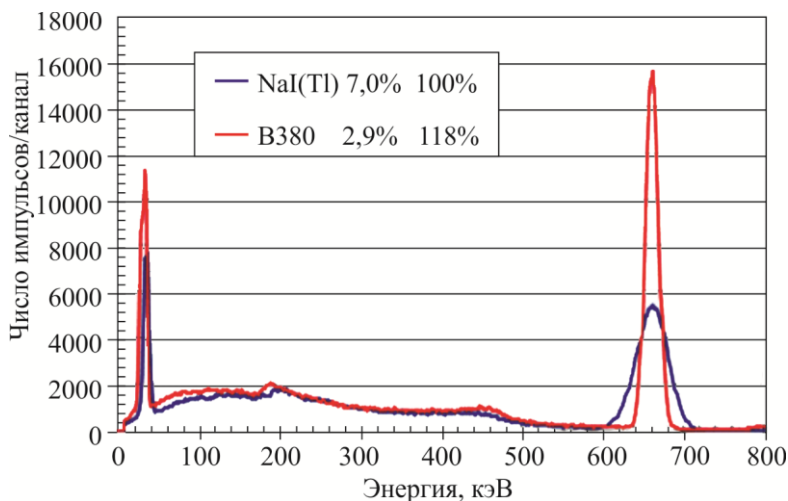


Рис. 4.2. Сравнение спектров ^{137}Cs , полученных с применением сцинтилляторов NaI(Tl) – синий и LaBr₃(Ce) – красный, размерами 3×3 дюйма

Анализ площади под пиками показывает, что бромид лантана регистрирует на 18% больше гамма-квантов ввиду большей плотности. Аналогичная картина наблюдается и в области 32 кэВ (K_{α} – рентгеновская линия бария).

Пик в конце распределения импульсов по каналам связан с полным поглощением энергии фотонов в сцинтилляторе и называется пиком полного поглощения. Происхождение пика полного поглощения связано с процессом фотоэлектрического взаимодействия и многократного рассеяния в сцинтилляторе. Небольшая асимметрия в низкоэнергетической части пика обусловлена процессами многократного рассеяния, происходящими в детекторе, а также комптоновским рассеянием гамма-фотонов под малыми углами в упаковке кристалла и подложке источника.

Непрерывное распределение импульсов создается электронами отдачи при комптоновском рассеянии фотонов в сцинтилляторе с последующим вылетом рассеянного кванта из кристалла.

В гамма-спектре ^{137}Cs в районе 200 кэВ на непрерывное комптоновское распределение накладывается широкий пик несимметричной формы, обусловленный рассеянием гамма-излучения от окна фотоумножителя, стенок защитного кожуха и стеклянного торца контейнеров, в которые упакованы кристаллы. Этот пик принято называть пиком обратного рассеяния. В его формировании участвуют те рассеянные кванты, которые попадают в кристалл в интервале углов $90\text{--}180^\circ$. Энергия таких фотонов очень слабо зависит от угла и заключена поэтому в относительно небольшом энергетическом интервале, что и приводит к образованию пика.

Источником паразитного излучения, обуславливающего значительные искажения мягкой части спектра, является характеристическое излучение от окружающего материала. Очень часто в качестве защитного материала используется свинец, что приводит к образованию характеристического излучения с энергией 72 кэВ.

Соотношение площадей под непрерывным распределением и пиком полного поглощения является важной характеристикой спектрометра и зависит от размеров сцинтиллятора, энергии регистрируемого излучения и геометрии пучка. С увеличением размеров сцинтиллятора площадь под пиком полного поглощения растет за счет многократного рассеяния гамма-излучения, приводящего к полной потере энергии первичных гамма-квантов в детекторе. Этот процесс происходит тем эффективнее, чем меньше энергия первичных квантов и чем больше размеры сцинтиллятора.

Согласно общепринятому определению, отношение числа импульсов в пике полного поглощения к числу импульсов под всем спектром называется фоточастью спектрометра P . Другой важной характеристикой спектрометра является эффективность фоторегистрации (фотоэффективность) $\eta_{\text{ф}}$, представляющая собой отношение числа импульсов в пике полного поглощения к числу гамма-фотонов, падающих на кристалл. Отношение фотоэффективности к фоточасти дает полную эффективность регистрации фотонов спектрометром $\bar{\eta}$, т. е.

$$\frac{\eta_{\text{ф}}}{P} = \bar{\eta}. \quad (4.28)$$

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

ВНИМАНИЕ!!! Запрещается приступать к работе, не ознакомившись с правилами безопасности при работе на установке «Однокристалльный сцинтилляционный детектор гамма-излучения».

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

В данной работе измерения спектров будут проводиться на двух установках, с использованием детекторов с разными характеристиками.

УСТАНОВКА 1

Схема установки 1 сцинтилляционного спектрометра гамма-излучения с детектором на основе кристалла NaI(Tl) приведена на рисунке 4.3.

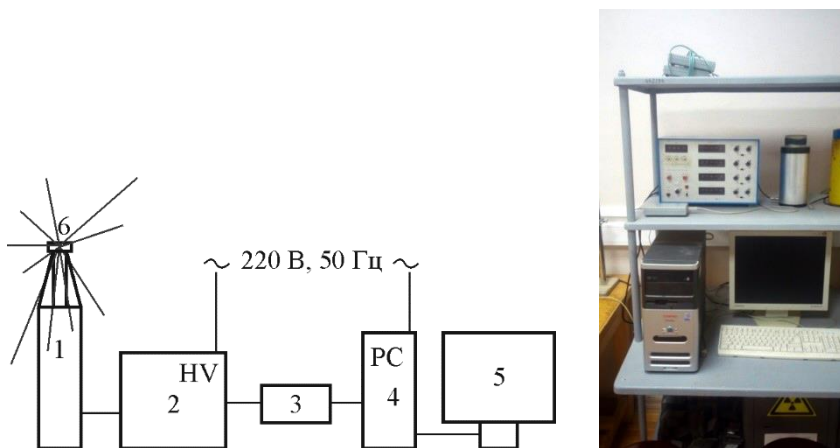
Фотоны от стандартных закрытых источников излучений регистрируются спектрометрическим сцинтилляционным детектором **1**.

Кристалл сцинтиллятора NaI(Tl) имеет размер 60×80 мм. Для работы необходимо высокое напряжение, которое подается на сцинтилляционный детектор от источника питания. Для данного детектора рабочее напряжение питания составляет 650 В.

Линейный усилитель, расположенный в одном корпусе с источником питания, предназначен для усиления импульсов, поступающих с детектора. Питание усилителя осуществляется его подключением к сети переменного тока 220 В, 50 Гц.

Цифровой анализатор-преобразователь **3** предназначен для анализа амплитуды сигнала, поступающего с усилителя, и для дальнейшего преобразования сигналов разной амплитуды в цифровые сигналы. Таким образом осуществляется разделение сигналов с разной амплитудой, что дает возможность рассмотреть особенности регистрации гамма-квантов с различной энергией (амплитуда

сигнала с детектора практически всегда напрямую связана с энергией, которую теряет регистрируемая частица внутри детектора, а значит, связана и с самой энергией частицы).



*Рис. 4.3. Схема и фотография однокристалльного
сцинтилляционного спектрометра:*

- 1 – сцинтилляционный детектор,*
- 2 – высоковольтный источник питания и усилитель;*
- 3 – амплитудный анализатор-преобразователь; 4 – персональный компьютер с программой набора и обработки спектров;*
- 5 – устройство вывода информации (монитор);*
- 6 – источник ионизирующего излучения*

Результаты анализа и преобразования сигнала выводятся на монитор компьютера и могут быть выведены на любой другой тип вывода информации из компьютера с помощью программы набора и обработки спектров. Результатом обработки цифровых сигналов становится формирование так называемого аппаратного спектра излучения – зависимость числа зарегистрированных частиц от их энергии. Аппаратурный спектр отличается от реального тем, что несёт на себе отпечаток средства измерения, в данном случае сцинтилляционного детектора, обладающего конечными значениями разрешения и другими определенными характеристиками.

Для данного спектрометра используется программа для набора и обработки спектров «**Раср**». Данная программа позволяет выделять определенные промежутки амплитуд импульсов детектора, возникающих при регистрации гамма-квантов (иначе говоря, *позволяет выделять различные участки набранного спектра излучения*). Данная возможность осуществляется передвижением маркеров в рабочей области программы спектрометра. Количество импульсов, поступивших с детектора в усилитель и далее в амплитудный анализатор, отображается в окне «**Интеграл**». Кроме того, имеется возможность сохранять информацию о полученных спектрах в виде отдельных документов.

УСТАНОВКА 2

Данная установка спектрометра состоит из следующих функциональных узлов:

1) Сцинтилляционного блока детектирования гамма-излучения *Гамма-1С/НВ1-02*.

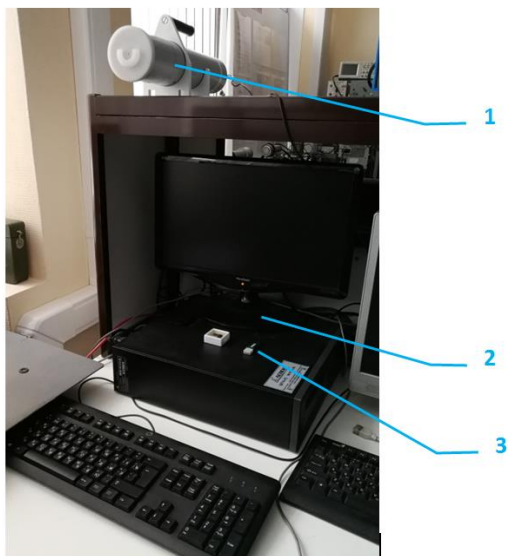
2) Персонального компьютера типа IBM.

Внешний вид спектрометра представлен на рисунке 4.4.

В детекторе спектрометра *Гамма-1С/НВ1-02* использовано автономное сцинтилляционное цифровое устройство на основе кристалла $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ размером 38×38 мм. Данный спектрометр может работать от аккумулятора (при непрерывной работе – не менее 10 часов), либо при питании от сети 220 В.

Принцип работы аналогичен работе установки 1. При облучении блока детектирования гамма-квантами в кристалле сцинтиллятора возникают световые вспышки (сцинтилляции), интенсивность которых пропорциональна энергии электронов, образующихся при взаимодействии гамма-излучения с веществом детектора, поглощенной в кристалле. Фотоэлектронный умножитель преобразует световые вспышки в импульсы тока. Амплитуда импульса тока пропорциональна интенсивности световой вспышки. Последующие электронные схемы преобразуют импульс тока в импульс

напряжения с параметрами, допускающими непосредственную его подачу на вход аналого-цифрового преобразователя многоканального амплитудного анализатора импульсов АЦП.



*Рис. 4.4. Внешний вид спектрометра:
1 – детектор Гамма-1С/НВ1-0, 2 – ПК типа IBM,
3 – ключ безопасности*

В отличие от установки 1, фотоэлектронный усилитель и цифровой преобразователь расположены непосредственно в блоке детектора.

Программное обеспечение позволяет организовать управление процессами накопления, отображения, обработки информации и вывода результатов обработки на внешние устройства компьютера. С помощью программы «**SpectraLine**» можно отслеживать спектры в режиме реального времени, а также сохранять полученные данные в виде документов.

ПОДГОТОВКА УСТАНОВКИ К РАБОТЕ

При включении установок необходимо соблюдать следующую последовательность действий.

УСТАНОВКА 1

1. Убедиться в том, что источник питания детектора отключен от сети переменного тока. Проверить подключение сцинтилляционного детектора к источнику питания. Провод, идущий от детектора, подключается к разъему «**Scint probe**» на задней панели источника питания. Посмотреть на значение регулятора высокого напряжения на лицевой панели устройства, убедиться, что на источнике питания выставлено значение напряжения меньше рабочего (не более 500 вольт) и тумблер включения высокого напряжения находится в выключенном положении.
2. Проверить подключение цифрового анализатора-преобразователя. К входу анализатора подключается кабель, идущий от выхода линейного усилителя (разъем «**analog output**» расположен на задней панели источника питания). Выход цифрового преобразователя-анализатора с помощью кабеля USB-B подключается к разъему USB компьютера.
3. Включить в сеть источник питания детектора. Включить компьютер, дождаться загрузки рабочего стола. Далее включить источник питания детектора, переключив тумблер на лицевой панели устройства в положение «**Power on**». Далее переключить тумблер высокого питания, находящийся на лицевой панели устройства под световым индикатором (под красной лампочкой), в положение «**On**». Загорится расположенный выше световой индикатор высокого напряжения (лампочка красного цвета) и будет слышен непрерывный высокочастотный звуковой сигнал. С помощью ручки регулировки напряжения

плавно выставить рабочее напряжение детектора. Дать прогреться установке в течение **10–15 минут**.

4. Запустить программу набора и обработки спектров с помощью ярлыка **«Раср»**, находящегося на рабочем столе.

УСТАНОВКА 2

1. Подключить блок детектора к сети через разъем на тыльной стороне прибора (при необходимости детектор может работать от аккумулятора) и перевести находящийся рядом переключатель в режим **«ON»**. Подключение детектора ПК производится через Bluetooth и не требует дополнительных настроек.
2. Включить ПК и вставить ключ безопасности в USB-порт. Данный ключ даст доступ к программе, отображающей полученные со спектрометра данные.
3. Отрыть папку **«SpectraLine»** на рабочем столе и запустить программу набора и обработки спектров.

НАБОР И СНЯТИЕ ДАННЫХ

УСТАНОВКА 1

1. Открыть программу набора и обработки спектров **«Раср»** с помощью ярлыка на рабочем столе и перейти в полноэкранный режим работы.
2. Открыть вкладку **«Окна»**, нажать кнопку **«Новое»**. Откроется окно анализатора, которое тоже следует перевести в полноэкранный режим. В случае наличия посторонней информации в окне анализатора, нужно очистить память анализатора с помощью команды **«Очистить»**.
3. Для установки времени набора спектра открыть окно **«Время»** и задать значение **600 с**. Начало набора информации запускается кнопкой **«Старт»** во вкладке **«Старт»**. На рисунке 4.5 показано окно программы анализатора.

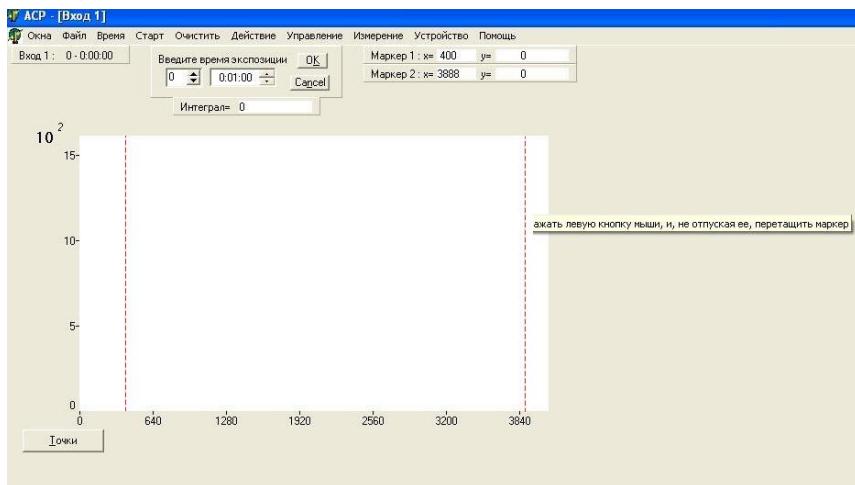


Рис. 4.5. Окно программы анализатора

4. В окне находятся красные полосы маркеров, которые дают представление о диапазоне амплитуд обрабатываемых импульсов. Положение маркеров задается координатами x и y в верхней части окна программы, при этом координаты x_1 , x_2 – это номера каналов на границах пика, а y_1 , y_2 – числа импульсов N_1 , N_2 , соответствующие выбранным каналам. Число зафиксированных импульсов N , попавшее в область между данными маркерами, отображается в окне «**Интеграл**». Область обработки можно изменять даже в процессе набора информации. Программа, помимо интегрального числа импульсов, лежащих в области между маркерами, позволяет также производить первичную обработку аппаратурных спектров гамма-излучения, аналогичных приведенному на рисунке 4.2.

При выделении области спектра, соответствующей пику полного поглощения гамма-квантов, с помощью средств программы можно произвести математическую обработку данных с поиском среднего значения и сразу же получить значение возможной ошибки. Для этого, после того как с помощью маркеров будет выделен пик полного поглощения на набранном спектре, необходимо

во вкладке «Измерение» нажать кнопку «**Параметры пика**». Появится дополнительное окно с краткой информацией о выделенном пике набранного спектра. «**Среднее**» – номер канала N_m , соответствующий максимуму пика на спектре, «**СКО**» – среднеквадратичное отклонение, или, иначе говоря, энергетическое разрешение спектрометра R в единицах каналов.

5. Остановка набора данных происходит автоматически по завершении установленного времени. Полученные результаты можно сохранить в виде текстового файла (вкладка «**Файл**», команда «**Сохранить спектр**») или же записать всю необходимую информацию непосредственно в подготовленные таблицы.
6. Перед началом следующего набора данных необходимо очистить рабочую область программы с помощью команды «**Очистить**».
7. Для набора данных с источником гамма-излучения необходимо установить выбранный источник на специальную подставку (расстояние между детектором и источником составит значение порядка 6–7 см) и повторить действия, совершенные при измерении фона (установив требуемое время набора).

УСТАНОВКА 2

1. Открыть программу SpectraLine, находящуюся на рабочем столе. В открывшемся окне программы, во вкладке «**Анализатор**» выбрать команду «**Открыть**». Должно открыться окно анализатора импульсов (рис. 4.6). Очистить память анализатора с помощью команды **F2** или нажатием на кнопку очистки.
2. Запустить набор спектра нажатием клавиши **F3** или нажатием на кнопку в виде зеленой стрелки на панели инструментов программы набора и обработки спектров. Не внося изменений в появившееся окно свойств набираемого спектра, нажать кнопку «**Ок**», в следующем появившемся окне установить режим набора «**По живому времени**» и выставить время набора спектра **600 секунд**.

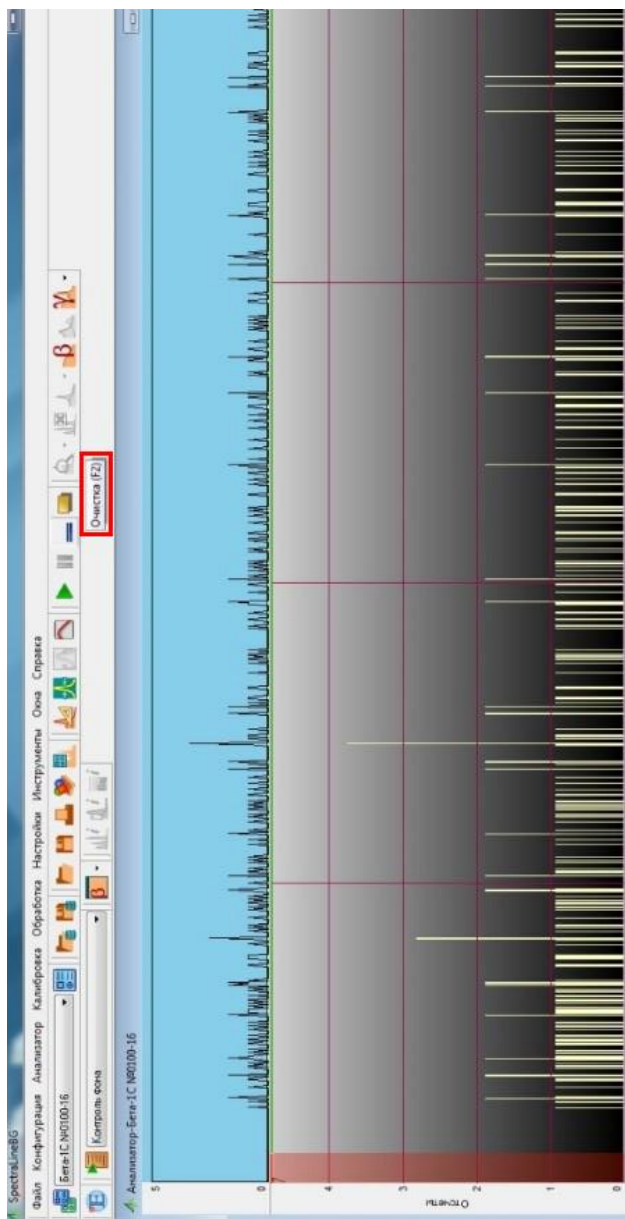


Рис. 4.6. Окно анализатора импульсов и кнопка очистки памяти анализатора

3. При работе в данной программе невозможно выделить область для непосредственного подсчета интегрального значения. Тем не менее можно устанавливать маркер в краевые точки пика, фиксируя номера каналов n и число импульсов N в этих точках. Таким же образом можно снять значение канала N_m , соответствующего максимуму пика полного поглощения.
4. Окончание набора спектра происходит автоматически по завершении установленного времени. Необходимо сохранить набранный спектр в папку, созданную на рабочем столе с помощью команды «**Сохранить как**» во вкладке «**Файл**». При сохранении выбрать формат файла GBS с расширением «**.spe**». Полученный файл представляет собой набор данных, соответствующий записанному спектру: столбец данных, каждая строчка в котором соответствует числу отсчетов, зарегистрированных в каналах спектрометра. Отсчет каналов ведется от нулевого значения до значения количества каналов в детекторе.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

ВНИМАНИЕ!!! Включение установки и размещение источника ионизирующего излучения осуществляются только в присутствии преподавателя.

В данной работе используются эталонные радиоактивные источники гамма-квантов типа ОСГИ (см. рис. 4.7).

Ознакомиться с установкой по описанию, усвоить правила работы на установке. Включить установку в соответствии с инструкциями в описании.

Установить на каждом из детекторов по одному из источников излучения.



Рис. 4.7. Внешний вид источников ионизирующего излучения ОСГИ

Напоминание: при работе с источниками ионизирующего излучения запрещается подвергать их разрушающим воздействиям, брать незащищенными руками, подносить к глазам, забирать с собой или как-либо еще использовать не по назначению.

Задание 1. Снять амплитудное распределение импульсов для 5 источников гамма-излучений (^{60}Co , ^{137}Cs , ^{22}Na , ^{241}Am , ^{133}Ba). Время измерения каждого спектра **600 с**. Результаты измерения занести в таблицу 4.2 (Это и последующие задания необходимо выполнить для каждой из описанных экспериментальных установок).

Для полной характеристики требуется написать количество импульсов в пике N полного поглощения, граничные номера каналов пика n_1 , n_2 и соответствующее им число импульсов N_1 , N_2 . Записать номер канала N_m , соответствующий максимуму пика полного поглощения, и энергетическое разрешение спектрометра R в каналах.

Для установки 1 рекомендуется снять все полученные данные непосредственно во время работы. Установка 2 позволяет в ходе работы снять только значения n_1 , n_2 , N_1 , N_2 и N_m .

Таблица 4.2

Исследование сцинтилляционного спектрометра

Радионуклид	E_γ , кэВ	k , %	N имп.	n_1 канал	n_2 канал	N_1 имп.	N_2 имп.	N_m канал	R , ка- нал	R , %

Для подсчета разрешения R и интегрального значения количества отсчетов в пике N на установке 2 необходимо проводить дополнительный анализ. Набранные спектры следует сохранять в соответствующую папку на рабочем столе в описанном выше формате набора и обработки. Полученные таким образом данные в дальнейшем можно использовать для построения спектров в сторонних программах обработки данных (Excel, Mathcad, Origin и др.), позволяющих найти интегральное значение N и получить значения, необходимые для расчета разрешения R (см. теоретическую часть).

Задание 2. Построить градуировочный график энергетической зависимости спектрометра $N_m = f(E_\gamma) = a \cdot E_\gamma + b$.

Задание 3. Исследовать зависимость разрешения спектрометра от энергии гамма-излучения. Разрешение определять по формуле $d = (R \cdot 100\%) / (E_\gamma \cdot a)$. Построить график разрешения в зависимости от энергии.

Задание 4. Определить зависимость абсолютной фотоэффективности ϵ от энергии фотонов. Абсолютную фотоэффективность спектрометра определять по формуле

$$\varepsilon = \frac{(N - N_f)}{A \cdot t_1 \cdot k \cdot e^{-0,693 \cdot \frac{t_2}{T_{1/2}}}},$$

где $N - N_f = N - (N_1 + N_2) \cdot (n_2 - n_1) / 2$ – число импульсов в пике полного поглощения, A – активность источника по паспорту, $t_1 = 180$ с – время набора спектра, k – квантовый выход фотонов, t_2 – время распада источников ОСГИ, прошедшее с момента паспортизации их активности до момента измерения и $T_{1/2}$ – период полураспада.

Результаты обработки полученных данных необходимо сравнить для двух установок и дать заключение о результатах сравнения.

Примечание. Сведения об источниках ионизирующего излучения (дата изготовления, активность на момент изготовления, данные о каналах распада), а также об особенностях работы с программой набора и обработки спектров приведены в приложении, которое можно взять у преподавателя или лаборанта, сопровождающих выполнение данной работы.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Перечислите механизмы взаимодействия гамма-излучения с веществом сцинтиллятора.
2. Что относится к основным характеристикам сцинтилляционного спектрометра?
3. Назовите механизмы люминесценции сцинтилляторов.
4. Причины, вызывающие уширение линий амплитудного спектра.
5. От чего зависят характеристики импульса напряжения на выходе ФЭУ?
6. Чем определяется зависимость разрешения спектрометра от энергии фотонов?

7. Опишите процесс формирования амплитудного спектра с учетом основных процессов взаимодействия гамма-квантов с веществом сцинтиллятора.

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бекман И.Н. Атомная и ядерная физика: радиоактивность и ионизирующие излучения: учебник для бакалавриата и магистратуры. 2-е изд., испр. и доп. М.: Издательство Юрайт, 2018.
2. Горн Л.С., Чебышов С.Б., Самосадный В.Т. и др. Ядерное приборостроение. Том 1. Приборы для измерения ионизирующих излучений. М.: Восточный горизонт, 2005.
3. Болоздыня А.И., Ободовский И.М. Детекторы ионизирующих частиц и излучений. Принципы и применения. М.: ИД Интеллект, 2012.
4. Бетенеков Н.Д., Денисов Е.И., Пузако В.Д. Элементы радиометрии и спектрометрии ионизирующих излучений: учебно-метод. пособие. Екатеринбург: ГОУ ВПО УГТУ-УПИ, 2004.
5. Беспалов В.И. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом: учеб. пособие. 2-е изд. Томск: Изд-во Дельтаплан, 2006.
6. Сцинтилляционные методы спектрометрии гамма-излучения и электронов / В.В. Кадилин, В.Т. Самосадный, С.В. Исаков и др. Под общ. ред. В.Т. Самосадного, МИФИ, 2003.
7. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.: Энергоатомиздат, 1985.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Рекомендации к оформлению отчета по лабораторным работам

Отчет по лабораторной работе оформляется студентом согласно данным рекомендациям и содержит следующие структурные элементы:

- Название работы.
- Цель работы.
- Краткое описание теоретической части работы.
- Описание экспериментальной установки.
- Результаты измерений, полученные в ходе выполнения работы, и расчетные данные, полученные на основе результатов измерений.
- Заключение о результатах работы.

Название работы оформляется на отдельном титульном листе в соответствии с *Приложением 2*.

Краткое описание теоретической части и описание экспериментальной установки берется из описания лабораторной работы в настоящем практикуме.

Результаты измерений, полученные в ходе выполнения работы, приводятся в отчете в соответствующих таблицах. В качестве данных, полученных на основе результатов измерений, могут выступать значения каких-либо физических величин, графики и т. п. Графики должны быть читаемы (например, в случае наличия нескольких зависимостей на одном графике, каждую зависимость необходимо обозначить отдельным типом маркера или отдельным цветом), а также правильно оформлены (подписи по осям, единицы измерений, погрешности значений и т. д.). Таблицы, рисунки, графики должны иметь соответствующие подписи, поясняющие их содержание, и оформлены в соответствии с ГОСТ 7.32-2017.

Результаты измерений, как прямые, так и косвенные, должны приводиться в отчете с указанием погрешности значений. Для вычисления погрешностей рекомендуется использовать методические пособия [1, 2].

В заключении о результатах работы авторами должны быть даны ответы на вопросы о том, была ли достигнута цель лабораторной работы, какие задачи решались для достижения данной цели. В заключении также по возможности приводятся численные значения наиболее информативных величин, имеющих отношение к целям и задачам выполненной работы. Приводится анализ полученных значений (совпадение данных эксперимента с расчетными или литературными данными, причины расхождения данных и т. д.).

Отчет по лабораторной работе может быть выполнен как в печатном формате, так и в рукописном. Страницы отчета нумеруются, начиная с титульного листа, при этом номер на титульном листе не ставится. Страницы отчета должны быть скреплены между собой (канцелярскими скрепками, степлером, брошюровкой и т.д., на усмотрение авторов). Для печатного формата рекомендуется шрифт Times New Roman, размер шрифта 12 пт, интервал 1,5, стандартные поля (сверху, снизу – 2 см, слева – 3 см, справа – 1,5 см), выравнивание текста по ширине, выравнивание рисунков и формул по центру.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Светозаров В.В. Элементарная обработка результатов измерений М.: МИФИ, 1983. 52 с.
2. Рябева Е.В., Кадилин В.В., Самосадный В.Т. Методы обработки результатов ядерно-физического эксперимента: учебное пособие М.: МИФИ, 2008. 156 с.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

КАФЕДРА ПРИКЛАДНОЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

ОТЧЕТ
ПО ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЕ №
«Тема работы»

Выполнил СТУДЕНТ / /
(подпись) (Фамилия И.О.)

Принял
ПРЕПОДАВАТЕЛЬ / /
(подпись) (Фамилия И.О.)

Москва 20...

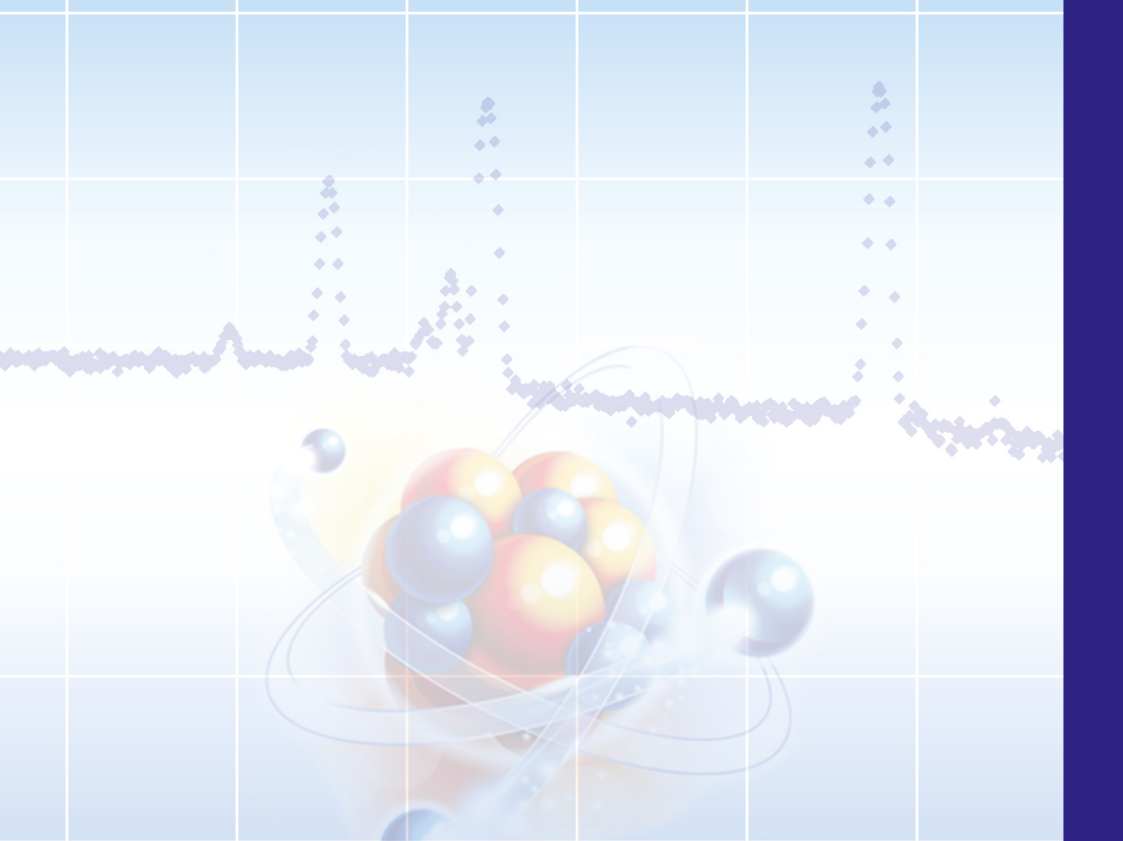
В.В. Кадилин, Р.Ф. Ибрагимов, Е.М. Тюрин, А.Е. Шустов

РЕГИСТРАЦИЯ ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ В ПРИКЛАДНЫХ ЗАДАЧАХ

Лабораторный практикум в двух частях

Верстка, дизайн: Т.Т. Гарбузова
Корректор: В.Н. Долженко

Подписано к печати 2.07.2019 г. Формат 60 × 84/16.
Печать офсетная. Печ. л. 14,4. Тираж 50 экз. Заказ № 23.
Отпечатано в ФГБУ «ВНИИГМИ-МЦД», г. Обнинск, ул. Королёва, 6.



$N(E)$

