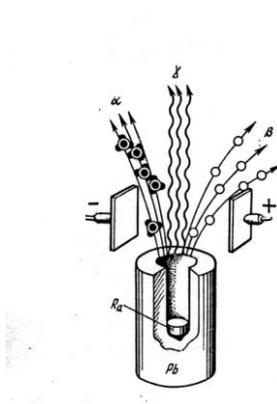




Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина

А. П. Красноперова
Г. Д. Юхно



ПРАКТИКУМ
ПО РАДИОАКТИВНОСТИ И РАДИОЭКОЛОГИИ

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ К ЛАБОРАТОРНЫМ РАБОТАМ

Харьков – 2015

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
ХАРЬКОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ В. Н. КАРАЗИНА

А. П. Красноперова
Г. Д. Южно

ПРАКТИКУМ
ПО РАДИОАКТИВНОСТИ И РАДИОЭКОЛОГИИ
МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ К ЛАБОРАТОРНЫМ РАБОТАМ

Харьков – 2015

Содержание

СОДЕРЖАНИЕ.....	3
ПРЕДИСЛОВИЕ.....	4
Правила работы с радиоактивными веществами	5
Часть 1 8	
Радиоактивность	8
1. Методы регистрации радиоактивного излучения	8
1.1 Ионизационные методы регистрации радиоактивного излучения.....	9
1.2 Авторадиографические методы регистрации ядерного излучения	18
Лабораторная работа 1	21
Измерение радиоактивности с помощью счетчика Гейгера-Мюллера	21
2. Математическая обработка результатов радиометрических измерений.....	26
2.1 Среднее арифметическое значение измеряемой величины.....	27
2.2 Средняя квадратическая ошибка среднего арифметического	28
2.3. Статистический характер радиоактивного распада и распределение Пуассона.....	31
2.4 Влияние фона на точность радиометрических измерений.....	33
2.5 Оптимальная продолжительность измерений	34
Лабораторная работа 2	35
Обработка результатов радиометрических измерений.....	35
3 Законы радиоактивного распада.....	37
Лабораторная работа 3	43
Определение периода полураспада долгоживущего изотопа $^{238}_{92}\text{U}$	43
4 Взаимодействие ядерного излучения с веществом	45
4.1 Взаимодействие α -частиц с веществом	46
4.2. Взаимодействие β -частиц с веществом.....	47
Лабораторная работа 4	49
Определение верхней границы β -спектра ^{90}Sr и ^{90}Y	49
4.3 Взаимодействие γ -излучения с веществом	51
Лабораторная работа 5	54
Определение коэффициента ослабления γ -лучей изотопа ^{137}Cs в различных поглотителях.....	54
Часть 2 57	
Радиоэкология.....	57
5. Дозиметрия ионизирующих излучений	57
5.1 Основные понятия и единицы дозиметрии.....	57
5.1.1 Линейная передача энергии – ЛПЭ	58
5.1.2 Поглощенная доза	58
5.1.3 Керма	59
5.1.4 Коэффициента качества излучения - Q.	59
5.1.5 Эквивалентная доза	60
5.1.6 Экспозиционная доза.	61
5.2. Сцинтилляционные методы регистрации ядерных излучений.....	63
Лабораторная работа 6	69
Дозиметрия ионизирующего излучения	69
6. Радиоактивные нуклиды в окружающей среде и методы их определения	71
6.1. Гамма-спектрометрия	72
6.2 Полупроводниковые детекторы	72
6.2.1 Структура полупроводников	72
6.2.2 Регистрация ядерного излучения полупроводниковыми детекторами.....	75
6.3 Аппаратурный спектр гамма-спектрометра.....	78
Лабораторная работа 7	79
Определение содержания γ -излучающих радионуклидов пробах строительного сырья.....	79
Список литературы.....	83

ПРЕДИСЛОВИЕ

Предлагаемое руководство представляет собой новое переработанное издание опубликованного в 2009 г. пособия «Основы радиохимии и радиоэкологии».

Как следует из самого названия, руководство состоит из двух самостоятельных частей. Первая («Радиоактивность») содержит описание 5 лабораторных работ. Сборник включает сведения о детекторах ядерных излучений, о свойствах ядерных излучений (α , β , γ), процессах взаимодействия этих излучений с веществом и методах их регистрации.

Отдельные работы посвящены математической обработке результатов измерения радиоактивности и основному закону радиоактивного распада.

Вторая часть руководства «Радиоэкология» содержит материал посвященный вопросам радиоэкологии: дозиметрии ионизирующих излучений и физической защиты от них, а также качественного и количественного обнаружения гамма - излучающих радионуклидов в объектах окружающей среды.

Каждой практической работе предшествует небольшое теоретическое введение, задача которого заключается в том, чтобы дать некоторые предпосылки для понимания процессов или явлений, с которыми приходится иметь дело при выполнении экспериментальной работы.

Правила работы с радиоактивными веществами

Все средства защиты от радиоактивных излучений эффективны лишь при условии строгого соблюдения правил работы с радиоактивными веществами и поведения в радиохимической лаборатории.

Перед началом выполнения лабораторных работ студенты должны ознакомиться с техникой безопасности и правилами работы с радиоактивными веществами в отделе радиохимии и радиоэкологии ХНУ, сдать зачет по технике безопасности при работе с радиоактивными изотопами преподавателю и расписаться в специальном журнале.

Преподаватель проверяет наличие необходимого оборудования для выполнения работы, средств защиты и ликвидации аварий, инструкции по работе с данным изотопом и дает разрешение на получение необходимого радиоактивного изотопа на рабочее место.

Меры предосторожности при работе с радиоактивными веществами зависят от того в каком виде их применяют. Различают закрытые и открытые препараты.

Закрытый препарат: это устройство, в котором радиоактивное вещество окружено плотной неактивной оболочкой, которая при нормальных условиях не допускает проникновения выхода радиоактивных веществ наружу.

При работе с закрытыми радиоактивными препаратами необходимо соблюдать следующий порядок:

- 1) непосредственно перед началом работы получить препарат у лаборанта;
- 2) при работе с закрытым препаратом необходимо применять дистанционные инструменты, например, пинцеты;
- 3) расстояние между работающим и препаратом должно быть возможно большим, а время облучения возможно меньшим;
- 4) все операции проводят таким образом, чтобы совершенно исключить какое-либо повреждение или разрушение защитной оболочки;
- 5) во время работы препарат должен находиться в свинцовом домике;
- 6) обмен препаратами запрещен;
- 7) по окончании работ препарат необходимо сдать лаборанту и выключить пересчетные установки.

Открытый препарат: это препарат не изолированный неактивным материалом. Он может быть в жидком, твердом и газообразном виде.

При работе с радиоактивными веществами в открытом виде (сухие, жидкие) студенты должны соблюдать следующий порядок:

- 1) любые операции с открытыми радиоактивными веществами проводят в вытяжных шкафах или камерах с хорошей вентиляцией. При работе с газообразными или тонкоизмельченными радиоактивными веществами необходимо принимать особые меры предосторожности.
- 2) в счетную комнату можно заносить только сухие радиоактивные образцы, радиоактивные растворы – строго запрещено;
- 2) при отборе проб пользоваться специальными пипетками и грушами;

- 3) сосуды с радиоактивными растворами должны находиться за свинцовыми перегородками в охранных сосудах, во время работы их нужно ставить за плексигласовые экраны, где производятся необходимые операции;
- г) если радиоактивный раствор разлился, необходимо сообщить об этом лаборанту, который вместе с дозиметристом должен произвести дезактивацию данного участка;
- д) образцы с радиоактивными растворами высушивать под инфракрасной лампой в специальной камере;
- е) при работе с ИИИ, необходимо пользоваться только пинцетами;
- ж) переносить сухие образцы из комнаты высокой активности в счетную комнату необходимо в специальных кюветах или чашках Петри;
- з) по окончании работ образцы с сухими радиоактивными препаратами необходимо выбрасывать в контейнер, который находится в комнате высокой активности и служит для хранения сухих радиоактивных отходов;
- и) жидкие радиоактивные отходы необходимо сливать в специальные емкости, которые находятся в комнате высокой активности за специальными защитными экранами.
- к) посуду, в которой были радиоактивные растворы, необходимо сначала сполоснуть водой и слить в те же емкости, что и жидкие радиоактивные растворы, затем хорошо вымыть содой в моечной комнате и сдать лаборанту.

В отделе радиохимии и радиоэкологии запрещается:

- находиться без халатов;
- принимать пищу и хранить пищевые продукты;
- курить;
- проводить работы без допуска преподавателя;
- брать руками чашечки с радиоактивными препаратами;
- выливать радиоактивные растворы в раковину;
- затягивать радиоактивные растворы в пипетку ртом;
- оставлять радиоактивные препараты возле счетной установки;
- уходить из лаборатории, не выключив счетную установку и не поставив в известность преподавателя или лаборанта;
- выходить из лаборатории в спецодежде;
- переносить инструменты и приборы из одной комнаты в другую без проверки и разрешения дозиметриста.

По окончании работы отходы радиоактивных веществ собирают в специальную тару для жидких или твердых радиоактивных отходов.

Под контролем лаборанта или дозиметриста студенты проводят радиометрический контроль и в случае необходимости дезактивацию рабочего места, посуды и другого оборудования и вновь сдают радиоактивные отходы.

Лаборант или дозиметрист контролирует уровень загрязнения спецодежды, личных вещей и кожных покровов студентов. В случае превышения установленных норм производится дезактивация.

Студенты могут покинуть практикум только с разрешения преподавателя после дозиметрического контроля.

После этого студенты уходят из лаборатории и снимают в специально отведенном месте спецодежду.

Часть 1

Радиоактивность

1. Методы регистрации радиоактивного излучения

Выполнение исследований с использованием радиоактивных веществ всегда включает проведение операций по регистрации излучения, испускаемого ядрами радиоактивных атомов.

Под регистрацией радиоактивного излучения понимается качественное обнаружение излучения и количественное определение активности радиоактивного препарата.

Основу любого метода регистрации составляет взаимодействие излучения с веществом. В зависимости от эффекта взаимодействия излучения с веществом методы регистрации радиоактивного излучения можно подразделить на:

а) **ионизационные методы**, которые основаны на ионизирующем действии излучения;

б) **сцинтилляционные методы**, в основе которых лежит способность ряда материалов превращать энергию ядерных излучений в энергию фотонов светового излучения, т.е. люминесцировать под действием излучения;

в) **авторадиографические методы**, в которых используются химические реакции в фотоэмульсиях, протекающие под действием излучения исследуемого образца.

Регистрация излучения производится при помощи чувствительного элемента – детектора и измерительной аппаратуры. Под детектором понимают устройство, при помощи которого прямо или косвенно определяют величину излучения.

В зависимости от физического процесса различают детекторы, основанные на ионизации, возбуждении световых импульсов, изменениях в твердых телах, термических эффектах, возникновении ядерных реакций после облучения. В состав детектора входит вещество, с которым взаимодействуют частицы, и преобразователь эффектов взаимодействия в величины (электрический импульс, ток и т.д.), регистрируемые измерительной аппаратурой.

По агрегатному состоянию рабочего тела детектора различают: газонаполненные, жидкостные, твердотельные детекторы.

По типу регистрируемых излучений различают детекторы: α -частиц, β -частиц, γ -квантов, нейтронов, протонов.

Использование различных методов регистрации связано с различными затратами труда и средств. Поэтому в каждом конкретном случае следует искать наиболее простой путь регистрации.

Сцинтилляционные методы регистрации ядерных излучений будут рассмотрены в разделе «Дозиметрия ионизирующих излучений».

Полупроводниковые детекторы будут подробно рассмотрены в разделе «Радиоактивные нуклиды в окружающей среде».

1.1 Ионизационные методы регистрации радиоактивного излучения

В основе ионизационных методов регистрации лежит измерение электропроводимости вещества (в частности, газа), вызванной его ионизацией при взаимодействии ядерного излучения со средой.

В соответствии с характером процесса, обеспечивающего регистрацию излучения, различают: **ионизационные камеры, камера Вильсона, пропорциональные счетчики, счетчики Гейгера-Мюллера**. Каждый из них содержит камеру, наполненную газом, поэтому перечисленные приборы называют газонаполненными детекторами.

Все **газонаполненные** детекторы излучения обычно представляют собой замкнутый сосуд, наполненный соответствующей газовой смесью, внутри которого находится металлический стержень либо нить. Обычно газовая смесь состоит из какого-либо инертного газа (аргон, ксенон и др.) и паров многоатомного органического вещества или галогенов (Cl_2 , Br_2 , I_2). Корпус сосуда и нить являются электродами, которые разделены изолятором. К электродам прикладывается определенное напряжение. На рис. 1.1 изображена принципиальная схема включения детектора ионизационного типа.

Рассмотрим кратко особенности действия этих счетчиков.

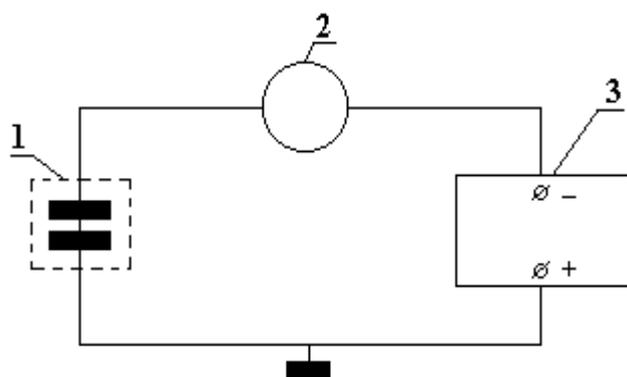


Рис. 1.1. Схема включения ионизационного детектора излучения

- 1 – ионизационный детектор;
- 2 – регистрирующее устройство;
- 3 – источник высокого напряжения.

При попадании ядерной частицы внутрь детектора происходит ионизация газа. Механизм ионизации газа определяется типом излучения и его энергией. Энергия, затрачиваемая ядерной частицей или γ -квантом на образование в газе одной пары ионов, практически не зависит от вида излучения и его энергии, напряжения на детекторе и мало зависит от природы наполняющего детектор газа.

Ионы, возникающие после прохождения ионизирующей частицы через внутренний объем детектора, под действием электрического поля перемещаются к электродам, обуславливая тем самым появление электрического тока в цепи детектора. Зависимость силы тока от приложенного напряжения представлена на рис. 1.2.

Участок ОВ графика соответствует области напряжений, в которой увеличение напряжения приводит к росту скорости перемещения ионов в межэлектродном пространстве. Вследствие этого уменьшается вероятность их рекомбинации и ток в цепи возрастает. По мере дальнейшего увеличения напряжения наступает момент (напряжение U_B), когда все образующиеся непосредственно под действием ионизирующих частиц ионы оказываются в состоянии достичь

электродов, и дальнейшее увеличение напряжения от U_B до U_C не приводит к увеличению силы тока в цепи. Ток, соответствующий этой области напряжений, называют **током насыщения (участок BC)**.

Если напряжение на электродах и дальше увеличивать, то сила тока вновь начинает возрастать, причем значительно быстрее, чем на участке OB. Это

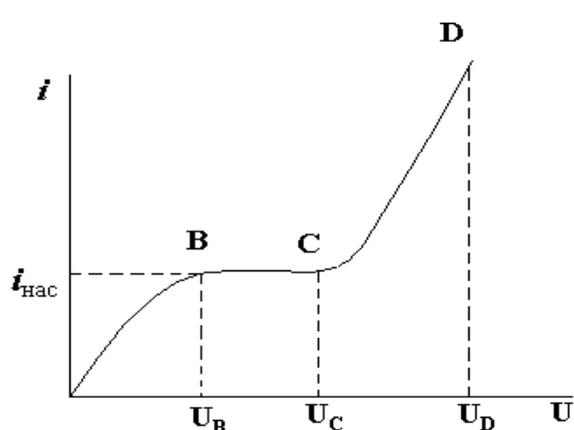


Рис. 1.2. Зависимость силы тока в ионизационном детекторе от приложенного к электродам напряжения

новое возрастание сначала (при напряжениях, не намного превышающих U_C) вызвано только процессом, так называемой **ударной ионизации**. Он заключается в том, что первично образующиеся ионы приобретают в электрическом поле детектора энергию, достаточную для осуществления при соударениях новых актов ионизации атомов и молекул. При дальнейшем росте напряжения, соударения ионов с молекулами начинают приводить не только к ионизации, но и к возбуждению молекул. Возбужденные молекулы, возвращаясь в основное состояние,

испускают кванты света, энергия которых достаточна, чтобы обусловить выход электронов с анода и катода в результате фотоэффекта.

Электроны под действием электрического поля быстро возвращаются на анод, а электроны, покинувшие катод, перемещаются к аноду и участвуют в процессах соударения с молекулами и атомами газа, вызывая образование новых ионов. Вследствие этого сила тока, проходящего через детектор, оказывается намного выше тока насыщения. Область **CD** – это область **газового усиления**.

При достижении напряжения U_D в детекторе возбуждается самостоятельный разряд, и сила тока скачкообразно возрастает.

Подавать на детектор напряжение, равное или большее, чем U_D , нельзя, так как любой детектор, в котором был возбужден самостоятельный разряд, быстро выходит из строя.

Для регистрации излучения используют две области напряжений: область $U_B U_C$, соответствующую **току насыщения** и область $U_C U_D$, в которой имеет место **газовое усиление**.

Детекторы, работающие в первой области, обычно называют **ионизационными камерами**, во второй – **счетчиками**. Различие названий отражает разный характер систем регистрации, в которых эти детекторы применяются.

Системы регистрации могут предназначаться для регистрации либо отдельных ядерных частиц или γ -квантов (**дифференциальные системы**), либо для регистрации потоков ядерных излучений (**интегральные системы**). На практике, по техническим причинам, ионизационные камеры используют

только в интегральных системах регистрации (приборы дозиметрического контроля), а счетчики – в дифференциальных (импульсные детекторы).

На рис. 1.3 показаны области работы ионизационной камеры (U_1U_2), пропорционального счетчика (U_2U_3) и счетчика Гейгера-Мюллера (U_4U_5).

Как видно из сравнения рис. 1.2 и рис. 1.3, изменения силы тока (i) и амплитуды импульса (ΔU) от напряжения описываются аналогичными кривыми.

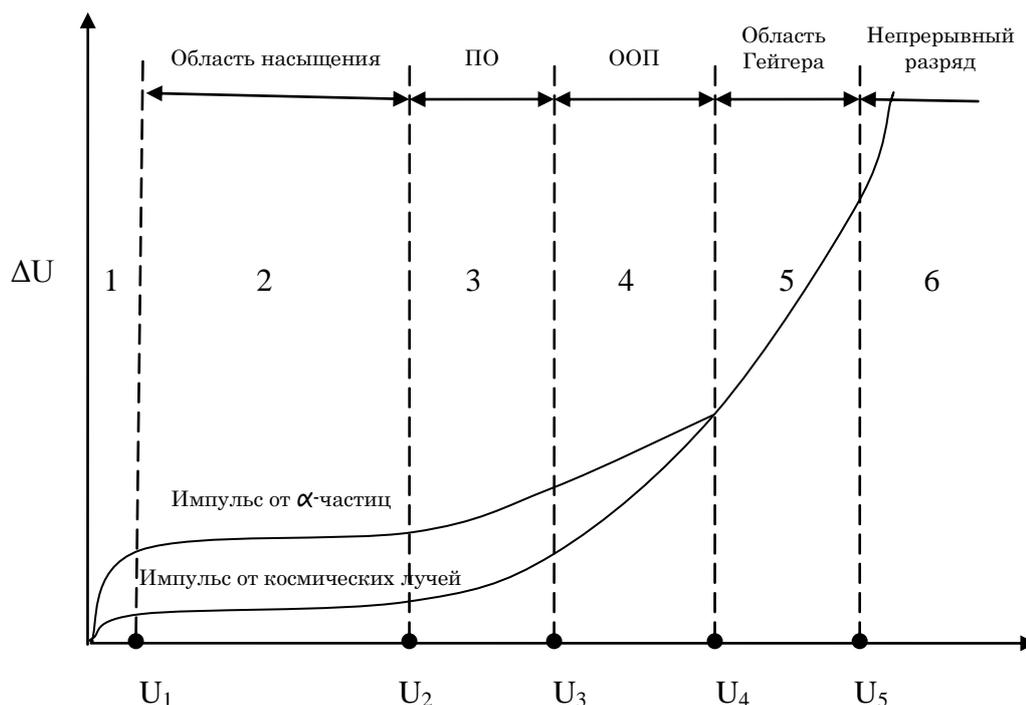


Рис.1.3 Зависимость амплитуды импульса ΔU от напряжения на детекторе U

Вертикальные штриховые линии подразделяют амплитудную характеристику на несколько областей: 2 – область ионизационной камеры; 3 – область пропорционального счётчика; 4 – область ограниченной пропорциональности; 5 – область Гейгера – Мюллера; 6 – область непрерывного разряда.

В частности, при напряжениях U_1U_2 амплитуда импульса остается постоянной, что соответствует области плато ВС на рис. 1.2 (режим работы **ионизационной камеры**).

Рассмотрим область газового усиления, соответствующую напряжением U_2U_5 . В ней можно выделить три участка.

На участке U_2U_3 **газовое усиление** обусловлено только процессом ударной ионизации. Увеличение амплитуды импульса на этом участке напряжений за счет газового усиления строго пропорционально числу актов первичной ионизации. Счетчик, работающий в области U_2U_3 , называют **пропорциональным**.

На участке напряжений U_3U_4 амплитуда импульса продолжает увеличиваться. Хотя ее величина по-прежнему зависит от числа актов первичной ионизации, но прямая пропорциональность нарушается. Счетчиков, работающих в этой области, **не существует**.

Напряжение U_4 называют **порогом Гейгера**. При росте напряжения выше U_4 газовое усиление обусловлено не только ударной ионизацией, но и процессами фотоэффекта. Амплитуда импульса в данной области напряжений перестает зависеть от числа первично образующихся ионов и, следовательно, от энергии регистрируемых частиц.

Область напряжений U_4U_5 называют областью Гейгера, а счетчики, работающие при таких напряжениях, – **счетчиками Гейгера-Мюллера**.

Независимость амплитуды импульса от энергии ионизирующей частицы делает счетчики Гейгера-Мюллера наиболее удобными для регистрации β -частиц, обладающих непрерывным спектром излучения. Счетчики Гейгера-Мюллера, конструктивно сходны с пропорциональными счетчиками.

Рассмотрим кратко **механизм регистрации ядерного излучения счетчиками Гейгера-Мюллера**.

В области напряжений U_4U_5 величина вторичной ионизации становится намного больше величины первичной ионизации, т.е. число фотоэлектронов, участвующих в газовом разряде становится гораздо больше числа первичных электронов. Это означает, что один первичный электрон порождает в лавинах огромное число фотоэлектронов. Электроны движутся к аноду, а положительно заряженные частицы к катоду. Электроны движутся быстрее положительных ионов, и в тот момент, когда электроны разрядятся на аноде, положительные частицы все еще находятся возле анода, экранируя его. Напряженность поля вокруг анода резко падает. Вследствие этого в счетчике невозможен новый разряд, пока положительные ионы не отойдут от нити на определенное расстояние. Время достижения положительных ионов катода 10^{-4} с. В течение этого времени счетчик нечувствителен к ядерным частицам. Минимальный промежуток времени между двумя последовательными импульсами, которые регистрируются отдельно, является **разрешающим временем τ счетчика** (мертвое время).

Прохождение ядерной частицы через счетчик вызывает появление импульса электрического тока. Этот импульс в свою очередь создает мгновенное падение напряжения на сопротивлении. Схема включения счетчика изображена на рис. 1.4.

Общее разрешающее время всей регистрирующей установки определяется разрешающим временем того из блоков, для которого τ максимально.

Предположим, что в счетчик длительное время не поступает очередная заряженная частица. Возникнет ли снова лавина электронов в счетчике? Положительные ионы за 10^{-4} с достигают катода, нейтрализуются и испускают фотоэлектроны, и в объеме счетчика возникает снова лавина электронов, которая стремится к аноду и на нем разряжается. Счетная установка зарегистрирует ложный импульс, за ним последует другой. Таким образом,

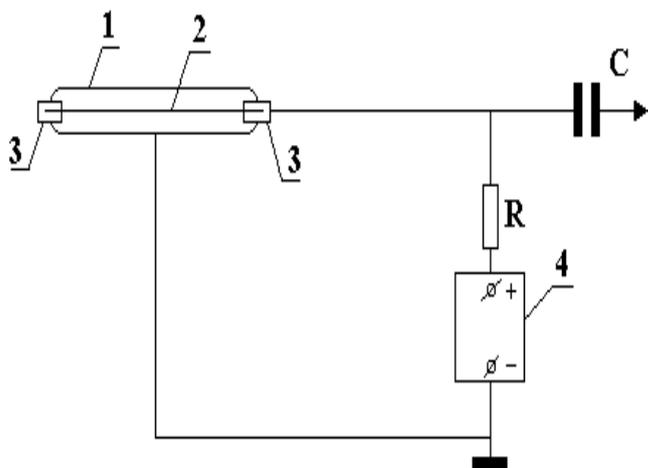


Рис. 1.4. Схема включения счетчика Гейгера-Мюллера

1 – корпус счетчика, служащий катодом;
 2 – нить счетчика, играющая роль анода;
 3 – изолятор; 4 – источник высокого напряжения; R – нагрузочное сопротивление; C – конденсатор

первичная ионизация порождает в объеме счетчика не затухающий газовый разряд, и такой счетчик не пригоден как детектор излучения.

Для нормальной работы счетчика Гейгера-Мюллера необходимо прервать длительный газовый разряд сразу же после первого основного разряда. Тогда появлению заряженной частицы в газе будет соответствовать один импульс напряжения. Это достигается двумя способами – внешним и внутренним гашением.

Внешнее гашение осуществляется при помощи включенного последовательно со счетчиком высокоомного сопротивления R. Прекращение газового разряда происходит следующим образом. В процессе разряда вокруг нити образуется малоподвижный слой положительных ионов, который ослабляет электрическое поле, в результате чего уменьшается число фотонов и нарушается условие поддержания самостоятельного разряда. За время $\sim 10^{-7}$ с разряд прекращается. Время движения ионов от анода к катоду равно примерно 10^{-4} с. Внешнее сопротивление берут таким, чтобы постоянная времени $R \cdot C_{\text{эф}}$ ($C_{\text{эф}}$ – эффективная емкость) значительно превышала время движения ионов от анода к катоду. Так как часть напряжения источника питания падает на сопротивлении, разряд прекращается и счетчик готов к приему следующей частицы. Это **несамогасящиеся** счетчики.

Внутреннее гашение становится возможным, если к основному газу, наполняющему счетчик (неон, аргон, гелий) добавить пары некоторых многоатомных органических веществ (этиловый спирт и т.д.). Многоатомные молекулы обеспечивают гашение следующим образом. Многоатомные молекулы перехватывают фотоны, легко ионизируясь, отдают валентные электроны, которые нейтрализуют положительно заряженные ионы газа-наполнителя. Ионы многоатомных молекул сначала превращаются на катоде в возбужденные молекулы, а затем диссоциируют так же, как и многоатомные молекулы, поглотившие фотоны. Возможность фотоэффекта при этом резко ограничивается, в результате чего происходит процесс гашения заряда. Такие счетчики называются **самогасящимися**.

Диссоциация многоатомных органических молекул – необратимый процесс. Поэтому количество примеси в счетчике уменьшается и счетчик постепенно приходит в негодность. Хорошими заменителями органических молекул в самогасящихся счетчиках служат галогены Cl₂, Br₂, I₂. Такие счетчики называют галогенными. Процесс диссоциации галогенов – обратим. Атомы галогенов при столкновении рекомбинируют в молекулу, вследствие чего количество молекул галогенов остается в счетчике неизменным, и счетчик работает очень долго. Разрешающее время самогасящихся счетчиков значительно меньше, чем несамогасящихся.

Основным критерием качества работы счетчика служит его **рабочая характеристика**, представляющая графическую зависимость скорости счета от приложенного к счетчику напряжения при постоянном источнике излучения. Типичная счетная характеристика газового счетчика приведена на рис. 1.5.

Из рис. 1.5 видно, что до некоторой разности потенциалов счетчик не считает попавшие в него частицы. Это объясняется тем, что данной разности потенциалов (напряжения) недостаточно, чтобы вызвать появление лавины электронов в счетчике при попадании в него заряженных частиц или γ -квантов.

При дальнейшем повышении напряжения скорость счета резко увеличивается и, начиная с некоторого потенциала, мало зависит от напряжения. Область, отвечающая напряжениям $U_n U_k$, – **плато счетной характеристики**. У некоторых типов газовых счетчиков плато начинается практически сразу же после напряжения начала счета U_A . Регистрируемая скорость счета в области плато может несколько увеличиваться с ростом напряжения на счетчике, что объясняется появлением ложных импульсов. Они возникают за счет того, что в самогасящихся счетчиках небольшая доля фотонов и ионов инертного газа достигают катода. Они обуславливают некоторую вероятность возникновения ложных импульсов после разряда.

Поэтому счетная характеристика в области плато имеет небольшой наклон. Количественно наклон плато счетной характеристики оценивают по формуле

$$\varphi(\%) = \frac{\Delta I}{\Delta U \cdot I} \cdot 100, \quad (1.1)$$

где ΔI – разность скоростей счета в начальной и конечной точке плато ($I_2 - I_1$); I – скорость счета в средней точке плато; ΔU – длина плато ($U_2 - U_1$).

Счетная характеристика тем лучше, чем больше плато по протяженности и чем меньше его наклон. Область плато на счетных характеристиках галогенных счетчиков лежит в интервале напряжений 350 – 500 В, а для счетчиков с органическими добавками этот диапазон составляет 1200 – 1800 В.

У хороших счетчиков с органическими добавками наклон плато практически отсутствует, а протяженность плато достигает 400 – 500 В. Протяженность плато галогенных счетчиков значительно меньше (не превышает 100 В), чем счетчиков с органическими добавками, а наклон плато до 0.5%.

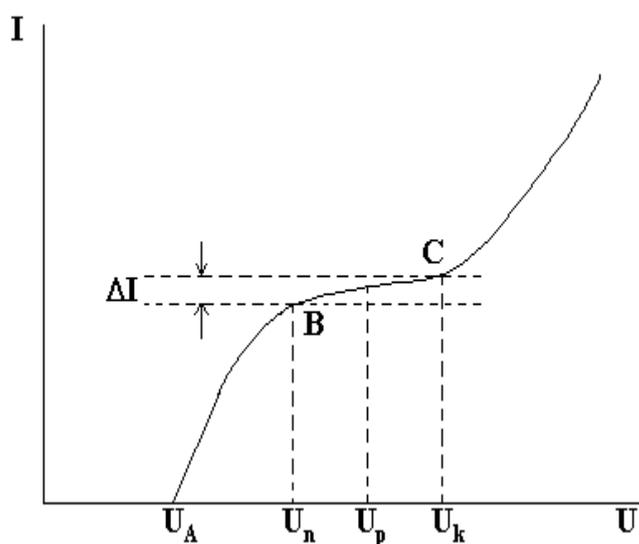


Рис. 1.5. Счетная характеристика счетчика

I – скорость счета импульсов (имп/с); U – напряжение на счетчике; U_A – напряжение начала счета; U_p – рабочее напряжение; BC – область плато

Обеспечить стабильную работу счетчиков при более низких напряжениях технически проще, поэтому галогенные счетчики получили большое распространение.

Рабочее напряжение U_p , при котором ведут измерение на счетчике, рекомендуется выбирать в середине плато и постоянно контролировать положение рабочего напряжения на плато счетной характеристики. По своему внешнему виду кривая, приведенная на рис. 1.5, напоминает график зависимости амплитуды импульса от напряжения (см. рис. 1.3). Это сходство иногда приводит к путанице. Следует иметь в виду, что сходство между этими кривыми чисто формальное. Если на рис. 1.3

речь идет об изменении амплитуды импульса, вызванное прохождением через детектор одной ядерной частицы, то на рис. 1.5 – о числе регистрируемых в единицу времени импульсов, причем соответствующие им амплитуды могут быть как равны, так и различны.

Отметим еще два важных параметра, характеризующих работу газоразрядных счетчиков. Это – **разрешающая способность и эффективность**.

Под **разрешающей способностью** (n_p) счетчика понимают то наибольшее количество импульсов, которое может возникнуть в нем за 1с. Разрешающая способность есть величина обратно пропорциональная мертвому времени счетчика. Счетчик не может регистрировать попадающие в него частицы в течение того времени, когда производится его гашение, обычно оно бывает порядка 10^{-4} с и приводится в паспорте.

Между разрешающей способностью счетчика n_p и его разрешающим (мертвым) временем τ существует простая зависимость:

$$n_p = \frac{1}{\tau}. \quad (1.2)$$

Зная величину τ , можно вычислить истинное число частиц N , попавших в счетчик за время Δt . Пусть счетчик показал N' импульсов за 1с, а общее мертвое время за некоторый промежуток времени работы счетчика будет $\Delta t = N' \cdot \tau$, так как число отрезков времени τ равно числу измеренных импульсов N' . Таким образом, счетчик за время Δt не смог зарегистрировать $N \cdot \Delta t = N \cdot N' \cdot \tau$ частиц. В результате получаем

$$N = N' + N \cdot \Delta t$$

или $N = N' + N \cdot N' \cdot \tau$.

Отсюда

$$N = \frac{N'}{1 - N' \cdot \tau}. \quad (1.3)$$

По формуле (1.3) и определяют обычно истинное число частиц, попавших в счетчик.

Счетчики Гейгера-Мюллера обладают различной эффективностью к β - и γ -излучению.

Эффективностью счетчика к данному виду излучения является вероятность того, что частица или квант, проникшие в рабочий объем счетчика, будут зарегистрированы.

Эффективность счетчика ε равна отношению числа зарегистрированных частиц (импульсов) $N_{\text{зарег}}$ к полному числу частиц или квантов $N_{\text{полн}}$, попавших в чувствительный объем счетчика за время регистрации:

$$\varepsilon = \frac{N_{\text{зарег}}}{N_{\text{полн}}}. \quad (1.4)$$

Эффективность часто выражается в процентах.

Эффективность счетчика Гейгера-Мюллера к β -частицам близка к 100%, так как каждая β -частица, попавшая в рабочий объем счетчика, практически всегда вызывает акты ионизации газа, а в области Гейгера для возникновения ионной лавины достаточно появления в счетчике хотя бы одной пары ионов.

В отличие от β -частиц γ -кванты обладают очень низкой ионизирующей способностью, и поэтому эффективность счетчика Гейгера-Мюллера к γ -квантам составляет от нескольких десятых процента до 1 – 2%. При регистрации γ -квантов ионы внутри счетчика появляются, главным образом, за счет взаимодействия γ -квантов не с газом, а с материалом катода. Эффективность счетчика Гейгера-Мюллера к γ -квантам зависит от энергии квантов, материала и толщины катода счетчика. Чем выше порядковый номер атомов, составляющих катод, и чем больше толщина катода, тем выше вероятность взаимодействия и, следовательно, эффективность счетчика.

Различия в механизмах образования ионов под действием заряженных частиц и γ -квантов находят отражение в особенностях конструктивного оформления счетчиков, предназначенных для регистрации излучения соответствующего типа и энергии (рис. 1.6).

Для регистрации мягкого β -излучения используют **торцовые** счетчики с тонким слюдяным окном.

Для регистрации жесткого β - и γ -излучения, обладающих высокой проникающей способностью, используют **цилиндрические** счетчики.

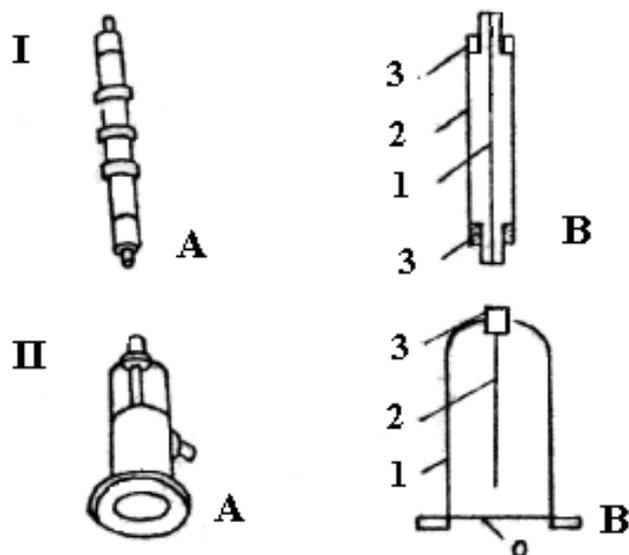


Рис. 1.6. Счетчики Гейгера-Мюллера

I – цилиндрический β - или γ -счетчик; А – общий вид; В – схема устройства;
 1 – анод; 2 – катод; 3 – изолятор;
 II – торцовый счетчик; А – общий вид; В – схема устройства;
 О – окно; 1 – катод; 2 – анод; 3 – изолятор.

Существуют счетчики для регистрации только γ -излучения. Они отличаются от цилиндрических счетчиков для жесткого β -излучения тем, что корпус их изготавливают из стекла, на внутренней поверхности которого находится сетка из никеля или тонкий слой меди или вольфрама. Работая со счетчиком, необходимо вводить поправки на фон.

Фон счетчика – это показания прибора в отсутствии радиоактивного препарата. Он обусловлен рядом факторов: космическим излучением, ложными импульсами, радиоактивными загрязнениями рабочих поверхностей домика. От величины фона зависит чувствительность. Поэтому стараются снизить фон счетчика до возможно более низких значений. Помещают их в свинцовые домики (рис. 1.7). Такой домик полностью защищает счетчик от действия внешних α - и β -излучателей и значительно ослабляет γ -излучение.

В паспорте каждого счетчика указывается максимальная величина его фона. Возросший фон свидетельствует о том, что счетчик выходит из строя, либо сильно загрязнены поверхности внутри домика. Определение фона проводят при тех же условиях, что и измерения радиоактивности препарата. Поэтому, измеряя фон, следует помещать в домик пустой держатель для образцов. Величина фона вычитается из суммарной скорости счета препарата.

Простота конструкции и надежность способствовали широкому распространению счетчиков Гейгера-Мюллера в 30-50-х годах 20 века. В настоящее время они применяются главным образом в дозиметрии, а в радиохимических исследованиях постепенно вытесняются сцинтилляционными и полупроводниковыми детекторами. Связано это с тем, что счётчики Гейгера -

Мюллера регистрируют факт прохождения частицы через счётчик, тогда как другие детекторы дают возможность измерить энергию частиц или квантов.

1.2 Авторадиографические методы регистрации ядерного излучения

Излучение, испускаемое радиоактивными ядрами, способно возбуждать в фотографической эмульсии фотохимические реакции, приводящие к возникновению так называемого скрытого фотографического изображения. Механизм его образования в основных частях такой же, как и при действии на фотоэмульсию квантов видимого света. К формированию скрытого изображения приводит взаимодействие светочувствительных компонентов фотоэмульсии с электронами, получившими некоторую избыточную энергию при процессах, которые сопровождают поглощение излучения веществом. Светочувствительными компонентами в фотоэмульсиях являются маленькие кристаллики (зерна) бромида и йодида серебра. Диаметр зерен обычно составляет от нескольких десятых долей микрона до десяти микрон.

В результате взаимодействия с электронами зерна галогенидов серебра получают некоторую избыточную энергию. При последующей химической обработке фотоматериала в процессе его проявления в этих зернах возникает скопление атомов металлического серебра, имеющее темную окраску. В итоге скрытое фотографическое изображение переходит в видимое.

Фотографическое действие излучения может быть положено в основу метода регистрации α -, β -частиц и γ -квантов. Если на фотоэмульсию воздействует излучение радиоактивных атомов, содержащихся в самом исследуемом образце, то метод регистрации излучения называют **авторадиографическим**. Фотографические изображения, получаемые этим методом, получили название **авторадиограмм**.

Характер следов (треков), которые остаются на авторадиограмме после прохождения отдельных, частиц или γ -квантов через эмульсию, зависит от типа излучения и в меньшей степени от его энергии. Обладающие высоким ионизирующим действием α -частицы вызывают появление на авторадиограмме темных черточек длиной около 5-50 микрон (мк). Длина каждого трека α -частицы пропорциональна той энергии, которую она оставила в фотоэмульсии. β -частицы при взаимодействии с электронными оболочками атомов многократно изменяют направление своего движения, и к тому же их ионизирующее действие относительно невелико. Вследствие этих причин следы β -частиц на авторадиограммах представляют собой цепочки из отдельных проявленных зерен, расположенных вдоль линий сложных конфигураций. Появление изображения при регистрации γ -квантов авторадиографическим методом связано с различными эффектами взаимодействия γ -квантов с веществом фотоэмульсии (фотоэффект, комптоновское рассеяние и образование пар электрон-позитрон), а так как вероятность протекания таких взаимодействий на единицу пути γ -кванта мала, то и эффективность регистрации γ -квантов авторадиографическим методом значительно ниже, чем эффективность регистрации α - и β -частиц.

Автографический метод регистрации излучения можно осуществлять в двух вариантах.

В первом из них, называемом микроавтордиографическом, изучают результат воздействия на фотоэмульсию отдельных ядерных частиц; во втором, макроавтордиографическом, – результат суммарного действия на фотоэмульсию большого числа α -, β -частиц или γ -квантов. Метод микроавтордиографии применяют, как правило, когда дело имеют с α -радиоактивными изотопами, метод макроавтордиографии – при изучении объектов, содержащих любые излучатели.

С помощью микроавтордиографического метода можно, измеряя число треков, определять концентрацию изотопа с известным периодом полураспада или находить период полураспада неизвестного изотопа. Естественно, что в обоих случаях необходимо быть уверенным, что каждый акт радиоактивного распада фиксируется на автордиограмме.

Пропорциональная зависимость между длиной трека α -частицы и ее энергией может быть использована как для целей идентификации изотопа по энергии его α -частиц, так и для оценки степени загрязнения образца другими α -излучателями.

Для измерения длины треков используют микроскопы (например, биологический микроскоп МБИ-2), которые дают возможность проводить измерения по трем координатным осям. В микроавтордиографии применяют специальные ядерные фотопластинки, имеющие толстый слой фотоэмульсии (до 600 мк) и малые размеры зерен галогенидов серебра (0.1 – 0.4). Такие эмульсии дают возможность различать по длине треков частицы с энергиями, отличающимися всего на 0.2 МэВ. Впервые в исследовательскую практику ядерные фотоэмульсии были введены в 1927г. советскими учеными Л. В. Литовским и А. П. Ждановым.

В макроавтордиографическом методе мерой действия ионизирующего излучения является степень почернения фотоматериала, которая зависит от мощности источника излучения, продолжительности контакта радиоактивного образца с фотоматериалом, характера исходных фотоматериалов и их обработки. Образец макроавтордиограммы представлен на рис. 1.7.

С помощью макроавтордиограмм можно сделать вывод о характере распределения радиоактивного изотопа в минерале, сплаве или в другом твердом материале, о концентрации радиоактивного изотопа в исследуемом объекте. Для изучения суммарного действия ядерных излучений методом макроавтордиографии вполне пригодны медицинские рентгеновские пленки и даже фотопленки, применяемые фотолюбителями. Для того, чтобы почернение фотоматериала было заметно невооруженным глазом, необходимо, чтобы на 1 см² поверхности эмульсии попало 10^5 – 10^9 частиц. Визуальное исследование автордиографий позволяет сделать только качественные выводы; для количественных измерений необходимо использовать фотометрирующие приборы, например, микрофотометр УФ-4.

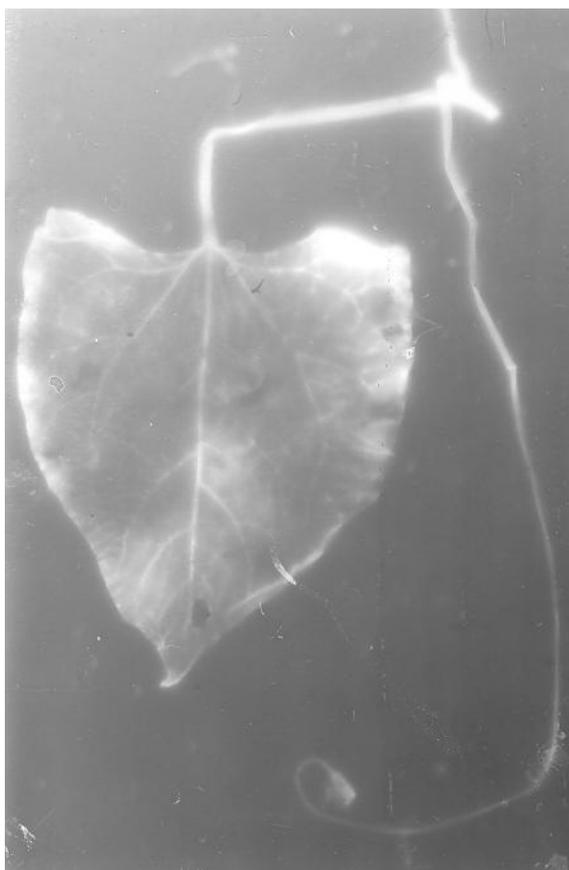


Рис. 1.7. Авторадиограмма распределения фосфора в листьях растения

Во всех случаях на авторадиограммах, кроме излучения исследуемого объекта, фиксируется и некоторый естественный фон излучений. Кроме того, в любом фотоматериале спонтанно идет медленный процесс восстановления серебра из его галогенидов, что вызывает появление вуали на фотоматериале после его проявления. Плотность почернения за счет вуали возрастает с течением времени, поэтому продолжительность контакта исследуемого образца с фотоматериалом нельзя неограниченно увеличивать.

Плотность вуали тем меньше, чем ниже температура, при которой снимались авторадиограммы, вследствие чего длительные экспозиции рекомендуется проводить при пониженной температуре (около 4°C и ниже).

Авторадиографический метод регистрации излучений обладает рядом достоинств по сравнению с ионизационными и сцинтилляционными методами. К ним относится сравнительная простота измерений, наглядность результатов, возможность исследования низкоактивных образцов и получения на одном снимке информации о распределении радиоактивных атомов на большой площади изучаемого объекта.

Недостатками метода является сравнительно большие затраты времени на проведение отдельного измерения и низкая эффективность фотоэмульсий к β -частицам и особенно γ -квантам.

Авторадиографический метод находит применение в самых различных областях исследований. Фотографический метод регистрации излучений, сходный с макроавторадиографическим методом, широко используется для дозиметрии излучения. В частности, широкое распространение получили индивидуальные фотодозиметры.

Лабораторная работа 1

Измерение радиоактивности с помощью счетчика Гейгера-Мюллера

Содержание работы. Снять счетную характеристику счетчика Гейгера-Мюллера, установить зависимость скорости счета от приложенного напряжения на счетчике, определить наклон и длину плато, установить рабочее напряжение и измерить фон.

Оборудование и материалы: установка со счетчиком Гейгера-Мюллера, радиоактивный стандартный препарат.

Порядок выполнения работы

А. Подготовка радиометрической установки к работе.

Подготовка к работе любой установки со счетчиком ядерных излучений сводится к выполнению ряда операций, лишь незначительно различающихся в зависимости от типа радиометрической установки и детектора.

Для регистрации радиоактивности необходимо выполнить следующие операции:

1. Установить показание блока высоковольтного питания на минимальное значение (в крайнее левое положение).

2. Включить все приборы комплекта в сеть питания 220 В, нажать и зафиксировать кнопки "Сеть" всех приборов и дать им прогреться в течение 30 минут.

3. Ознакомится с приведенной ниже инструкцией по эксплуатации пересчетного устройства ИЕС-С1.

После включения питания начинается инициализация прибора, в процессе которой на светодиодный дисплей может быть выведена последовательность сообщений, информирующих оператора о текущих настройках прибора. Количество этих сообщений и продолжительность их индикации определяются индивидуальными настройками прибора.



Рис. 1.8. Радиометрическая установка

- 1 - блок высоковольтного питания;
- 2 – пересчетное устройство ИЕС-С1;
- 3 – свинцовый домик.



Рис. 1.9. панель управления счетчика импульсов IЕС-C1

После этого прибор переходит в состояние готовности к работе (исходное состояние). При этом кнопка-индикатор «Пуск» подсвечивается зеленым цветом, подтверждая готовность к включению выбранной счетной программы.

В исходном состоянии прибора на дисплее прибора в режиме половинной яркости выводится значение основного параметра выбранной программы счета, например, в режимах «Счет по таймеру» и «Периодический автозапуск» на дисплее отображается установленное время работы таймера (время счета).

Изменение установленного по умолчанию режима работы возможно в исходном состоянии прибора. Для переключения режима следует кратковременно нажать кнопку «Режим счета». По каждому нажатию прибор будет переключаться на следующий режим, о чем свидетельствует изменение состояния индикаторов на панели управления.

В режиме «Счет по таймеру» реализуется подсчет импульсов, поступающих на счетный вход, в течение заданного времени.

Во время выполнения программы на дисплей выводится текущее значение счетчика импульсов, кнопка-индикатор «Пуск» выключена, кнопка-индикатор «Стоп» подсвечена красным цветом.

После завершения или остановки программы счета кнопка-индикатор «Стоп» не подсвечена, кнопка-индикатор «Пуск» мигает зеленым цветом, а на дисплее отображается конечное состояние счетчика.

Для перехода в исходное состояние необходимо кратковременно нажать кнопку-индикатор «Стоп».

Режим работы «Периодический автозапуск» отличается от предыдущего тем, что после завершения программы счета и вывода на дисплей её результатов автоматически через некоторое время происходит запуск новой программы подсчета импульсов. Для начала бесконечного цикла Счет – Индикация необходимо после установки режима однократно нажать кнопку-индикатор «Пуск».

Для перехода в исходное состояние необходимо кратковременно нажать кнопку-индикатор «Стоп».

Для изменения времени счета необходимо установить режим работы «Счет по таймеру» или «Периодический автозапуск» и нажать кнопку «Установки». При этом текущее значение времени счета будет показано на

дисплее в режиме полной яркости. В поле кнопки «Установки» (слева от кнопки) включится верхний светодиодный индикатор напротив надписи «Время счета», информируя оператора о том, что прибор перешел к редактированию именно этого параметра. Подтверждением перехода к редактированию является также смена цветовой индикации на панели управления: кнопка-индикатор «Пуск» в этом режиме подсвечиваться не будет (запуск программы счета становится недоступным), а кнопка-индикатор «Стоп» начинает промигивать красным цветом. (Нажатие на мигающую кнопку «Стоп» приведет к преждевременному выходу из редактирования без изменения текущего значения).

После вызова на редактирование текущее значение времени счета появится на экране светодиодного дисплея в формате: ЧЧ.ММ.СС, где ЧЧ – количество целых часов, ММ – количество целых минут, СС – количеством целых секунд, которые в сумме представляют собой полное время счета импульсов.

Поменять его значение можно с помощью кнопок «▲» «▼».

Новое значение будет выбрано из таблицы (табл. 1.1) фиксированных значений, которая хранится в памяти прибора:

Таблица 1.1

00.00.01	00.00.02	00.00.05	00.00.10	00.00.20	00.00.30	00.00.40
00.01.00	00.01.40	00.05.00	00.10.00	00.20.00	00.30.00	00.40.00
01.00.00	01.30.00	02.00.00	03.00.00	05.00.00	10.00.00	16.00.00
24.00.00	36.00.00	48.00.00	72.00.00	96.00.00		99.59.59

При нажатии на кнопку «▲» из этой таблицы будет выбрано ближайшее значение, которое больше текущего, а при нажатии кнопки «▼» - ближайшее меньшее значение. Дальнейшее изменение параметра будет остановлено, если будет достигнута верхняя или нижняя граница таблицы.

Для сохранения измененного параметра необходимо нажать кнопку «Установки». Отредактированное значение будет принято в качестве текущего значения параметра и сохраниться в оперативной памяти микроконтроллера до выключения питания. О принятии нового значения свидетельствует троекратное промигивание на экране светодиодного дисплея. После этого прибор переходит в исходное состояние – состояние готовности к началу счета, кнопка-индикатор «Стоп» перестает мерцать, а кнопка-индикатор «Пуск» начинает светиться зеленым цветом, подтверждая готовность к включению запрограммированного режима.

Б. Снятие счетной характеристики счетчика Гейгера-Мюллера

В держатель для образцов (подложку) поместить радиоактивный препарат со скоростью счета 100 - 1000 имп/с. Определить скорость счета при различных напряжениях на счетчике.

Записать показания вольтметра и провести измерения в течение 30с. Каждое измерение повторить 3 раза и записать в журнал.

Напряжение на счетчике следует увеличивать с начала счета на 10 В. Так поступать до тех пор, пока вслед за линейным участком не начнется более крутой подъем счетной характеристики, т.е. скорость счета возрастает, по крайней мере, на 20-30% при увеличении напряжения на 50 В.

Во избежание порчи счетчика дальнейшие измерения следует прекратить и сразу уменьшить напряжение. Показания записать в таблицу (табл. 1.2).

Построить график, откладывая по оси абсцисс значения напряжения, а по оси ординат – соответствующие скорости счета. При оценке счетной характеристики счетчика имеет значение протяженность и наклон плато. Согласно техническим условиям, наименьшая допустимая протяженность плато некоторых типов может составлять 70-80 В. Рабочее напряжение выбирается в середине плато. Наклон плато – термин условный. Величина этого наклона обычно выражается в процентах изменения числа импульсов, приходящихся на 100 В длины плато. Счетчик считается хорошим, если наклон плато не превышает 3-5 %.

Наклон плато рассчитать по соотношению

$$\varphi(\%) = \frac{\Delta I}{\Delta U \cdot I} \cdot 100, \quad (1.5)$$

где ΔI – разность скоростей счета в начальной и конечной точке плато ($I_2 - I_1$); I – скорость счета в средней точке плато; ΔU – длина плато ($U_2 - U_1$).

Рабочее напряжение, протяженность и наклон плато зависят от природы газа, наполняющего счетчик. Причинами наклона плато является наличие вторичных электронов, создающих ложные импульсы, и изменение чувствительности объема счетчика с ростом напряжения.

Сравнить полученные величины с соответствующими параметрами, приводимыми в паспорте детектора. Если протяженность и наклон плато отвечают техническим условиям, выбрать рабочее напряжение U_p в середине плато и установить это напряжение на приборе. Все дальнейшие измерения проводить на детекторе при напряжении, равном U_p .

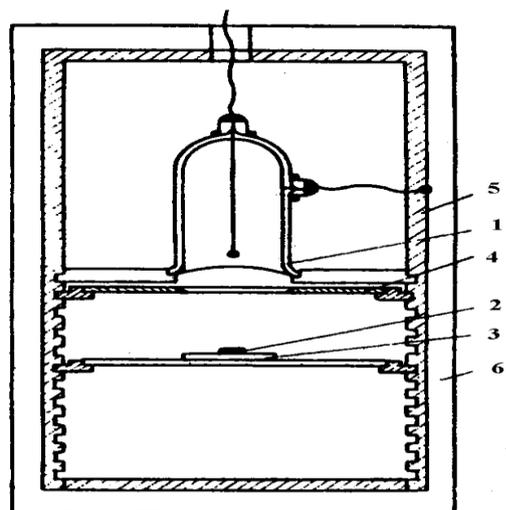


Рис. 1.10. Свинцовый домик с торцовым счетчиком Гейгера-Мюллера

- 1 – счетчик; 2 – образец;
- 3 – подложка; 4 – диафрагма;
- 5 – пластмассовая этажерка;
- 6 – свинцовый домик

Определение счетной характеристики счетчика Гейгера-Мюллера

Время измерения $t = 30\text{с}$.

№ измерения	Напряжение, подаваемое на счетчик, В	Число зарегистрированных импульсов N			Среднее арифметическое \bar{n} измерений \bar{N}	Средняя скорость счета, $\bar{I} = \frac{\bar{N}}{t}$;

В. Измерение фона

Проверить фон установки в отсутствии радиоактивного препарата, проводя 5 измерений фона продолжительностью 100с. Найти среднее значение фона $I_{\text{ф}}$ и сравнить его с величиной, указанной в паспорте детектора. Если фон выше уровня, определяемого техническими условиями, следует удостовериться, не связано ли это с загрязнением подложки и защитного домика радиоактивными веществами. Обычно бывает достаточно протереть внутренние детали домика влажной ватой или фильтровальной бумагой. Если после такой обработки фон существенно превышает допустимое предельное значение, рекомендуется заменить счетчик. По окончании измерений выключить все тумблеры "Сеть". Препарат сдать лаборанту.

2. Математическая обработка результатов радиометрических измерений

При измерениях радиоактивности, так же как и при измерении любых физических величин приходится считаться с тем, что результаты измеренийотягощены погрешностями того или иного происхождения.

Все погрешности в зависимости от причин, вызывающих их появление, можно разделить на три группы.

К первой группе относятся ошибки, причины, появления которых известны и контролируемы. Такие ошибки называются **систематическими**. Примером систематической ошибки могут служить ошибки, вызываемые смещением шкалы прибора, изменением температуры, отставанием секундомера, потерей осадка при взвешивании и т.п. К числу систематических ошибок относятся так называемые приборные ошибки. Эта группа систематических ошибок определяется погрешностью прибора и зависит от его класса точности.

Характерной особенностью систематических погрешностей является то, что при любом измерении они либо только увеличивают, либо только уменьшают результат измерений, изменяя его всегда в одном направлении. Систематические погрешности не описываются методами математической статистики.

Систематические ошибки можно всегда учесть и внести в измеряемую величину соответствующую поправку.

Ко второй группе ошибок относятся так называемые **случайные погрешности**. Они возникают вследствие неточности отсчетов, которую невольно может допустить всякий экспериментатор. Они обусловлены несовершенством наших органов чувств и целым рядом других причин, действие которых учесть практически невозможно. Случайные ошибки приводят к завышению или занижению измеряемой величины.

В отличие от систематических случайные погрешности подчиняются законам математической статистики. Теория ошибок, построенная на теории вероятностей, позволяет определить степень влияния величины **случайных погрешностей на окончательный результат измерений**.

Следует отметить, что различие между систематическими и случайными погрешностями относительно. Например, если рассматривать ряд измерений, выполненных при различных температурах, а изменение температуры не учитывать, то в этом случае температурная ошибка будет случайной. При измерениях какой-либо величины при различных температурах температурную ошибку можно рассматривать как систематическую.

Третий тип погрешностей, с которыми приходится иметь дело - **грубые погрешности или промахи**. **Грубые ошибки** – это очевидные ошибочные измерения или наблюдения, возникавшие в результате небрежности отсчета по прибору, неправильного его включения или неразборчивости записи показаний. При вычислении окончательного результата такие данные следует **отбрасывать и прорабатывать дополнительные (контрольные) измерения**.

2.1 Среднее арифметическое значение измеряемой величины

Из теории вероятностей следует, что при большом количестве измерений случайные погрешности, имеющие одинаковую величину, но разные знаки, одинаково вероятны. Отсюда вытекает следующее весьма важное утверждение. При большом числе измерений истинное значение измеряемой величины X_0 будет сколь угодно мало отличаться от наиболее вероятного значения измеряемой величины (его можно определить как среднее арифметическое значение) \bar{X} .

Поэтому за истинное значение измеряемой величины принимают среднее арифметическое \bar{X} .

Пусть истинное неизвестное значение измеряемой величины будет X_0 , измеренные значения X_1, X_2, \dots, X_n , n – число измерений. **Среднее арифметическое отдельных измерений** – \bar{X} определяется соотношением:

$$\bar{X} = \frac{X_1 + X_2 + X_3 + \dots + X_n}{n} = \frac{\sum_{i=1}^n X_i}{n}, \quad (2.1)$$

где X_i - результат i -го измерения.

Разности между одним из значений X_1, X_2, \dots, X_n и средним значением \bar{X} измеряемой величины называются **абсолютными погрешностями** (ΔX_n):

$$\begin{aligned} X_1 - \bar{X} &= \Delta X_1 \\ X_2 - \bar{X} &= \Delta X_2 \\ &\dots\dots\dots \\ X_n - \bar{X} &= \Delta X_n \end{aligned} \quad (2.2)$$

Абсолютные погрешности могут быть как положительными, так и отрицательными.

Для определения **средней абсолютной погрешности** результата измерений ($\Delta \bar{X}$) берут среднее арифметическое абсолютных значений (модулей)- отдельных абсолютных погрешностей:

$$\Delta \bar{X} = \frac{|\Delta X_1| + |\Delta X_2| + \dots + |\Delta X_n|}{n} = \frac{\sum_{i=1}^n |\Delta X_n|}{n} \quad (2.3)$$

Истинное значение измеряемой величины можно записать:

$$X_0 = \bar{X} \pm \Delta \bar{X}$$

Погрешность измерения, выраженная отношением абсолютной погрешности измерения к действительному (среднему арифметическому) значению измеряемой величины, **называется относительной погрешностью отдельных измерений**:

$$\delta = \frac{\Delta X_1}{\bar{X}}, \frac{\Delta X_2}{\bar{X}}, \dots, \frac{\Delta X_n}{\bar{X}}. \quad (2.4)$$

Отношение средней абсолютной погрешности результата измерения $\Delta \bar{X}$ к его среднему значению \bar{X} дает **среднюю относительную погрешность результата измерений**:

$$\delta_{\text{ср.}} = \frac{\Delta \bar{X}}{\bar{X}}. \quad (2.5)$$

Относительные ошибки принято выражать в процентах

$$\delta_{\text{ср.}} = \frac{\Delta \bar{X}}{\bar{X}} \cdot 100\%. \quad (2.6)$$

2.2 Средняя квадратическая ошибка среднего арифметического

Бесконечная гипотетическая совокупность результатов измерений называется **генеральной совокупностью**. Любую совокупность результатов измерений, выполненных при данных условиях опыта, принято рассматривать как случайную из генеральной совокупности, т.е. как **выборочную совокупность**. На практике, опыты, результаты которых составляют выборочную совокупность, называют обычно **параллельными**. Выборочная совокупность характеризуется значениями выборочных параметров, которые являются функциями величин, составляющих выборочную совокупность.

Чтобы четко разграничить генеральные и выборочные параметры, для обозначения генеральных параметров используют греческие буквы, а выборочных – латинские.

Из выражения (2.1) видно, что при большом числе измерений среднее арифметическое \bar{X} всех результатов измерений совпадает с истинным значением X_0 определяемой величины:

$$(X_1 + X_2 + \dots + X_n)/n = \bar{X} = X_0. \quad (2.7)$$

При ограниченном числе измерений среднее арифметическое отличается от истинного значения на некоторую величину ΔX и равенство (2.7) будет приближенным $X_0 \approx \bar{X}$

Случайные ошибки по теории вероятностей представляют не что иное, как случайные события. Гаусс, рассматривая случайные события, установил нормальный закон распределения случайной величины, который применим и для результатов измерений при наличии случайных ошибок ΔX_i :

$$f(\Delta X) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\Delta X)^2}{2\sigma^2}} \quad (2.8)$$

где $f(\Delta X)$ – вероятность отклонения случайной величины x от ее наиболее вероятного значения x_0 . График функции $f(\Delta X)$ для разных значений σ представлен на рис.2 1.

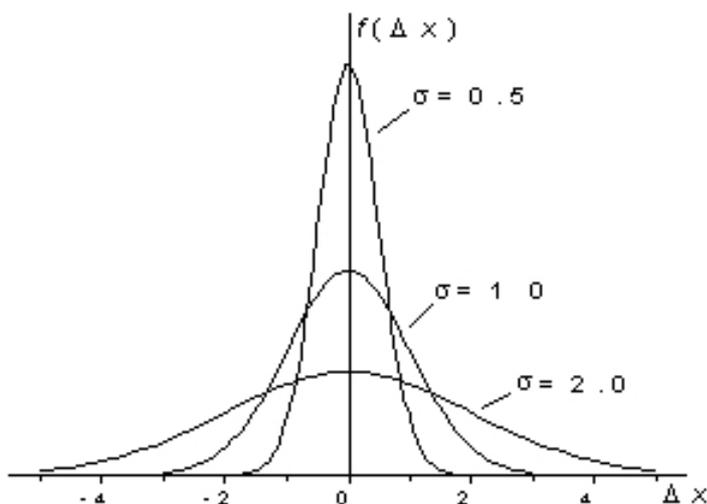


Рис. 2.1. График функции $f(\Delta X_i)$ для разных значений σ

Величину σ^2 в формуле (2.8) называют **дисперсией**, а положительное значение квадратного корня из дисперсии σ – **средним квадратическим отклонением**. Параметр σ^2 представляет собой генеральную дисперсию и служит мерой рассеяния случайной величины. Как видно из рисунка 2.1, формы кривых определяются именно дисперсией σ^2 . Таким образом, по кривым можно оценить вероятность появления случайной ошибки. С ростом σ вероятность случайной ошибки уменьшается, то есть наиболее вероятные ошибки будут близки к нулю. Это означает, что большие ошибки менее вероятны, Дисперсия характеризует быстроту уменьшения вероятности появления ошибки ΔX_i . Поэтому она является мерой оценки точности измерений.

При ограниченном небольшом числе измерений дисперсия определяется по приближенной формуле:

$$\sigma^2 \approx S^2 = \sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^2 \quad (2.9)$$

где S^2 – **среднее квадратическое отклонение (ошибка) результатов единичных измерений в ряду измерений (выборочная дисперсия)**.

При использовании для расчетов распределения Гаусса **средняя квадратическая ошибка** для нескольких измерений, сделанных через равные небольшие промежутки времени, оценивается по уравнению:

$$S = \pm \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^2}{n-1}} \quad (2.10)$$

Однако важнее знать, насколько может уклоняться от истинного значения X_0 среднее арифметическое \bar{X} , полученное по формуле (2.1) для n повторных равноточных измерений. Теория показывает, что средняя квадратическая погрешность среднего арифметического $S_{\bar{n}\delta}$ равна средней квадратической погрешности отдельного результата измерений (S), деленной на корень квадратный из числа измерений n , т.е.:

$$S_{\bar{n}\delta} = \pm \frac{S}{\sqrt{n}} = \pm \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^2}{n(n-1)}} \quad (2.11)$$

С увеличением числа измерений $S_{\bar{n}\delta}$ непрерывно уменьшается. Однако его уменьшение, начиная с некоторого числа измерений, равно приблизительно 10-15, становится очень незначительным. Добиваясь уменьшения ошибки, нерационально чрезмерно увеличивать число измерений.

Погрешность, связанная с флуктуациями радиоактивного распада входит в выборочное среднее квадратическое отклонение $S_{\bar{n}\delta(I)}$, которое можно рассчитать исходя из выражения (2.11) по формуле:

$$S_{\bar{n}\delta(I)} = \pm \frac{S}{\sqrt{n}} = \pm \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (I_i - \bar{I})^2}{n(n-1)}} \quad (2.12)$$

Когда измеряемая относительная активность имеет величину одного порядка с фоном, соответствующим данному опыту, формула (2.12) примет вид

$$S_{\bar{n}\delta(I)} = \pm \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (I_i - \bar{I})^2}{n(n-1)} + \frac{\sum_{i=1}^n (I_{i\delta} - \bar{I}_{\delta})^2}{n(n-1)}} \quad (2.13)$$

Пример. Счетчик радиоактивных излучений регистрирует число распадающихся радиоактивных атомов в единицу времени (скорость счета $I_i = \frac{N}{t}$). Представим полученные данные в виде таблицы.

Таблица 2.1

№ п/п	Скорость счета $I_i = \frac{N}{t}$	$I_i - \bar{I}$	$(I_i - \bar{I})^2$
1	190	-7	49
2	202	+5	25
3	172	-25	625
4	170	-27	729
5	215	+18	324
6	210	+13	169
7	220	+23	529
8	198	+1	1
9	215	+18	324
10	178	-19	361
Сумма	1970	-1	3136

Находим по формуле (2.1) среднее значение скорости счета зарегистрированных импульсов $\bar{I} = \frac{1970}{10} = 197$ имп/с. Это среднее значение есть наиболее вероятное приближение измеряемой величины. Среднюю квадратическую ошибку отдельного измерения можно оценить по формуле (2.12):

$$s_1 = \pm \sqrt{\frac{3136}{10-1}} = \pm 18,6;$$

$$S_{\text{наб}(I)} = \pm \frac{18,6}{\sqrt{10}} = \pm 5,8.$$

Окончательный результат

$$I = 197 \pm 5,8 \text{ (имп/с)}.$$

2.3. Статистический характер радиоактивного распада и распределение Пуассона

Радиоактивные превращения – это процесс, которому присущ вероятностный характер. Законы радиоактивного распада и накопления – статистические законы, проявляющиеся лишь для достаточно большого числа радиоактивных ядер.

При оценке данных, полученных с помощью счетчика не обходимо учитывать статистический характер ядерных превращений. Если рассеяние результатов радиометрических измерений вызвано лишь статистическим характером распада, то распределение числа импульсов, регистрируемых детектором за время t подчиняется **распределению Пуассона**. А именно,

вероятность (P_N) того, что в течение промежутка времени t будет зарегистрировано N импульсов, определяется выражением:

$$P_N = \frac{\bar{N}^N \cdot e^{-\bar{N}}}{N!}. \quad (2.14)$$

В выражение (2.13) входит параметр \bar{N} – это среднее число зарегистрированных импульсов за этот же промежуток времени. Дисперсия распределения Пуассона σ^2 также равна \bar{N} :

$$\sigma_{\text{Пуассона}}^2 = \bar{N} \quad (2.15)$$

$$\sigma_{\text{Пуассона}} = \pm\sqrt{\bar{N}} \approx \pm\sqrt{N_i}. \quad (2.16)$$

В соответствии с (2.9) дисперсия Пуассона **есть среднее квадратическое отклонение (ошибка) результатов единичных измерений** в ряду измерений (выборочная дисперсия). Величина N_i в формуле (2.15) представляет собой число импульсов, зарегистрированных прибором за время t . В таком случае скорость счета равна

$$I_i = \frac{N_i}{t}. \quad (2.17)$$

Среднее квадратическое отклонение скорости счета (средняя квадратическая ошибка по Пуассону), обусловленное статистическим характером распада (абсолютная квадратическая флуктуация), составляет:

$$\sigma_{\text{Пуассона}} = \frac{\sigma_{\text{Пуассона}}}{t} = \frac{\pm\sqrt{\bar{N}}}{t} = \pm\sqrt{\frac{\bar{I}}{t}} \approx \pm\sqrt{\frac{I_i}{t}}, \quad (2.18)$$

а относительная квадратическая флуктуация (обозначим ее греческой буквой ипсилон υ) равна:

$$\upsilon_{\text{Пуассона}} = \frac{\sigma_{\text{Пуассона}}}{\bar{I}} = \frac{1}{\sqrt{\bar{I}t}} \approx \frac{1}{\sqrt{I_i t}}. \quad (2.19)$$

Из формулы (2.18) следует, что величина относительной погрешности, связанной со статистическим характером распада уменьшается с увеличением регистрируемой скорости счета I и продолжительностью отдельного измерения t . Величина $\sigma_{\text{Пуассона}}$ определяет минимально возможное среднее квадратическое отклонение при заданных значениях числа импульсов I и времени измерения t .

Таким образом, в отсутствие иных источников рассеяния, кроме статистического характера радиоактивного распада,

$$S_{\text{нб}} \approx \sigma_{\text{Пуассона}} \quad (2.20)$$

2.4 Влияние фона на точность радиометрических измерений

В результате космического излучения, радиоактивного загрязнения внешней среды и других причин счетчик регистрирует некоторую активность в отсутствие исследуемого препарата. Эту активность принято называть **фоном** счетчика. Наличие фона имеет особенно большое значение при регистрации активности слабых источников и должно быть учтено при оценке точности радиометрических измерений.

Предположим, что в счетчик вместе с фоном попадает N частиц, за время t , тогда $I = \frac{N}{t}$ есть скорость счета. Фон измеряется в течение t_ϕ мин, и зарегистрировано N_ϕ частиц.

Применим к выражению:

$$I = \frac{N}{t}$$

закон сложения ошибок, тогда:

$$\sigma_{\text{исл}}^2(I) = \left(\frac{1}{t}\right)^2 \cdot \sigma_{\text{исл}}^2(N) \quad (2.21)$$

Подставив в (2.21) выражение для $\sigma_{\text{исл}}^2(N)$ (2.16) получим:

$$\sigma_{\text{исл}}^2(I) = \frac{I \cdot t}{t^2} = \frac{I}{t} \quad \text{или} \quad \sigma_{\text{исл}}(I) = \pm \sqrt{\frac{I}{t}} \quad (2.22)$$

Если учесть, что скорость счета образца без фона равна

$$I_0 = I - I_\phi, \quad (2.23)$$

то в соответствии с законом сложения ошибок средняя квадратичная ошибка при регистрации скорости счета образца равна

$$\sigma_{\text{исл}}(I_0) = \pm \sqrt{\frac{I}{t} + \frac{I_\phi}{t_\phi}} \quad (2.24)$$

Соответствующая относительная средняя квадратическая ошибка составит

$$\nu_{\text{исл}}(I) = \frac{1}{I_0} \cdot \sqrt{\frac{I}{t} + \frac{I_\phi}{t_\phi}} \cdot 100\% \quad (2.25)$$

Чем больше активность приближается к фону, тем дольше ее приходится измерять.

Пример. Счетчик регистрирует фон 500 имп за 25 секунд. Образец вместе с фоном дает 1 000 имп за 20 секунд.

Определить скорость счета образца и ее ошибку.

Скорость счета фона и ее ошибка равны

$$I_\phi = \frac{500}{25} = 20 \text{ имп/с};$$

$$\sigma_{\text{исл}}(I_\phi) = \pm \sqrt{\frac{20}{25}} = \pm 0.9.$$

Скорость счета образца вместе с фоном и ее ошибка равны

$$I = \frac{1000}{20} = 50 \text{ имп/с}; \quad \sigma_I = \pm \sqrt{\frac{50}{20}} = \pm 1.58.$$

Скорость счета образца и ее ошибка равны

$$I_0 = I - I_\phi = 50 - 20 = 30 \text{ имп/с},$$

$$\sigma_{\text{исч}}(I_0) = \pm \sqrt{\frac{50}{20} + \frac{20}{25}} = \pm 1.8.$$

Окончательный результат можно записать в виде

$$I_0 = 30 \pm 1.8 \text{ имп/с}.$$

Таким образом, видно, что наличие фона увеличивает абсолютную ошибку измерения.

2.5 Оптимальная продолжительность измерений

Оптимальная продолжительность измерений препарата с фоном дается выражением.

$$t = \frac{I + \sqrt{I \cdot I_\phi}}{\nu_{\text{исч}}^2(I) \cdot I_0^2}, \quad (2.26)$$

где

I – скорость счета образца вместе с фоном;

I_ϕ – скорость счета фона;

$I_0 = I - I_\phi$ - скорость счета образца без фона.

Эта формула упрощается, если скорость счета фона намного меньше скорости счета образца:

$$t = \frac{1}{\nu_{\text{исч}}^2(I) \cdot I_0}. \quad (2.27)$$

Пример. Счетчик регистрирует фон 30 имп за 100 секунд. Образец вместе с фоном дает 1320 имп за 30 секунд.

Определить оптимальное время измерения образца с относительной средней квадратичной ошибкой $\nu = 0.02$.

$$I = \frac{N}{t} = \frac{1320}{30} = 44 \text{ имп/с}; \quad I_\phi = \frac{N_\phi}{t_\phi} = 0.3 \text{ имп/с};$$

$$I_0 = I - I_\phi = 44 - 0.3 = 43.97 \text{ имп/с}.$$

$$t = \frac{I + \sqrt{I \cdot I_\phi}}{\nu^2 \cdot I_0^2} = \frac{44 + \sqrt{44 \cdot 0.3}}{0.02^2 \cdot 43.97^2} = 61.59 \text{ (с)};$$

$$t = \frac{1}{\nu^2 \cdot I_0} = \frac{1}{0.02^2 \cdot 43.97} = 56.86 \text{ (с)}.$$

Лабораторная работа 2

Обработка результатов радиометрических измерений

Содержание работы: исследовать влияние времени измерения радиоактивности препарата на среднюю квадратичную ошибку; исследовать влияние числа измерений на среднюю квадратичную ошибку; определить оптимальное время измерения активности препарата.

Оборудование и материалы: установка со счетчиком Гейгера-Мюллера, набор стандартных препаратов с регистрируемой активностью от 300 до 3000 имп/с.

Порядок выполнения работы:

1. Исследование влияния времени измерения активности на среднюю квадратичную ошибку.

Взять препарат, расположить его на расстоянии 30-40мм от счетчика, измерить его в указанном положении 1с, 10с, 100с.

Фон измерить 1 раз в течение 100 с. Результаты оформить в виде таблицы (таблица 2.2) и обработать по формуле (2.24), если значение измерения сравнимо с фоном; по формуле (2.22), если значения измерений намного больше фона.

Объяснить, почему при увеличении времени измерения ошибка уменьшается.

Таблица 2.2

Расчет средней квадратической ошибки среднего арифметического значения скорости счета (σ_{cp})

Время отдельного измерения	Число импульсов за t (с) отдельного измерения	Скорость счета отдельного измерения	Среднее арифметическое значение скорости	Отклонение от среднего значения скорости счета каждого отдельного	Квадрат отклонения от среднего значения скорости счета каждого отдельного	Сумма квадратов отклонения от среднего значения скорости счета при
t (с)	N_i	$I_i = \frac{N_i}{t}$	$\bar{I} = \frac{\sum_{i=1}^n I_i}{n}$	$(I_i - \bar{I})$	$(I_i - \bar{I})^2$	$\sum_{i=1}^n (I_i - \bar{I})^2$

2. Исследование влияния числа измерений на среднюю квадратическую ошибку.

Тот же препарат в прежнем положении измерить 5 раз по 1с, по 10с, по 100с. Фон измерить 5 раз по 100с. Результаты оформить в виде таблицы 2.2 и обработать по формуле (2.13) – если значение измерения сравнимо с фоном; по формуле (2.12) – если значения измерений намного больше фона.

Записать результаты в общем виде $I = \bar{I} \pm s_{\bar{I}}(\alpha)$.

Сравнить с результатами для единичных измерений (задание 1).

Объяснить, почему с увеличением числа измерений средняя квадратическая ошибка уменьшается.

3. Расчет необходимого времени измерения препаратов

Взять два препарата, которые дают на расстоянии 30 мм от счетчика вместе с фоном соответственно 200 – 300 имп/с и 500 – 1000 имп/с. Измерить активности первого и второго препарата (время измерения 30с) со средней относительной квадратической ошибкой $\nu = 0.02$.

Рассчитать необходимое время измерения взятых препаратов с помощью формул (2.26) или (2.27).

3 Законы радиоактивного распада

Самопроизвольное превращение радиоактивных ядер, приводит к непрерывному уменьшению числа атомов исходного радиоактивного элемента и к образованию дочерних продуктов.

Законы радиоактивного распада и накопления носят вероятностный характер, т.е. они справедливы для совокупности большого числа ядер. Для отдельного ядра нельзя заранее предсказать, в какой момент времени оно распадется; акт распада наступает, независимо от того, сколько времени ядро просуществовало.

Для совокупности большого числа ядер число актов распада в единицу времени (скорость распада) прямо пропорционально имеющемуся количеству ядер. Это так называемый **основной закон радиоактивного распада**, который в **дифференциальной форме** записывают следующим образом

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda \cdot N, \quad (3.1)$$

где N – количество имеющихся радиоактивных ядер; λ – константа, характеризующая неустойчивость ядер данного радиоактивного изотопа и называемая **постоянной распада** или **радиоактивной постоянной**; dN/dt – скорость распада. Знак минус указывает на уменьшение первоначального количества ядер во времени.

Из уравнения (3.1) следует, что

$$\lambda = \frac{-dN/dt}{N} = \frac{dN/N}{dt}, \quad (3.2)$$

т.е. постоянная распада λ численно равна доле ядер dN/N , распадающихся в единицу времени; λ имеет размерность обратного времени и чаще всего выражается в s^{-1} .

Смысл **основного закона** радиоактивного распада состоит в том, что за равные промежутки времени подвергается распаду постоянная часть от общего количества имеющихся в данный момент радиоактивных атомов данного изотопа.

Если нужно установить число радиоактивных ядер, оставшихся по истечении промежутка времени t , пользуются **интегральной формой основного закона распада**. Ее можно получить, проинтегрировав выражение (3.1) при условии, что в начальный момент времени $t = 0$ число ядер составляло N_0 . В результате находим

$$N_t = N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t}, \quad (3.3)$$

где N_t – количество ядер изотопа в момент времени t .

На рис. 3.1 приведена типичная кривая, показывающая уменьшение числа радиоактивных ядер во времени.

Скорость радиоактивного распада $-dN/dt$ называют **абсолютной радиоактивностью** препарата (A)

$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda \cdot N. \quad (3.4)$$

Абсолютную радиоактивность A (активность) принято выражать числом актов распада в секунду.

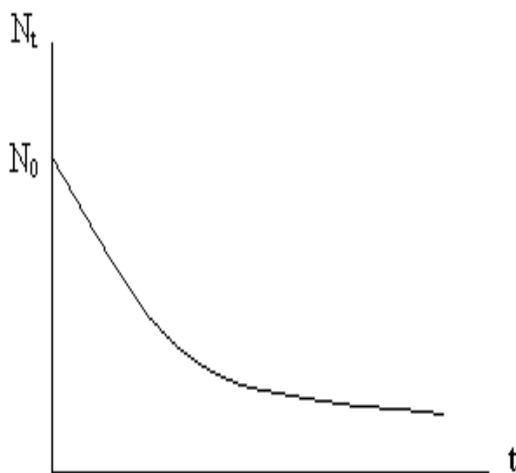


Рис. 3.1. Уменьшение числа радиоактивных ядер N_t во времени

Уменьшение абсолютной активности во времени подчиняется основному закону радиоактивного распада:

$$A_t = A_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t}, \quad (3.5)$$

где A_t и A_0 – соответственно абсолютные активности препарата в момент времени $t = t$ и $t = 0$.

В практической работе абсолютная радиоактивность препарата, как правило, непосредственно не измеряется.

Измерительные приборы обычно дают величину, пропорциональную абсолютной активности, называемую регистрируемой активностью I . Регистрируемая активность представляет собой скорость счета I (имп/с). Регистрируемая активность также как и абсолютная активность подчиняется

основному закону радиоактивного распада:

$$I_t = I_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t}, \quad (3.6)$$

где I_t и I_0 – значения регистрируемой активности в моменты времени $t = t$ и $t = 0$.

Устойчивость радиоактивных ядер характеризуют величиной периода полураспада. **Период полураспада ($T_{1/2}$)** – это промежуток времени, в течение которого распадается половина имеющихся ядер данного изотопа. Абсолютная и регистрируемая активности за время, равное периоду полураспада, уменьшаются вдвое:

$$\frac{A_t}{A_0} = \frac{I_t}{I_0} = \frac{1}{2} = e^{-\lambda \cdot T_{1/2}}. \quad (3.7)$$

Отсюда следует, что

$$\lambda \cdot T_{1/2} = \ln 2 = 0.693,$$

$$T_{1/2} = \frac{0.693}{\lambda}. \quad (3.8)$$

Комбинируя уравнения 3.4 и 3.9, получим выражение для расчета периода полураспада:

$$T_{1/2} = \frac{0.693N}{A}, \quad (3.9)$$

где N – число ядер (атомов) радиоактивного изотопа, A – абсолютная радиоактивность известного весового m количества изотопа. Число атомов N изотопа рассчитывается по формуле

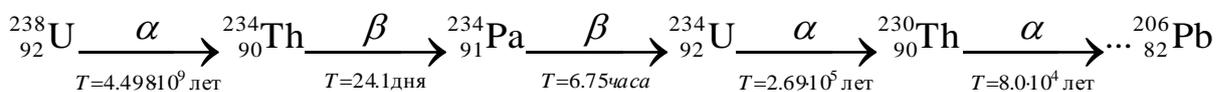
$$N = \frac{m \cdot N_A}{A_r}, \quad (3.10)$$

где A_r – атомная масса изотопа, N_A – число Авогадро, m – весовое количество изотопа в препарате. Подставляя (3.11) в (3.10), получим

$$T_{1/2} = 0.639 \frac{m \cdot N_A}{A \cdot A_r}, \quad (3.11)$$

Определение абсолютной активности нуклидов довольно сложный процесс. Так определение абсолютной активности ${}^{238}_{92}\text{U}$ радиометрическим методом осложняется тем, что он находится в равновесии с продуктами его распада со сложным составом излучений. Ядра ${}^{238}_{92}\text{U}$, испуская α -частицы, превращаются в ядра ${}^{234}_{90}\text{Th}$. Затем следуют подряд два β -распада. Далее следуют еще несколько α - и β -распадов, пока не образуется ядро стабильного нуклида ${}^{206}_{82}\text{Pb}$.

Таким образом образуется **радиоактивное семейство нуклидов**, связанных взаимными радиоактивными превращениями:



При любом акте распада $A \rightarrow B$ нуклид A называется **материнским** по отношению к B , а B – дочерним по отношению к A . В процессе распада материнского нуклида происходит накопление и распад дочернего нуклида.

При условии, когда $(T_{1/2})_1 \gg (T_{1/2})_2$, т. е. $\lambda_1 \ll \lambda_2$ и $t \ll (T_{1/2})_1$, между общим количеством атомов дочернего и материнского вещества устанавливается определенное соотношение – **радиоактивное равновесие**, когда скорость распада дочернего радионуклида равна скорости распада материнского:

$$\lambda_1 \cdot N_1 = \lambda_2 \cdot N_2 \quad \text{или} \quad A_1 = A_2. \quad (3.12)$$

Выражение (3.13) справедливо, когда период полураспада материнского радионуклида гораздо больше периодов полураспада дочерних радионуклидов. Такое равновесие называется **ВЕКОВЫМ**.

В случае **векового** радиоактивного равновесия скорость распада, а также абсолютные активности дочернего и материнского вещества одинаковы (3.12).

В рассматриваемом семействе период полураспада $^{238}_{92}\text{U}$ гораздо больше периода полураспада любого другого члена этого семейства. Из-за большого периода полураспада $^{238}_{92}\text{U}$ число его ядер (а, следовательно, и активность) в течение практически любых обозримых интервалов времени не изменяется. После установления равновесия не изменится также число ядер всех продуктов распада.

Скорость установления равновесия $^{238}_{92}\text{U}$ с продуктами распада зависит от скорости образования $^{234}_{90}\text{Th}$. Обычно используют препараты уранила нитрата 5-6-месячной давности, в которых за это время накапливается примерно 99% равновесного количества $^{234}_{90}\text{Th}$. $^{234}_{91}\text{Pa}$ приходит в равновесие с $^{234}_{90}\text{Th}$ за несколько суток, а $^{234}_{92}\text{U}$ – через десятки минут.

При равновесном состоянии $^{238}_{92}\text{U}$ с продуктами его распада абсолютная активность препарата по α -излучению может быть найдена путем измерения суммарной β -активности $^{234}_{90}\text{Th}$ и $^{234}_{91}\text{Pa}$, или только $^{234}_{91}\text{Pa}$. Таким образом, на каждую α -частицу $^{238}_{92}\text{U}$ приходится две β -частицы.

β -частицы малых энергий, испускаемые $^{234}_{90}\text{Th}$, будут проникать в счетчик во много меньшем числе, чем жесткие, испускаемые $^{234}_{91}\text{Pa}$, или их совсем не будет, в зависимости от толщины стенки или окна счетчика и слоя воздуха между образцом и счетчиком.

α -излучение $^{238}_{92}\text{U}$ полностью поглощается слоем воздуха толщиной примерно в 26.5 мм при нормальных условиях, что соответствует эквиваленту алюминия 34 мг/см^2 .

β -излучение $^{234}_{90}\text{Th}$ поглощается полностью слоем алюминия при толщине, равной 45 мг/см^2 , тогда как для полного поглощения β -частиц $^{234}_{91}\text{Pa}$ требуется слой алюминия толщиной 1130 мг/см^2 . Производя измерения на торцевом счетчике с тонким слюдяным окном ($2-4 \text{ мг/см}^2$) можно определить как суммарную интенсивность β -излучения $^{234}_{90}\text{Th}$ и $^{234}_{91}\text{Pa}$, так и излучение лишь одного $^{234}_{91}\text{Pa}$.

В первом случае необходимо соблюдать условие, чтобы слой воздуха и толщина окна счетчика полностью поглощали α -излучение. Однако при измерении суммарной β -активности наличие мягкого излучения $^{234}_{90}\text{Th}$ сильно снижает точность исследования вследствие его малой проникающей способности в веществе.

Поэтому определение абсолютной активности уранового препарата надежнее вести не по суммарной интенсивности β -излучения $^{234}_{90}\text{Th}$ и $^{234}_{91}\text{Pa}$, а только по излучению $^{234}_{91}\text{Pa}$.

Измерение абсолютной активности препарата по β -излучению $^{234}_{91}\text{Pa}$ проводятся следующим образом.

Исходя из (3.9) для нахождения $T_{1/2}$, необходимо знать абсолютную радиоактивность препарата, содержащего известное количество изотопа.

Связь между регистрируемой и абсолютной радиоактивностью выражается соотношением:

$$I = A \cdot \varphi, \quad (3.13)$$

где φ – коэффициент пропорциональности, или коэффициент регистрации.

Величину φ обычно находят расчетным путем. Расчетный способ нахождения φ связан с количественным учетом всех факторов, влияющих на величину регистрируемой активности I при данной абсолютной активности препарата (A).

На величину I оказывают влияние следующие факторы, связанные с характеристиками выбранной радиометрической аппаратуры, со свойствами измеряемого радиоактивного препарата и взаимным расположением препарата и детектора:

а) эффективность детектора к данному виду излучения, учитываемая введением поправочного коэффициента ε ;

б) конфигурация и взаимное расположение препарата и детектора учитываются геометрическим коэффициентом η ;

в) поглощение излучения в воздухе и в слое окошка детектора учитывается поправочным коэффициентом ослабления K .

Существует еще несколько факторов, величины которых несущественно влияют на φ , и мы их рассматривать не будем.

Исходя из вышесказанного, для φ можно записать:

$$\varphi = \varepsilon \cdot \eta \cdot K \quad (3.14)$$

Подставив в формулу (3.13) значения φ (3.8), получим выражение для абсолютной активности A препарата:

$$\dot{A} = \frac{I}{\varepsilon \cdot \eta \cdot K}. \quad (3.15)$$

Для определения величин поправочных коэффициентов пользуются различными таблицами и графиками.

Поправку на эффективность счета (ε) торцовых счетчиков к β -излучению принято считать равной 0.95.

Потери излучения, обусловленные взаимным расположением препарата и счетчика, учитываются поправкой, называемой геометрическим коэффициентом. Геометрический коэффициент определяет, какая доля от

общего числа β - частиц или квантов испускается препаратом в направлении чувствительного объема детектора (A):

$$\eta = I_{\eta} / A, \quad (3.16)$$

где I_{η} - число частиц или квантов, испускаемых в направлении чувствительного объема детектора.

Геометрический коэффициент η равен отношению телесного угла ω , под которым детектор облучается источником излучения, к полному телесному углу 4π :

$$\eta = \omega / 4\pi \quad (3.17)$$

Телесный угол может быть заменен линейным углом α и выражен через расстояние h и радиус окошка счетчика r :

$$\eta = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{h}{\sqrt{h^2 + r^2}} \right), \quad (3.18)$$

где h - расстояние от источника до окна счетчика (см); r - радиус окна счетчика (см).

Если β - излучатель находится на большом расстоянии от окошка счетчика, то часть β - излучения теряет свою энергию в результате поглощения и рассеяния в воздухе и потому не попадает в торцовый счетчик. Кроме того, часть β - частиц поглощается в окошке счетчика. Потери излучения за счет поглощения слоем воздуха и слоем слюдяного окна счетчика учитываются поправочным коэффициентом ослабления K . Так как коэффициенты поглощения β -лучей в слюде, воздухе и алюминии приблизительно равны, то, используя кривую поглощения β - частиц для алюминия, легко определить поглощение в воздухе и слюдяном окне счетчика и рассчитать поправку на ослабление (K).

Для нахождения K строят график зависимости скорости счета исследуемого препарата I (имп/с) от толщины алюминиевых поглотителей d_{Al} ($\text{мг}/\text{см}^2$). Толщину поглотителя определяют по соотношению

$$d(\text{мг}/\text{см}^2) = l \cdot \rho,$$

где l - толщина поглотителя (см), а ρ - плотность поглотителя ($\text{мг}/\text{см}^3$).

Продолжая график до пересечения с осью ординат, получают величину I_0 для $d = 0$. (рис. 3.2).

Отношение измеренной скорости счета без поглотителей $I_{\text{изм}}$ к расчетной I_0 дает поправку на ослабление K :

$$K = \frac{I_{\text{изм}}}{I_0}. \quad (3.19)$$

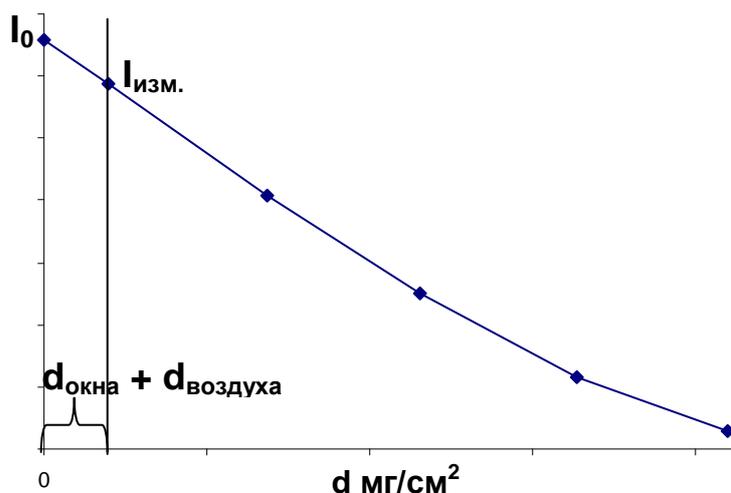


Рис. 3.2. Кривая поглощения β -частиц алюминиевыми экранами.

Лабораторная работа 3

Определение периода полураспада долгоживущего изотопа ${}^{238}_{92}\text{U}$

Содержание работы: определить период полураспада ${}^{238}_{92}\text{U}$.

Оборудование и материалы: установка со счетчиком Гейгера-Мюллера, титрованный раствор соли, содержащей ${}^{238}_{92}\text{U}$, алюминиевые поглотители, инфракрасная лампа.

Порядок выполнения работы:

Период полураспада долгоживущего изотопа ${}^{238}_{92}\text{U}$, количество которого за время исследования практически не меняется, можно определить по абсолютной активности радиоактивного препарата по формуле (3.9).

Для выполнения работы необходимо приготовить урановый препарат путем нанесения титрованного раствора соли, содержащей ${}^{238}_{92}\text{U}$. Измерить его активность на радиометрической установке со счетчиком Гейгера-Мюллера в течение 100с 3 раза. Вычислить среднее значение наблюдаемой регистрируемой активности I препарата.

Найти все необходимые поправки для данных условий опыта (ε , η , K), рассчитать абсолютную активность препарата (A) по формуле (3.15) и определить период полураспада ($T_{1/2}$) по формуле (3.11).

Для определения поправки на ослабление излучения слоем воздуха и слюдяного окна счетчика (K) над образцом расположить диафрагму из алюминия толщиной 3,5мм с диаметром отверстия в 1.5 раза меньше диаметра окна счетчика. Измерить активность уранового препарата на расстоянии $h = 25$ -

30 мм от диафрагмы без алюминиевых поглотителей ($I_{\text{изм.}}$) и с ними (I_n). Радиоактивность препарата должна уменьшиться в 2-3 раза. Построить график зависимости измеренной радиоактивности от толщины алюминиевых поглотителей ($\text{мг}/\text{см}^2$). Экстраполируя кривую на графике до пересечения с осью ординат на нулевую толщину поглотителей (воздух + слюдяное окно) получить I_0 (см. рис.3.2). По формуле (3.19) рассчитать поправку на ослабление излучения слоем воздуха и слюдяного окна (K).

По формуле (3.18) рассчитать поправку на геометрический коэффициент (η) для данной геометрии счѐта.

Наблюдаемую регистрируемую активность I препарата и найденные поправки (ϵ , η , K), подставить в формулу (3.15) и рассчитать абсолютную активность препарата (A).

По формуле (3.10) рассчитать число атомов ${}^{238}_{92}\text{U}$ в препарате (N).

По формуле (3.11) рассчитать период полураспада ${}^{238}_{92}\text{U}$ ($T_{1/2}$).

Примечание. Плотность воздуха $\rho_{\text{в}} = 0.00129 \text{ г}/\text{см}^3$;

плотность слюды $\rho_{\text{с}} = 2.7 \text{ г}/\text{см}^3$;

плотность алюминия $\rho_{\text{Al}} = 2.7 \text{ г}/\text{см}^3$.

Толщина окна счетчика – по паспорту.

4 Взаимодействие ядерного излучения с веществом

Все виды ядерного излучения, как корпускулярные, так и электромагнитные, могут быть обнаружены только по их взаимодействию с веществом. Характер взаимодействия ионизирующего излучения с веществом зависит от его вида, энергии частиц (фотонов), а также от свойств поглощающего материала

Различают два типа взаимодействия ядерного излучения с веществом – **упругое** и **неупругое**.

При **упругом** взаимодействии сумма кинетических энергий взаимодействующих частиц (или фотонов и частиц) не изменяется, происходит лишь перераспределение энергии между участниками взаимодействия. При этом сами частицы изменяют направление своего движения, т.е. происходит процесс рассеяния. Это взаимодействие так и называется – упругое рассеяние. Такие процессы не представляют интереса, кроме случая, когда в результате упругого взаимодействия часть энергии γ -кванта передается свободному электрону.

При **неупругом** взаимодействии сумма кинетических энергий участников взаимодействия уменьшается, так как часть кинетической энергии переходит в другие формы (энергию возбуждения, энергию разрыва связей – ионизацию) и, в конечном счете, рассеивается в виде теплоты и длинноволнового излучения.

Заряженные частицы – протоны, электроны, мезоны, ядра гелия и ядра более тяжелых элементов взаимодействуют с электронами атомных оболочек и ядрами встречных атомов главным образом в результате действия электростатических (кулоновских) сил. При близких столкновениях тяжелых частиц, в том числе и нейтронов, с ядрами в действие вступают ядерные силы. Излучение, состоящее из заряженных частиц, является **непосредственно ионизирующим**.

γ -кванты воздействуют на атомные электроны и ядра своим электромагнитным полем. Взаимодействие γ -квантов со средой приводит к образованию относительно небольшого числа электронов (в некоторых случаях и позитронов), которые вызывают дальнейшую ионизацию среды. Поэтому γ -излучение часто называют **косвенно ионизирующим**.

Ионизирующее излучение характеризуют величиной **удельной ионизации** – числом пар ионов, образуемых частицей или гамма γ -квантом на единицу пути.

Ионизирующее действие излучений широко используется для их регистрации.

С ионизирующим действием связан ряд вторичных эффектов, которые также используются для регистрации излучения или измерения доз, создаваемых радиоактивными веществами. Например, возбужденные атомы и молекулы, которые вместе с ионами образуются вдоль пути ионизирующей частицы, могут переходить в основное состояние, испуская электромагнитное излучение.

У некоторых веществ часть спектра лежит в видимой или в УФ – областях, при этом прохождение излучения через такие вещества, сопровождается вспышкой (сцинтилляцией) света. На этом принципе основано действие сцинтилляционных детекторов.

Все эти виды взаимодействия имеют разную природу и по-разному проявляются для внешнего наблюдателя. В то же время общим для всех видов взаимодействия ядерного излучения с веществом является то, что энергия падающих частиц передается атомам вещества. Соответственно, по мере углубления в среду энергия и интенсивность излучения уменьшаются, в результате чего слои вещества могут служить защитой от ядерного излучения. Рассмотрим более подробно вопросы поглощения (ослабления) излучения в веществе.

4.1 Взаимодействие α -частиц с веществом

Тяжелые заряженные α - частицы при неупругих столкновениях взаимодействуют главным образом с электронами атомных оболочек, вызывая ионизацию атомов и молекул среды. Основными процессами при взаимодействии α -частиц с веществом являются процессы ионизационного торможения. Ионизация атомов среды альфа-частицами возможна только тогда, когда энергия отдаваемая альфа-частицей электрону больше энергии его связи с ядром (энергии ионизации атома).

Максимальная энергия, которая может быть передана в одном акте взаимодействия тяжелой частицей, движущейся со скоростью $v \ll c$, неподвижному электрону, равна:

$$E_{\text{макс.}} = 2m_e v^2. \quad (4.1)$$

Путь, который проходит α -частица до полной потери энергии, называется **длиной пробега**, является константой, характеризующей α -излучение и обозначается R . Понятием R пользуются для оценки проникающей способности α -частиц. Пробег R измеряется в м или в массовой толщине (d) (кг/м²) поглотителя.

Длина пробега в воздухе и энергия α -частицы взаимосвязаны эмпирическим соотношением:

$$R_{\text{возд.}} = K \cdot E_{\alpha}^{3/2}, \quad (4.2)$$

где K – постоянная, равная 0.318, E – энергия альфа-частицы, МэВ;

Пробег α -частиц в воздухе для всех α -частиц колеблется от 2.5 до 8.5 см.

Поэтому α -частицы даже самой большой энергии поглощаются даже листом бумаги.

Из всех известных частиц, испускаемых радиоактивными атомами, альфа-частицы обладают наибольшей ионизационной способностью. В воздухе при нормальных условиях α -частица образует 150–250 тысяч пар ионов на 1 см пути.

Как только альфа-частица замедляется после прохождения некоторого пути в веществе, ее кинетическая энергия стала меньше потенциала ионизации атомов окружающей среды, дальнейшее уменьшение ее энергии происходит за счет возбуждения атомов и молекул. Механизм такого возбуждения сводится к взаимодействию электронных оболочек атомов с α -частицей без выбивания электронов. При этом происходит их переход на более высокий энергетический уровень. В конечном счете, вся энергия возбуждения переходит в тепловую энергию. Вещество, через которое проходит α -частица нагревается. Иногда наблюдается люминесценция некоторых соединений.

Независимо от того, по какому пути идет взаимодействие альфа-частиц с веществом, заторможенные до обычных молекулярных скоростей, они последовательно присоединяют два электрона и превращаются сначала в одноименно заряженные ионы, а затем в атомы гелия.

Таблица 4.1

Пробеги альфа-частиц в воздухе, биологической ткани, алюминии.

Энергия α -частиц, МэВ	4	6	8	10
Воздух, см	2.5	4.6	7.4	10.6
Биологическая ткань, мкм	31	56	96	130
Алюминий, мкм	16	30	48	69

Кроме того, под воздействием альфа - излучения различной энергии в веществе могут происходить химические превращения (разложение воды с образование различных радикалов и молекул, разложение или полимеризация органических молекул).

Альфа-лучи обладают физиологическим действием. На коже вызывает ожоги и воспалительные процессы. Попадание альфа - радиоактивных веществ внутрь организма может привести к смертельному исходу, так как в этом случае вся энергия частиц передается ткани организма, в результате чего в ней возникают необратимые процессы.

4.2. Взаимодействие β -частиц с веществом

Для подавляющего большинства элементов могут быть получены искусственным путем радиоактивные изотопы, испускающие β -

При взаимодействии β -частиц с атомами и молекулами среды реализуются два механизма потерь энергии:

- 1) неупругое взаимодействие (ионизационные потери);
- 2) преобразование части кинетической энергии в электромагнитное тормозное излучение (радиационные потери).

β -частицы, испускаемые каким-либо радиоактивным веществом, имеют непрерывный энергетический спектр, в котором представлены β -частицы, имеющие все значения кинетической энергии от нуля до некоторого максимального значения (E_{\max}). Непрерывность β -спектра объясняется одновременным испусканием β -частиц и нейтрино и распределением энергии между этими частицами.

Величина E_{\max} является характерной для данного радиоактивного изотопа и может служить для его идентификации. Детально изучение энергетического спектра β -излучения производят спектрометрическими методами, требующими сложной аппаратуры. В тех случаях, когда требуется определить максимальную энергию β -спектра с точностью, не превышающей 5%, используют метод поглощения.

Электрон, или β -частица, полностью поглощается материалом в том случае, когда он отдает всю свою энергию. Длина пробега в веществе, следовательно зависит от энергии β -частицы. Таким образом длина пробега β -частицы дает возможность судить об ее энергии. Экспериментально установлено, что убывание числа β -частиц, при прохождении через среду носит характер, близкий к экспоненциальному

$$N_x = N_0 e^{-\mu x}, \quad (4.3)$$

где N_x – число частиц, прошедших через слой вещества;
 N_0 – число входящих частиц;
 x – толщина поглотителя, в см;
 μ – линейный коэффициент ослабления, в см^{-1} .

Опыт показывает, что отношение μ к плотности ρ почти не зависит от природы поглотителя. Величина $\mu/\rho = \mu'$ называется массовым коэффициентом поглощения и имеет размерность $\text{см}^2 \cdot \text{г}^{-1}$. Толщина поглотителя в этом случае обозначается через d и имеет размерность $\text{г}/\text{см}^2$.

Тогда

$$N_d = N_0 \cdot e^{-\mu' d}. \quad (4.4)$$

Аналогично формулам (3.3 и 3.7) интенсивность β -излучения подчиняется экспоненциальному закону:

$$I_x = I_0 \cdot e^{-\mu x}, \quad (4.5)$$

где I_0 и I_x – интенсивности до и после прохождения β -излучения через слой вещества.

Таблица 4.2

Эффективные пробеги (в см) электронов в различных веществах в зависимости от их энергии.

Энергия электрона, МэВ	0.05	0.5	5	50	500
Вещество					
Воздух	4.1	160	$2 \cdot 10^3$	$1.7 \cdot 10^4$	$6.3 \cdot 10^4$
Вода	$4.7 \cdot 10^{-3}$	0.19	2.6	19	78
Алюминий	$2 \cdot 10^{-3}$	0.056	0.95	4.3	8.6
Свинец	$5 \cdot 10^{-4}$	0.02	0.30	1.25	2.5

Графически зависимость (4.5) может быть представлена в полулогарифмических координатах. Экстраполяцией линейного участка на ось абсцисс получают толщину слоя полного поглощения, соответствующую максимальному пробегу β -частиц в поглотителе, – R_{\max} .

R_{\max} определяется как минимальная толщина поглотителя, при которой полностью задерживаются β -частицы с начальной энергией, равной максимальной энергии β -спектра.

Существует несколько эмпирических соотношений, описывающих соотношение между R_{\max} и E_{\max} при прохождении через алюминий:

$$1. E_{\max} = 1.92\sqrt{R_{\max}^2 + 0,22 R_{\max}} \quad \text{при } E \text{ от } 0.3 \text{ до } 3 \text{ МэВ} \quad (4.6)$$

$$2. E_{\max} = 1.85 \cdot R_{\max} + 0,245 \quad \text{при } E > 0.8 \text{ МэВ} \quad (4.7)$$

$$3. E_{\max} = 1.92 \cdot R_{\max}^{0,725} \quad \text{при } 0.15 < E < 0.8 \text{ МэВ} \quad (4.8)$$

$$4. E_{\max} = 1.39 \cdot R_{\max}^{0,6} \quad \text{при } E < 0.05 \text{ МэВ} \quad (4.9)$$

Необходимо учитывать, что при определении ослабления из экспериментальных данных получают несколько заниженные значения длины пробега. Истинная траектория β -частиц не прямолинейна, а зигзагообразна из-за рассеяния.

Лабораторная работа 4

Определение верхней границы β -спектра ^{90}Sr и ^{90}Y

Содержание работы: определить максимальную энергию β -частиц, испускаемых радионуклидами ^{90}Sr и ^{90}Y .

Оборудование и материалы: радиометрическая установка со счетчиком Гейгера-Мюллера, препарат $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$, набор алюминиевых поглотителей (толщина $x = 0.007$ см).

Порядок выполнения работы:

Включить радиометрическую установку.

Измерить фон установки три раза по 100 с – $I_{\text{ф}}$.

В свинцовый домик поместить препарат β -излучения $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$, на подложку на расстоянии 3 см от счетчика, над препаратом установить диафрагму с диаметром окна в полтора раза меньше диаметра окна счетчика. Измерить скорость счета I препарата (три раза по 30с). Затем поместить на диафрагму алюминиевые поглотители. Опыт повторить, увеличивая количество алюминиевых пластин до таких толщин, при которых скорость счета максимально приблизится к I_{ϕ} .

Результаты оформить в виде таблицы (табл. 4.3).

Таблица 4.3

№ изме- ре- ния	Толщина поглотителя x см	Толщина поглотителя d г/см ²	Число импульсов N имп			Скорость счета I имп/с	Скорость счета за вычетом фона I-I _ф имп/с

Построить график зависимости $(I-I_{\phi})$ от толщины поглотителя d , выраженной в г/см² (рис 4.1).

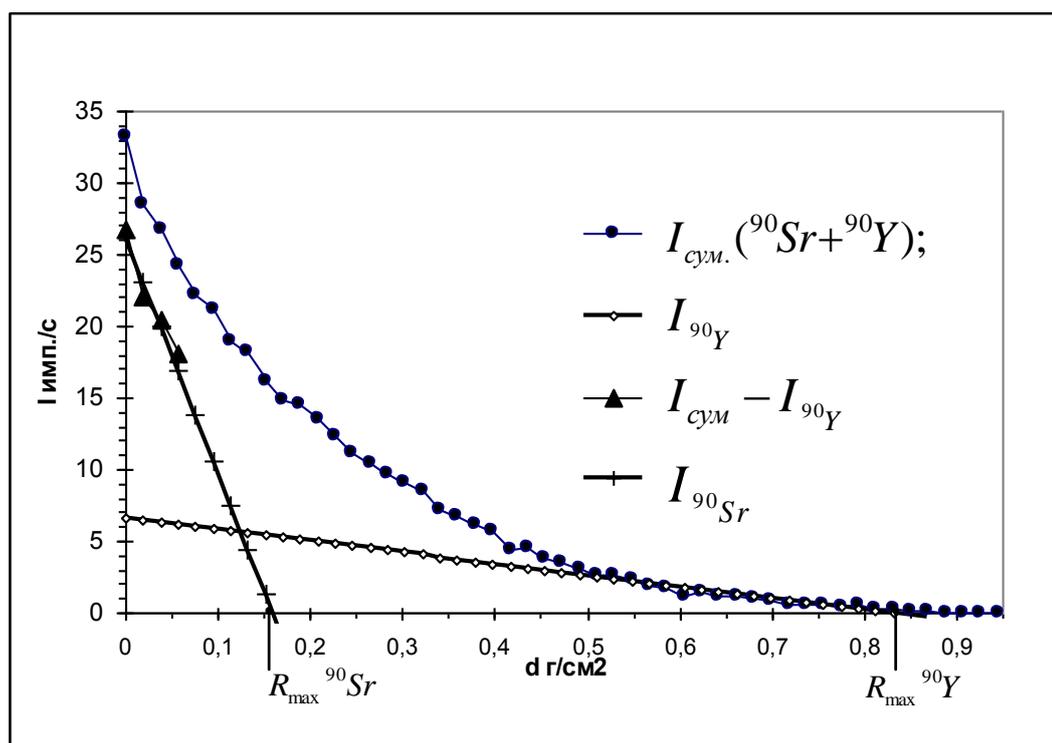


Рис 4.1. График зависимости скорости счета от толщины поглотителя

При наличии двух β -спектров кривая ослабления $I_{\text{сум}} (^{90}\text{Y} + ^{90}\text{Sr})$ вначале обнаруживает резкий спад. Экстраполируя кривую ослабления после изгиба к оси ординат ($I^{90}\text{Y}$), по разности скоростей счета (исходной ($I_{\text{сум}} (^{90}\text{Y} + ^{90}\text{Sr})$) и экстраполированной ($I^{90}\text{Y}$) для нескольких точек) находят скорость счета $I^{90}\text{Sr}$,

соответствующую мягкой β - компоненте. Экстраполяцией прямолинейных участков графиков для ^{90}Y и ^{90}Sr на ось абсцисс найти величины R_{\max} ($\text{г}/\text{см}^2$) для β -излучения ^{90}Sr , а затем – для ^{90}Y .

Толщина поглотителя, через которую не проходит ни одна частица, равна максимальному пробегу β - частиц R_{\max} . (Следует отметить, что кривая поглощения зависит от материала поглотителя (порядковый номер). Для жесткого β -излучения лучше применять медные или латунные экраны.)

По эмпирической формуле (4.6) рассчитать величины максимальных энергий β -излучения ^{90}Sr и ^{90}Y .

$$E_{\max} = 1.92\sqrt{R_{\max}^2 + 0.22R_{\max}}, \text{ (МэВ)}.$$

Сравнить полученные данные с литературными.

$$E_{\max}^{90\text{Y}} = 2.26 \text{ МэВ};$$

$$E_{\max}^{90\text{Sr}} = 0.545 \text{ МэВ};$$

Примечание: $\rho(\text{Al}) = 2.7 \text{ г}/\text{см}^3$.

4.3 Взаимодействие γ -излучения с веществом

После радиоактивного превращения атомное ядро конечного продукта часто оказывается в возбужденном состоянии. Переход ядра из этого состояния на более низкий энергетический уровень сопровождается испусканием квантов электромагнитного излучения – γ -квантов. Так как атомное ядро может иметь лишь дискретные энергетические уровни, то энергетический спектр γ -излучения также будет дискретным. Таким образом, при радиоактивном распаде излучается одна или несколько групп γ -квантов с одинаковым значением энергии, типичным для данного изотопа.

Взаимодействие гамма γ -квантов с веществом коренным образом отличается от взаимодействия заряженных частиц.

Прежде всего, для γ -квантов неприменимо понятие замедления. Скорость их не зависит от энергии и равна примерно $300000 \text{ км}/\text{с}$. Так как γ -кванты не имеют заряда они испытывают замедляющего кулоновского взаимодействия.

Тем не менее, для γ -квантов эффективное взаимодействие может проявляться уже на расстоянии десятых долей ангстрема ($1\text{А} = 10^{-8} \text{ см}$). Такое взаимодействие происходит при прямом столкновении γ -кванта с атомным электроном или ядром. γ -квант своим электромагнитным полем может взаимодействовать с электрическими зарядами этих частиц и передать им при этом полностью или частично свою энергию.

Основные процессы, приводящие к потере энергии γ -квантов следующие:

- фотопоглощение (фотоэффект);
- комптоновским рассеяние;
- образование электронно-позитронных пар.

Фотопоглощение (фотоэффект) – процесс передачи **всей** энергии γ -кванта электрону, как правило, K - или L -оболочки атома облучаемого вещества. Кинетическая энергия выбитого электрона (фотоэлектрона) E_{ϕ} равна разности между энергией фотона и энергией связи в атоме, например, K -электрона:

$$E_{\phi} = E_{\gamma} - E_k.$$

Вакансия, образовавшаяся на K -оболочке, заполняется электроном с одного из находящихся выше уровней. Выделяющаяся при этом энергия может быть либо рассеяна в виде рентгеновского кванта, либо передана другому электрону, который покинет атом. Электроны, покидающие ядро, называются электронами Оже. В этом заключается эффект Оже. В отличие от β -частиц, электроны Оже всегда имеют дискретные значения энергии. Вероятность испускания электронов Оже велика для относительно легких материалов ($Z < 33$), для тяжелых материалов (атомов) возбуждение снимается испусканием характеристического рентгеновского излучения.

Фотоэффект является преобладающим процессом передачи энергии при прохождении квантов низкой энергии через поглотитель, имеющий относительно большой атомный номер. В частности, характеристическое излучение, имеющее, как правило, небольшую энергию, поглощается по механизму фотоэффекта.

Комптоновское рассеяние – При повышении энергии γ -квантов ($>0,6$ МэВ) основное значение при прохождении γ -квантов через вещество приобретает эффект Комптона, или комптоновское рассеяние.

Комптоновским рассеянием называется упругое рассеяние фотонов на «свободных» электронах. Электрон можно считать свободным, если энергия γ -квантов во много раз превышает энергию связи электрона. В результате комптон-эффекта вместо первичного фотона с энергией E_{γ} , появляется рассеянный фотон с энергией $E'_{\gamma} < E_{\gamma}$, а электрон, на котором произошло рассеяние, приобретает кинетическую энергию:

$$E_{e^-} = E_{\gamma} - E'_{\gamma}.$$

Процесс комптоновского рассеяния заключается в том, что фотон передает лишь часть своей энергии электрону, чаще всего внешнему, слабо связанному, а вместо первичного γ -кванта появляется рассеянный γ -квант с меньшей энергией. В идеальном случае комптоновское рассеяние происходит именно на свободных электронах. Строго говоря, таких электронов в веществе нет, однако при $E_{\gamma} \gg E_{св.е}$ электрон можно считать практически свободным.

Вероятность комптоновского рассеяния пропорциональна Z вещества поглотителя и убывает с ростом энергии фотонов, но медленнее, чем вероятность фотоэффекта. При комптоновском рассеянии преобладает направление вылета электронов отдачи вдоль первоначального направления движения γ -кванта. Начиная с энергии 0,6 МэВ, комптоновское рассеяние, даже при прохождении через слои тяжелых элементов, преобладает над

фотоэффектом. Явление Комптона также сопровождается ионизацией среды, в которой распространяется гамма-излучение.

Образование электрон-позитрон пары. Наряду с фотоэффектом и эффектом Комптона существует третий вид взаимодействия γ -квантов с веществом – рождение электрон-позитронной пары.

Образование пары происходит при взаимодействии электромагнитного поля фотона с электрическим полем ядра. При этом фотон исчезает, а его энергия превращается в энергию покоя двух новых частиц электрона и позитрона. Последующая аннигиляция позитрона и электрона приводит к появлению двух γ -квантов с энергией по 0,511 МэВ каждый, которые, в свою очередь, могут поглотиться веществом по механизму фотоэффекта или рассеяться на электронах. Вероятность образования пар пропорциональна Z^2 и растет с увеличением E_γ . Этот процесс может происходить, если энергия γ -квантов больше 1,02 МэВ (массы покоя обеих частиц).

Описанные выше процессы приводят к ослаблению потока γ -излучения: уменьшение числа γ -квантов из параллельного пучка, падающего перпендикулярно поверхности из параллельного пучка, падающего перпендикулярно поверхности поглотителя, подчиняется экспоненциальному закону:

$$I_x = I_0 e^{-\mu x}, \quad (4.10)$$

где I_0 – интенсивность γ -излучения, измеренная в отсутствии поглотителя;

I_x – интенсивность γ -излучения, измеренная с поглотителем;

x – толщина поглотителя, см;

μ – линейный коэффициент ослабления γ -квантов, характерный для данного материала поглотителя, см^{-1} .

Известно, что коэффициент ослабления зависит как от энергии γ -квантов, так и от состава поглощающего вещества. При этом коэффициент ослабления γ -квантов увеличивается с увеличением плотности поглотителя по линейному закону, поэтому отношение μ/ρ практически постоянно. Измерив толщину поглотителя в единицах поверхностной плотности $d = \rho \cdot x$ ($\text{г}/\text{см}^2$), получим массовый коэффициент ослабления $\mu' = \mu/\rho$ ($\text{см}^2/\text{г}$). Тогда, логарифмируя соотношение для интенсивностей, получим:

$$\mu \cdot x = -\ln I_x + \ln I_0. \quad (4.11)$$

При графическом изображении связи между $\ln I_x$ и x получим прямую, угловой коэффициент которой равен искомому коэффициенту ослабления μ .

Лабораторная работа 5

Определение коэффициента ослабления γ -лучей изотопа ^{137}Cs в различных поглотителях

Цель работы: определить коэффициент ослабления γ -лучей изотопа ^{137}Cs в алюминии, железе и свинце.

Оборудование и материалы: радиометрическая установка со счетчиком Гейгера-Мюллера, препарат ^{137}Cs , набор алюминиевых, железных и свинцовых поглотителей.

Порядок выполнения работы:

Включить счетную установку, проверить ее работу, установить рабочее напряжение и измерить фон установки три раза по 100с (I_ϕ). В свинцовый домик поместить источник γ -излучения и измерить скорость счета за 100с (I_0). Затем, помещая между счетчиком и источником пластинки поглотителя различной толщины, измерить скорость счета (I_x) при частично поглощенном излучении. Три раза по 30с для каждой толщины поглотителя.

Такие измерения выполнить с алюминиевыми и свинцовыми пластинками. По окончании измерений выключить установку и сдать препарат.

Результаты оформить в виде таблицы (табл. 4.4).

Построить графики зависимости $\ln(I_x - I_\phi)$ от толщины поглотителя x (см). По углу наклона графиков к оси абсцисс определяют линейные коэффициенты поглощения μ (см^{-1}) для всех трех изучаемых в работе материалов. Затем вычислить массовые коэффициенты поглощения $\mu' = \mu/\rho$ ($\text{см}^2/\text{г}$).

Таблица 4.4

Поглотитель	Толщина поглотителя, см	Скорость счета I_x , имп/с	I _x - I _φ	ln(I _x -I _φ)

$$\mu = \text{tg } \alpha \text{ (см}^{-1}\text{)}$$

$$\mu' = \mu/\rho \text{ (см}^2\text{/г)}$$

В заключение по рис. 4.2 найти энергию $h\nu$ γ -квантов изотопа ^{137}Cs и сравнить ее с табличным значением.

Примечание: $\rho_{\text{Al}} = 2.7 \text{ г/см}^3$,
 $\rho_{\text{Fe}} = 7.8 \text{ г/см}^3$,
 $\rho_{\text{Pb}} = 11.3 \text{ г/см}^3$,
 $\rho_{\text{Cu}} = 8.9 \text{ г/см}^3$.

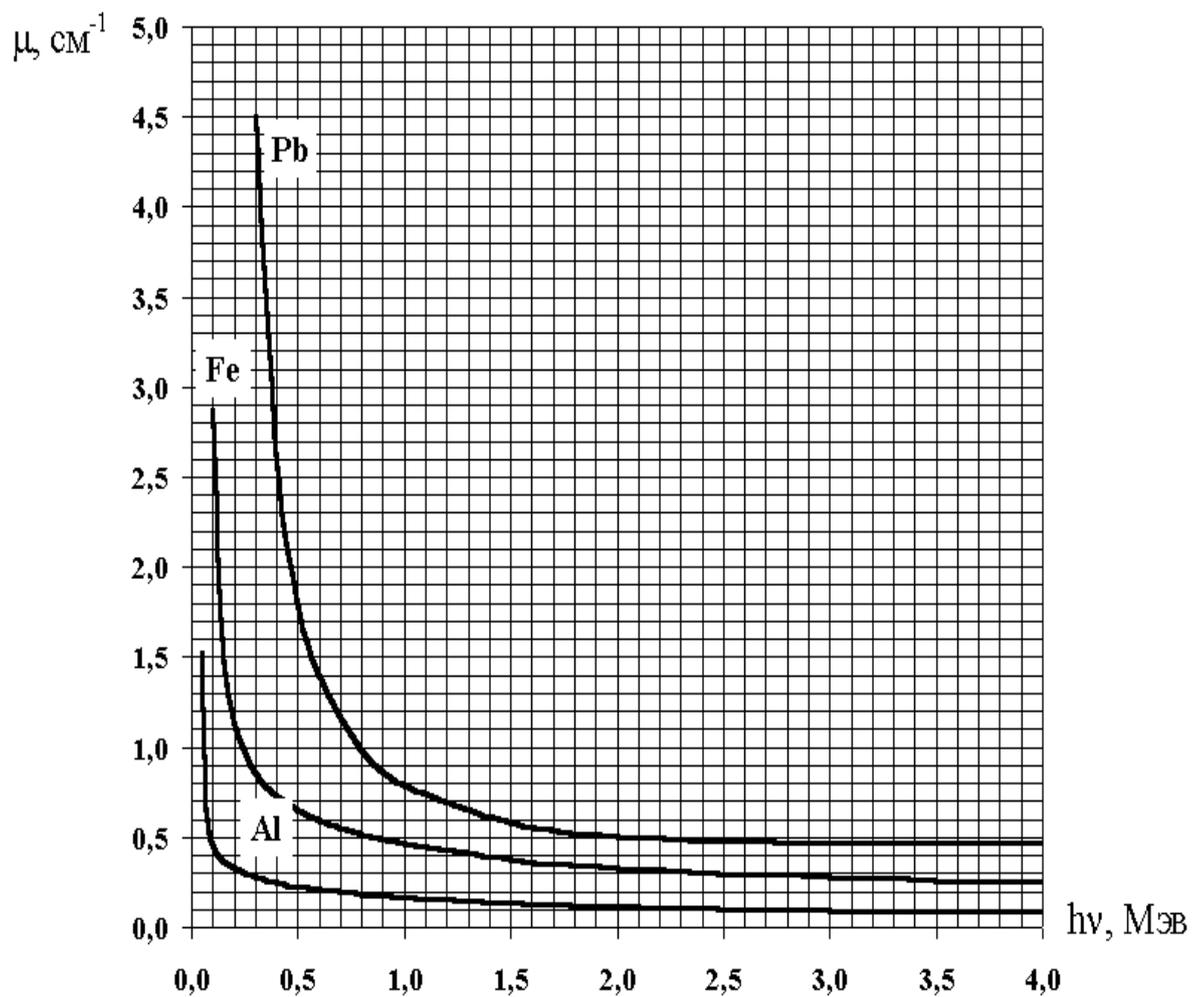


Рис. 4.2. Зависимость линейного коэффициента поглощения (μ, cm^{-1}) от энергии γ -квантов (МэВ)

Таблица 4.5

Линейные коэффициенты передачи $\mu_{\text{п}}$ и линейные коэффициенты ослабления μ
в различных средах, см^{-1}

Энергия γ -квантов МэВ	Вода		Алюминий		Свинец	
	$\mu_{\text{п}}$	μ	$\mu_{\text{п}}$	μ	$\mu_{\text{п}}$	μ
0.1	0.0253	0.171	0.1002	0.444	24.494	60.0
0.2	0.0299	0.137	0.0742	0.323	6.645	11.8
0.5	0.0330	0.097	0.0775	0.228	1.022	1.72
1.0	0.0310	0.0706	0.0726	0.166	0.435	0.79
2.0	0.0260	0.0493	0.0613	0.117	0.218	0.51
5.0	0.0189	0.0302	0.0486	0.075	0.308	0.49
10.0	0.0154	0.0221	0.0451	0.062	0.372	0.60

Часть 2

Радиоэкология

5. Дозиметрия ионизирующих излучений

5.1 Основные понятия и единицы дозиметрии

Наиболее характерной особенностью ионизирующих излучений является их чрезвычайно высокая биологическая опасность.

Отрасль радиоэкологии, устанавливающая взаимосвязь величины поглощенной энергии с радиационным эффектом, называется **дозиметрией**.

При количественном исследовании химического и биологического действия ионизирующих излучений необходимо уметь определять величину поглощенной в системе радиационной энергии, обычно именуемой **дозой** излучения.

Как отрасль науки дозиметрия возникла после открытия рентгеновских лучей и обнаружения вредного биологического действие этих лучей на организм человека. В связи с этим важное значение имеет количественная оценка степени воздействия ионизирующего излучения на различные объекты, в том числе и на живые организмы, а также установление безопасных предельно допустимых уровней (доз) облучения.

Особое значение имеет оценка доз поглощенных биологической тканью при ее облучении, так как облучение, превышающее допустимый уровень, может привести к необратимым повреждениям в тканях и органах, а также вызвать генетические изменения.

Теоретические основы всех существующих способов измерения дозы излучения и активности базируются на изучении механизма взаимодействия излучения с веществом.

Флора и фауна Земли постоянно подвергаются воздействию ионизирующих излучений, доза от которых в десятки раз меньше предельно допустимой. С появлением мощных искусственных источников ионизирующих излучений возникла необходимость по созданию специальных средств защиты от них.

Дозиметрия имеет дело с такими физическими величинами A_i , которые связаны с радиационным эффектом η .

Величины A_i , функционально связанные с радиационным эффектом η , называются дозиметрическими:

$$\eta = F(A_i). \quad (5.1)$$

Задачей дозиметрии ионизирующих излучений является измерение величины A_i для предсказания или оценки эффекта η .

Наиболее распространенными дозиметрическими величинами являются: **поглощенная доза (D)**, **линейная передача энергии (L_Δ)**, **эквивалентная доза**

(Н), коэффициент качества излучения (Q), экспозиционная доза (X), керма (K), γ -постоянная (K_γ).

5.1.1 Линейная передача энергии – ЛПЭ

ЛПЭ (L_Δ) равна средней энергии dE , теряемой частицей при прохождении через среду с передачей энергии меньше Δ , на малом отрезке пути dx , деленной на этот отрезок:

$$L_\Delta = (dE/dx)_\Delta. \quad (5.2)$$

В качестве единицы измерения ЛПЭ используется килоэлектровольт на микрометр воды – кэВ/мкм H_2O .

Выбор воды для измерения в ней ЛПЭ не случаен. Он связан с тем, что вода составляет значительную часть массы биологических объектов. Неблагоприятный биологический эффект облучения в значительной мере зависит от процессов, происходящих в воде, которая входит в состав его организма. Линейная передача энергии зависит от состава и плотности вещества, в котором перемещается ионизирующее излучение, и для разных видов излучения ЛПЭ – различно. ЛПЭ является макроскопической характеристикой качества излучения, т.е. его биологической эффективности.

5.1.2 Поглощенная доза

Вредное действие ионизирующего излучения на организм человека в первую очередь обусловлено поглощением энергии тканями.

Поэтому основной величиной в дозиметрии для предсказания или оценки радиационного эффекта является **поглощенная доза D**.

Поглощенная доза численно равна отношению количества поглощенной энергии в элементарном объеме, отнесенном к единице массы облучаемого вещества (ткани) в этом объеме.

$$D = \frac{dE_D}{dm} = \frac{dE_D}{\rho dV}. \quad (5.3)$$

В системе СИ единицей измерения поглощенной дозы является **грей (Гр)**.

Грей равен поглощенной дозе ионизирующего излучения, при котором веществу массой 1 кг передается энергия в 1 Дж.

$$1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж/кг}. \quad (5.4)$$

Специальная единица поглощенной дозы – рад (RAD – Radiation Absorbed Dose).

RAD соответствует поглощению 100 эрг энергии любого ионизирующего излучения в 1г облученного вещества.

$$1 \text{ rad} = 100 \text{ эрг} = 10^{-2} \text{ Гр} = 10^{-2} \text{ Дж/кг}, \quad (5.5)$$

$$1 \text{ Гр} = 100 \text{ rad}. \quad (5.6)$$

Для характеристики распределения излучения во времени используют величину **мощности дозы P**.

Отношение приращения dD поглощенной дозы к интервалу времени dt , за который оно происходит, называется **мощностью поглощенной дозы**.

$$P_D = \frac{dD}{dt}, \text{ (Дж/кг}\cdot\text{с, Гр/с)}. \quad (5.7)$$

5.1.3 Керма

Для определения воздействия на среду косвенно ионизирующего излучения (нейтрон, фотон, рентгеновские лучи) вводится понятие **кермы** (kinetic energy released in material).

Керма – отношение суммы начальных кинетических энергий dE_k всех заряженных ионизирующих частиц, образовавшихся под действием косвенно ионизирующего излучения в элементарном объеме вещества, к массе dm вещества в этом объеме:

$$K = dE_k/dm. \quad (5.8)$$

Единица измерения кермы совпадает с единицей измерения поглощенной дозы, т.е. в СИ – грей (Гр), внесистемная единица – рад.

Для характеристики дозы по эффекту ионизации применяют экспозиционную дозу фотонного излучения.

5.1.4 Коэффициента качества излучения - Q.

Для сравнения биологических эффектов, вызываемых разными видами излучения, введено понятие **ОБЭ (относительная биологическая эффективность)**.

ОБЭ - это отношение поглощенной дозы (D_0) образцового излучения (рентгеновское излучение с граничной энергией 200кэВ) вызывающего определенный биологический эффект к поглощенной дозе данного излучения (D_x), вызывающего тот же биологический эффект:

$$\text{ОБЭ} = D_0/D_x. \quad (5.9)$$

Вместо ОБЭ МКРЗ (Международный Комитет радиационной защиты) ввел понятие **коэффициента качества излучения - Q**, являющегося по существу регламентированным значением ОБЭ.

Таблица 5.1

Коэффициенты качества для разных видов излучения

№ п/п	Вид излучения	Q
1	Рентгеновское и γ -излучение	1
2	Бета- излучение, позитроны, электроны	1
3	Протоны с энергий меньше 10 МэВ	10
4	Нейтроны с энергией ≤ 20 кэВ	3
5	Нейтроны с энергией 2–20 МэВ	20
6	Альфа-излучение с энергией меньше 10 МэВ	20
7	Тяжелые ядра отдачи	20

Это основная дозиметрическая величина в области радиационной безопасности, введенная для оценки возможного ущерба здорового человека от хронического воздействия излучения произвольного состава.

5.1.5 Эквивалентная доза

Для оценки биологического воздействия (при облучении малыми дозами, не превышающими пяти предельно допустимых доз) различных видов ионизирующих излучений в радиационной безопасности введено также понятие эквивалентной дозы - H .

Эквивалентная доза представляет собой произведение поглощенной дозы на коэффициент качества ионизирующего излучения в данном элементе объема биологической ткани стандартного состава.

$$H = DQ \quad (5.10)$$

За единицу эквивалентной дозы в СИ принимается **зиверт (Зв)**.

Зиверт - такое количество энергии любого вида излучения, поглощенной в 1кг биологической ткани, при котором наблюдается такой же биологический эффект, как и при поглощенной дозе в 1Гр образцового рентгеновского или γ - излучения.

Специальная единица эквивалентной дозы - бэр (биологический эквивалент рада).

$$\begin{aligned} 1\text{Зв} &= 1\text{Гр} \cdot Q = 1(\text{Дж/кг})Q = 100\text{бэр} \\ 1\text{бэр} &= 10^{-2}\text{Зв} \end{aligned}$$

Если поглощенная доза выражает меру радиационного воздействия, то эквивалентная доза облучения - меру ожидаемого эффекта облучения.

Поглощенная и эквивалентная дозы излучения являются индивидуальными дозами.

Отношение приращения эквивалентной дозы dH к интервалу времени dt , называется **мощностью эквивалентной дозы**:

$$P_H = \frac{dH}{dt} \quad (5.11)$$

При работе с источниками ионизирующих излучений облучение тела человека может быть не равномерным. Для оценки ущерба, нанесенного здоровью человека в результате облучения различных органов и тканей, имеющих неодинаковую восприимчивость, вводится понятие **эффективная эквивалентная доза**.

$$H_{\text{эфф}} = \sum_i H_i W_i, \quad (5.12)$$

где H_i - среднее значение эквивалентной дозы облучения в i -м органе или ткани;

W_i - взвешивающий коэффициент, равный отношению ущерба облучения i -того органа или ткани человека к ущербу от равномерного облучения всего тела человека при одинаковых эквивалентных дозах облучения.

Для количественной оценки возможных стохастических (вероятностных) эффектов в результате воздействия ионизирующего излучения на группы людей, вводится понятие **коллективная эквивалентная доза - $H_{\text{колл}}$** .

$$H_{\text{колл}} = \int_0^{H_{\text{max}}} N(H)HdH, \quad (5.13)$$

где $N(H)$ - число лиц, получивших эквивалентную дозу облучения в пределах доз от H до $H+dH$.

В случае, когда происходит облучение населения всего земного шара от данного источника (например, проведение испытаний ядерного оружия в атмосфере или предприятий ядерно-энергетического цикла), коллективная доза называется - глобальной.

Региональная коллективная доза, если воздействие радиационного фактора распространяется на население определенного региона.

Важно иметь в виду, что одни и те же люди или группы людей могут находиться в сфере воздействия нескольких различных источников (например, естественного радиационного фона, глобальных радиоактивных выпадений, медицинского облучения, выбросов АЭС, профессионального облучения и т.д.) и, следовательно, вносить свой вклад в формирование различных коллективных доз.

5.1.6 Экспозиционная доза.

Для характеристики дозы по эффекту ионизации применяют экспозиционную дозу фотонного излучения.

Экспозиционная доза фотонного излучения - это отношение суммарного заряда dq всех ионов одного знака, возникающих в воздухе при полном торможении всех вторичных электронов и позитронов, которые были образованы фотонами в элементарном объеме воздуха к массе dm воздуха в этом объеме:

$$X = \frac{dq}{dm} = \frac{dq}{\rho dV} \quad (5.14)$$

За единицу экспозиционной дозы в системе СИ принято такую дозу, при которой все электроны и позитроны, освобожденные фотонами в воздухе массой 1кг, производят ионы, несущие электрический заряд в 1кулон каждого знака (Кл/кг).

При наличии точечного источника γ -излучения определенной интенсивности экспозиционная доза линейно возрастает со временем экспозиции (t). Кроме того доза убывает пропорционально квадрату расстояния (R^2) от источника излучения и пропорциональна активности излучателя A :

$$X = K_{\gamma} \frac{At}{R^2} \quad (5.15)$$

Коэффициент пропорциональности K_{γ} (гамма-постоянная). Гамма - постоянной радионуклида (K_{γ}) называется мощность экспозиционной дозы в воздухе, создаваемая γ -излучением точечного изотропного радионуклидного источника активностью A - 1Бк(1МКи) на расстоянии $r = 1\text{ м}$ (1см) от него без начальной фильтрации излучения [$\text{aГр м}^2/(\text{с Бк})$] или [$\text{Р см}^2 /(\text{ч}\cdot\text{мКи})$]. Например, для ^{60}Co $K_{\gamma} = 2.54 \cdot 10^{-13} \text{ Кл/кг}\cdot\text{м}^2$.

Понятие «экспозиционная доза» введено только для фотонного излучения с энергией 1кэВ-3МэВ

На практике часто используется специальная единица измерения экспозиционной дозы - рентген (Р).

Соотношение между Р и Кл/кг следующее:

$$1\text{Р} = 2.58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}; 1\text{Кл/кг} = 3876 \text{ Р}.$$

Полученное значение намного превосходит смертельную дозу, соответствующую однократному наружному облучению всего тела (600 Р), поэтому применение специальной единицы экспозиционной дозы (Р) является более удобным. Кроме того, практически все имеющиеся в настоящее время дозиметры калиброваны именно в этих единицах.

Отношение приращения экспозиционной дозы к интервалу времени dt , за который оно происходит, называется **мощностью экспозиционной дозы**:

$$P_x = \frac{dX}{dt}. \quad (5.16)$$

Поглощенная доза и экспозиционная доза имеют различный физический смысл. Размерности их единиц также не одинаковы. Экспозиционная доза определяется с помощью ионизационных методов. Она характеризует энергию, передаваемую фотонами заряженным частицам, которые образуются в облучаемой среде. Связь между поглощенной и экспозиционной дозой:

$$1 \text{ Гр} \approx 100\text{Р} \approx 2.58 \cdot 10^{-2} \text{ Кл/кг}; \quad (5.17)$$

1 Кл/кг эквивалентен 38.7 Гр в воздухе или 37.2 Гр в биологической ткани.

Подчеркнем, что в общем случае энергетический эквивалент экспозиционной дозы зависит от природы, состава среды и энергии фотонного излучения.

Предельно допустимая недельная доза для человека, который ежедневно подвергается облучению, в настоящее время принята 1 мГр в неделю для β - и γ -излучений, что соответствует 0.2 мГр/сут (при 5-ти дневной рабочей неделе). Для лиц, не работающих с излучением, эти величины надо уменьшить в 10 раз, так как эти люди не подвергаются систематическому контролю.

Для измерения экспозиционной дозы или мощности дозы рентгеновского или γ -излучения, поглощенной дозы или мощности поглощенной дозы ионизирующих излучений используют специальные приборы – **дозиметры**.

В зависимости от назначения дозиметры делятся на три группы:

- карманные приборы для индивидуального контроля;

- переносные приборы для группового дозиметрического и радиационно-технологического контроля;

- стационарные установки для непрерывного дозиметрического и радиационно-технологического контроля в фиксированных точках.



Рис. 5.1.

Геологоразведочный прибор СРП 68-01

Наиболее чувствительным из переносных дозиметров является сцинтилляционный

геологоразведочный прибор СРП 68-01 (рис. 5.1), предназначенный для измерения мощности экспозиционной дозы γ -излучения в диапазоне 0 – 3000 мкР/ч. В нем используется сцинтилляционный детектор с кристаллом NaI (Тl) и ФЭУ.

5.2. Сцинтилляционные методы регистрации ядерных излучений

Сцинтилляционный метод принадлежит к числу самых старых методов регистрации ядерных излучений. Основан он на использовании явления световых вспышек, возникающих в люминофорах под действием излучения. Именно эту методику использовал Э. Резерфорд и его сотрудники в своих знаменитых опытах по рассеянию α -частиц.

Поглощение энергии веществом и ее последующее испускание в виде видимого или близкого к видимому излучения известно как **люминесценция**. Причинами, вызывающими люминесценцию, могут быть свет, нагревание, механические напряжения, химические реакции и воздействие заряженных частиц на вещество – **люминофор**. Вспышки света, вызванные прохождением через люминофор ядерной частицы или γ -кванта, получила название **сцинтилляции**, а люминофоры, используемые для этих целей, называют **сцинтилляторами**.

В связи с большими успехами в разработке и усовершенствовании счетчиков Гейгера-Мюллера метод сцинтилляций был на протяжении 10-15 лет почти забыт. Однако благодаря открытию и разработке фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) оказалась возможной регистрация слабых, невидимых глазом сцинтилляций, вызванных электронами. С этого момента начался период возрождения сцинтилляционной техники изучения ядерных процессов.

Сцинтилляционный метод является в настоящее время одним из наиболее распространенных способов регистрации и спектрометрии ядерных излучений. Сцинтилляционные детекторы используются в ядерной физике для изучения спектров излучений радиоактивных изотопов, для измерения времен жизни

возбужденных состояний атомных ядер, для изучения космических излучений, как в наземных лабораториях, так и на спутниках земли. С помощью сцинтилляционного метода обнаружено нейтрино. Широкое применение нашла сцинтилляционная техника в геологии, медицине и др.

Использование ФЭУ дает возможность провести регистрацию отдельных световых импульсов, вызванных прохождением через сцинтиллятор α -, β - или γ -кванта, благодаря чему сцинтилляционные детекторы можно использовать в регистрирующих системах дифференциального типа. Детектор излучения в этом случае называют сцинтилляционным счетчиком (рис. 5.2).

Электрический импульс регистрируется обычными радиотехническими средствами (электронный регистратор или амплитудный анализатор импульсов).

В настоящее время существует много различных видов сцинтилляторов в твердом, жидком и газообразном состоянии. В радиометрии и спектрометрии ядерных частиц и γ -квантов используют неорганические и органические твердотельные и жидкие сцинтилляторы.

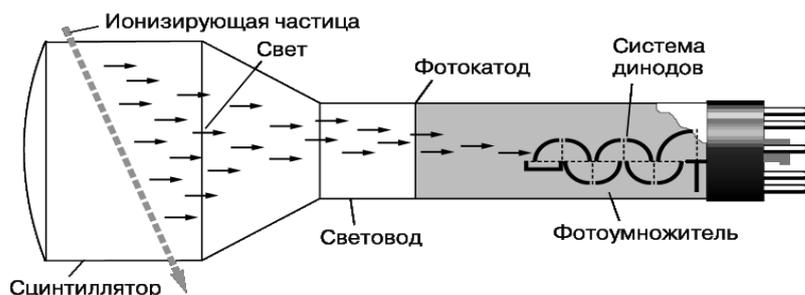


Рис. 5.2.
Сцинтилляционный детектор излучений

Чаще всего в качестве **неорганических сцинтилляторов** используются неорганические монокристаллы (табл. 5.2). Кристаллы, используемые в качестве сцинтилляторов, должны быть флуоресцирующими, т.е. высвечивание возбужденных состояний в них должно происходить сразу после возбуждения. Процесс высвечивания, связанный с непосредственным переходом электронов из зоны проводимости в валентную зону, называется флуоресценцией.

Таблица 5.2.

Неорганические сцинтилляторы и их основные характеристики

Сцинтилляторы	Основные характеристики				
	Плотность, г/см ³	Эффективный атомный номер	Время высвечивания, нс	λ_{\max} высвечивания, нм	Коэффициент эффективности (по отношению к антрацену)
NaI(Tl)	3.67	50	500	410	2.0
CsI(Tl)	4.51	54	400-700	560	0.6
KI(Tl)	3.13	49	1000	410	
LiI(Sn)	4.06	52	1200	450	0.2
ZnS(Ag)	4.09	27	1000	450	2.0

У неорганических кристаллов процесс генерации фотонов связан с их зонной структурой. Для увеличения световыхода в кристалл вводят так называемый **активатор** (или допант). Благодаря наличию примесей активирующего вещества в кристаллической матрице (например, Tl в кристаллах NaI или Ag в кристаллах ZnS), в широкой запрещенной зоне диэлектрического кристалла появляются примесные уровни энергии – центры люминесценции. При попадании в них носителей зарядов, созданных первичной частицей, происходит рекомбинация, сопровождающаяся испусканием фотонов. Примеси составляют сотые доли процента. Сцинтилляторы, которые светятся без активатора, называются собственными.

Органические сцинтилляторы обычно представляют собой двух-трёхкомпонентные смеси (рис. 5.3, табл. 5.3). Первичные центры флуоресценции возбуждаются в них за счёт потери энергии налетающими частицами. При распаде этих возбуждённых состояний излучается свет в ультрафиолетовом диапазоне длин волн. Длина поглощения этого ультрафиолета, однако, весьма мала: центры флуоресценции непрозрачны для их собственного излученного света. Вывод света осуществляется добавлением к сцинтиллятору второго компонента, поглощающего первично излученный свет и переизлучающего его изотропно с большими длинами волн (так называемого сместителя спектра, или шифтера).

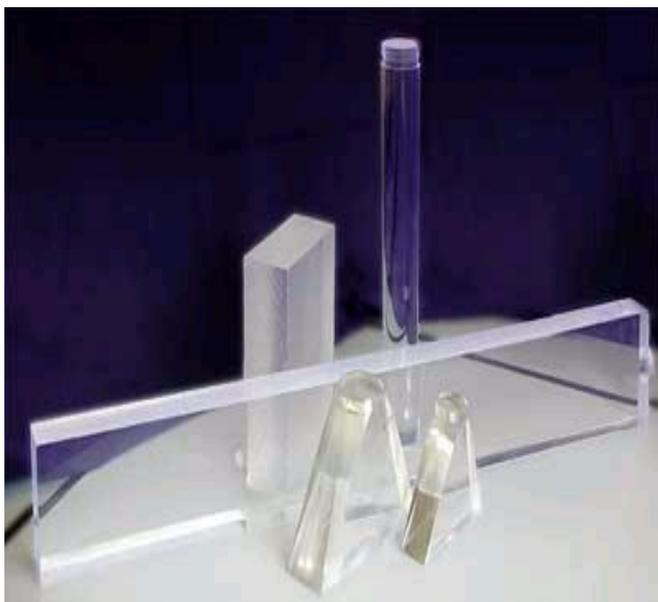


Рис. 5.3. Органические сцинтилляторы

Две активных компоненты в органических сцинтилляторах или растворяются в органической жидкости, или смешиваются с органическим материалом так, чтобы образовать полимерную структуру. При такой технологии можно производить жидкий или пластиковый сцинтиллятор любой геометрической формы. В большинстве случаев изготавливаются листы сцинтиллятора толщиной от 1 до 30мм.

Органические сцинтилляторы имеют гораздо меньшие времена высвечивания (порядка единиц – десятков наносекунд) по сравнению с

неорганическими, но имеют меньший световыход.

Таким образом, современный сцинтилляционный детектор (рис. 1.9) состоит из люминесцирующего вещества (сцинтиллятора) и фотоэлектронного умножителя (ФЭУ).

Рассмотрим процесс регистрации излучения при помощи установки со сцинтилляционным детектором (рис 5.4).

Кванты света (фотоны), возникающие в материале сцинтиллятора (3), попадают в фотокатод ФЭУ (4). Для увеличения доли света, передаваемой от мест возникновения фотонов в сцинтилляторе к фотокатоду, сцинтиллятор окружают отражателем (2), изготовленным, например, из α – оксида алюминия.

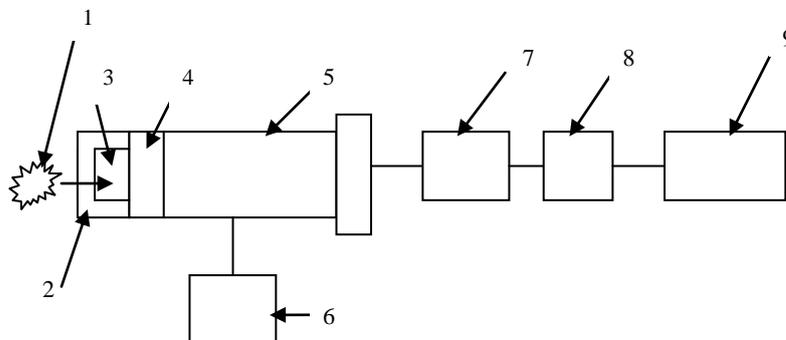


Рис. 5.4. Блок-схема со сцинтилляционным счетчиком

1 – ядерное излучение; 2 – отражатель света; 3 – сцинтиллятор;
4 – фотокатод ФЭУ; 5 – ФЭУ; 6 – источник высоковольтного напряжения; 7 – предусилитель; 8 – дискриминатор формирующий каскад электронов;
9 – электронный регистрирующий прибор

ФЭУ (5) преобразует вспышку света в электрический импульс, который усиливается линейным усилителем (7) и попадает в дискриминатор (8). Дискриминатор (8) пропускает через себя электрические импульсы, амплитуда которых больше порога дискриминации, т.е. больше определенного напряжения, установленного на этом приборе. Прошедшие через дискриминатор импульсы попадают в электронный блок регистрации (9). Источником высоковольтного постоянного напряжения, необходимого для работы ФЭУ и усилителя, служит блок питания (6).

Световые импульсы возникают в сцинтилляторе только под действием заряженных частиц.

В случае регистрации γ -квантов световой импульс возникает под действием электронов, образующихся в сцинтилляторе по механизмам фотоэффекта, компонованного рассеяния и образования пар электрон-позитрон.

При движении через сцинтиллятор заряженная частица расходует энергию на ионизацию и возбуждение молекул и атомов окружающей среды. Энергия ионизации частично превращается в тепловую энергию, частично высвечивается в виде квантов электромагнитного излучения.

Сцинтилляционные детекторы обладают рядом ценных свойств. Они имеют высокую эффективность регистрации как заряженных, так и незаряженных частиц. Сцинтиллятор как детектор излучения тем лучше, чем большую эффективность преобразования энергии ядерных частиц в фотоны он обеспечивает.

Органические сцинтилляторы и их основные характеристики.

Сцинтиллятор	Основные характеристики				
	Плотность г/см ³	Эффективный атомный номер	λ_{\max} , высвечивания нм	Время высвечивания нс	Световыход (относительно NaI)
Антрацен (кристалл)	1.25	5.8	440	25-30	0.5
Нафталин (кристалл)	1.15	5,8	348	70-80	0.12
Стильбен	1.16	5.7	410	4-8	0.4-0.7
р-р Терфенил	0.9	4	440	5	0.25

Неоспоримым достоинством сцинтилляционных детекторов является их высокая эффективность при регистрации γ -квантов и нейтронов, достигаемая за счет возможности получения сцинтилляторов больших размеров. Например, в экспериментах по регистрации нейтрино объем жидкого сцинтиллятора равнялся 5000 дм³.

Эффективность регистрации заряженных частиц и мягких γ -квантов составляет 100%, а для γ -квантов средних и высоких энергий – 20-50%. Незаряженные частицы детектируются по продуктам их взаимодействия со средой: γ -кванты – по вторичным электронам и позитронам, нейтроны – по протонам отдачи или продуктам ядерных реакций.

Сцинтилляторы различаются между собой **по длительности периода высвечивания фотонов**. Чем меньше длительность высвечивания, тем меньше разрешающее время сцинтилляционного счетчика (одно из его достоинств). Разрешающее время сцинтилляционного счетчика составляет $10^{-7} - 10^{-10}$ с, в то время как в счетчиках Гейгера- Мюллера – $10^{-4} - 10^{-6}$ с.

Важная особенность сцинтилляционных детекторов состоит в том, что величина регистрируемого ими фона увеличивается с ростом подаваемого на ФЭУ напряжения очень быстро, так что в некоторой области напряжений скорость счета фона $I_{\text{ф}}$ становится выше, чем скорость счета радиоактивного препарата за вычетом фона.

Фон сцинтилляционного счетчика обусловлен, **во-первых**, теми же причинами, что указаны при обсуждении фона газовых счетчиков, **во-вторых**, наличием в ФЭУ **темнового тока** и, **в-третьих**, существования в ряде сцинтилляторов явления **послесвечения**. Фон сцинтилляционных счетчиков выше, чем у газовых счетчиков.

В качестве счетной характеристики сцинтилляционных детекторов целесообразно рассматривать зависимость скорости счета радиоактивного препарата без фона I от напряжения на ФЭУ. Затем строят график зависимости

I от напряжения. При каждом напряжении, подаваемом на ФЭУ, измеряют фон и вычитают его из суммарной скорости счета. Очень часто на счетной характеристике сцинтилляционного счетчика плато обнаружить не удастся, так как с увеличением напряжения на ФЭУ увеличивается величина темнового тока.

Вид счетной характеристики зависит от материала и размера сцинтиллятора, а также от типа регистрируемого излучения.

Если энергия β -излучения достаточно велика, и амплитуда импульсов, обусловленных их прохождением через сцинтиллятор, в среднем значительно выше, чем амплитуда импульсов, обусловленных темновым током, то на счетной характеристике можно определить область плато.

При регистрации γ -квантов счетная характеристика может иметь плато, когда энергия γ -квантов достаточно велика и используется сцинтиллятор столь больших размеров, что γ -кванты практически полностью в нем поглощаются.

Выбор рабочего напряжения на ФЭУ при наличии плато не представляет трудности и определяется так же, как у газовых счетчиков. Сложнее дело обстоит, когда на счетной характеристике нет плато.

В этих случаях для выбора рабочего напряжения применяют специальные критерии. Иногда, например, оптимальными считаются такие условия регистрации (в частности такое напряжение на ФЭУ), при которых достигают максимума функции I^2/I_{ϕ} . Установив выбранные значения коэффициента усиления и порога дискриминации, определяют величины I_1 и I_{ϕ} при различных напряжениях на ФЭУ. Рассчитывают величины $I = I_1 - I_{\phi}$. По полученным данным строят график зависимости величины I^2/I_{ϕ} от напряжения на ФЭУ. Напряжение, полученное на максимуме кривой, принимают за рабочее напряжение.

Установив рабочее напряжение на ФЭУ, приступают к определению оптимального порога дискриминации. Для этого можно воспользоваться той же функцией, которая использована при выборе рабочего напряжения на ФЭУ.

Установив выбранное ранее рабочее напряжение на ФЭУ и усиление, определяют величины I_1 и I_{ϕ} при различных значениях порога дискриминации. По полученным данным строят соответствующие кривые и из них находят оптимальное значение порога дискриминации.

Оптимальный режим работы сцинтилляционных счетчиков меняется в зависимости от типа и энергии ядерного излучения. Если счетная характеристика не имеет плато, то для получения воспроизводимых данных требуется хорошая стабилизация высокого напряжения, подаваемого на ФЭУ.

Как уже отмечалось выше, одна из наиболее важных особенностей сцинтилляционных детекторов состоит в возможности определения энергии регистрируемого излучения. Для такого определения используются кривые дифференциального амплитудного распределения импульсов на выходе множителя. Установки такого типа нашли широкое применение в качестве спектрометров как β -, так и γ -излучения.

Благодаря высокой эффективности регистрации различных частиц и излучений, а также быстродействию, сцинтилляционные спектрометры нашли

широкое применение в ядерной спектроскопии и спектроскопии частиц высоких энергий.

В то же время в области малых энергий (<1 МэВ) сцинтилляционные спектрометры уступают в энергетическом разрешении пропорциональным счётчикам и полупроводниковым детекторам.

Лабораторная работа 6 Дозиметрия ионизирующего излучения

Оборудование и материалы: дозиметр СРП 68-01, источник ионизирующего излучения (^{60}Co , ^{137}Cs).

1. Определение предельно допустимого времени пребывания человека в поле γ -излучения

Цель работы: определить с помощью дозиметра мощность дозы на различных расстояниях от источника γ -излучения. Найти предельно допустимое время пребывания на различных расстояниях от источника γ -излучения.

Порядок выполнения работы:

Ознакомится с инструкцией по эксплуатации дозиметра СРП 68-01.

При помощи дозиметра измерить мощность экспозиционной дозы на разных расстояниях от источника.

Экспозиционная доза и время облучения связаны соотношением:

$$X = P_x \cdot t_x, \quad (5.18)$$

где P_x – мощность экспозиционной дозы, создаваемая источником излучения.

Так как предельно допустимая доза (ПДД) за рабочий день (6-ти часовой) составляет 0.2 мГр (0,02 Р), предельно допустимое время пребывания человека в поле γ -излучения может быть рассчитана следующим образом:

$$t_{пр} = X_{пдд} / P_x = 0,02 / P_x. \quad (5.19)$$

По формуле (5.19) рассчитать время, в течение которого человек может находиться на выбранных расстояниях от источника.

Результаты оформить в виде таблицы 5.4.

Таблица 5.4

Расстояние от источника (м)	мощность дозы (мкР/ч)	время пребывания (ч)
0.05		
0.1		
0.5		
1		
1.5		
2		

2. Определение активности препаратов γ -излучения по мощности дозы

Цель работы: рассчитать активность источника ионизирующего излучения.

Порядок выполнения работы:

Если известна мощность дозы, создаваемая источником ионизирующего излучения и расстояние от источника до дозиметра, из соотношения (5.20) легко рассчитать активность источника излучения:

$$A = P \frac{R^2}{K_\gamma}, \quad (5.20)$$

где A – активность источника излучения в мКи; R – расстояние от дозиметра до препарата в см; K_γ – γ -постоянная препарата $[(P \cdot \text{см}^2)/(\text{ч} \cdot \text{мКи})]$; P – мощность дозы в Р/ч.

Используя данные по мощности дозы из задания 1, рассчитать активность источника для расстояния 0.05 м и 0.1 м. Сравнить полученные данные.

3. Расчет толщины защитного экрана

Цель работы: рассчитать необходимую для работы толщину защитного экрана из свинца.

Порядок выполнения работы:

Одной из важных практических задач дозиметрии является расчет защиты из свинца, которая ослабила бы γ -излучение до допустимого уровня.

Ослабление интенсивности моноэнергетического γ -излучения, следует экспоненциальному закону:

$$I_1 = I_0 e^{-\mu l}, \quad (5.21)$$

где I_0 – интенсивность γ -излучения в отсутствие экрана; I_1 – интенсивность излучения, прошедшего через защитный экран толщиной l (см); μ – линейный коэффициент ослабления γ -излучения, см^{-1} .

Поскольку при прохождении через вещество узкого пучка γ -квантов спектральный состав γ -излучения не изменяется, ослабление дозы, создаваемой каждой группой моноэнергетических квантов узкого пучка, также подчиняется экспоненциальному закону.

$$D_1 = D_0 e^{-\mu l}, \quad (5.22)$$

где D_1 – доза, создаваемая узким пучком γ -квантов за защитным экраном толщиной l , D_0 – доза в отсутствие экрана.

Исходя из того, что предельно допустимая мощность дозы (ПДД) составляет 0.8 мкР/с ($D_1 = \text{ПДД}$), определить толщину защиты свинцового экрана при работе с источником ^{137}Cs с мощностью дозы (D_0) 8 Р/ч, используя уравнение (5.22).

Линейный коэффициент ослабления γ -излучения ^{137}Cs с энергией 0.7 МэВ в свинце – $\mu = 1.25 \text{ см}^{-1}$.

$$K_\gamma(^{137}\text{Cs}) = 3.2 \frac{P \cdot \text{см}}{\text{ч} \cdot \text{мКи}};$$

6. Радиоактивные нуклиды в окружающей среде и методы их определения

Изучение радиоактивности окружающей среде – одна из важнейших задач радиохимии и радиоэкологии по двум причинам.

Во-первых, человек как биологический объект и окружающая его биологическая среда не безразлично относятся к действию ядерных излучений. Многочисленные данные свидетельствуют о разнообразных соматических (телесных) и генетических изменениях, протекающих в живых организмах в результате их воздействия.

Во-вторых, эти исследования служат источником сведений об окружающем нас мире. Определение радиоактивного загрязнения среды обитания человека, наблюдение за путями распространения в ней различных радионуклидов, изучение миграции их по пищевым путям и проникновения в организм животных и человека, исследование содержания радионуклидов в объектах окружающей среды составляют задачу одного из разделов радиоэкологии.

Источниками радиоактивного загрязнения окружающей среды могут быть:

- заводы по переработке урановых и ториевых руд;
- заводы по производству ядерного горючего;
- ядерные реакторы;
- заводы по регенерации ядерного горючего;
- аварии на предприятиях ядерного топливного цикла;
- ядерные взрывы.

Наибольшую опасность из γ -излучающих радионуклидов для человека представляют следующие радионуклиды: ^{137}Cs , ^{131}I , ^{226}Ra и продукты его распада. Радионуклиды в объектах окружающей среды содержатся в ничтожно малых количествах (субмикроколичествах). Поэтому для определения их содержания разработаны специальные методы.

Широкое распространение для определения содержания радионуклидов в объектах окружающей среды получили два метода - радиохимический и спектрометрический. Радиохимический метод включает большое количество последовательных операций выделения, разделения и концентрирования, что позволяет выделить исследуемый радионуклид в радиохимически чистом состоянии. Радиохимический анализ считается арбитражным, однако, он очень трудоемкий и длительный. Например, при определении ^{90}Sr радиохимическим методом результат может быть получен только через 2 недели.

Поэтому в настоящее время для определения содержания γ -излучающих радионуклидов в пробах объектов окружающей среды широкое применение нашел γ -спектрометрический метод анализа, преимущество которого, по сравнению с радиохимическим, является меньшая трудоемкость и экспрессность.

6.1. Гамма-спектрометрия

Как было уже рассмотрено ранее, после радиоактивного превращения атомное ядро конечного продукта часто оказывается в возбужденном состоянии. Переход ядра из этого состояния на более низкий энергетический уровень сопровождается испусканием γ -квантов. Ядро может переходить из возбужденного состояния в основное разными путями. При этом для каждого пути испускаются γ -кванты различных энергий. Вероятность реализации каждого пути распада также различна и определяется характеристиками возбужденных состояний. **Энергии и квантовые выходы γ -излучения, испускаемого при распаде радионуклида, зависят только от характеристик ядер и не зависят от химического состава соединения, в которое входит радионуклид, температуры, давления и т. д.**

Таким образом, энергия γ -квантов, сопровождающих распад, определяет тип радионуклида, а их интенсивности определяют его активность. Следовательно, γ -спектр является своеобразным «паспортом» радионуклида. Поэтому гамма-спектрометрия – определение энергетического спектра γ -квантов, испускаемых исследуемым веществом – наиболее универсальный метод идентификации радионуклидов в пробах различного состава. Данная особенность γ -излучения лежит в основе методов определения активности радионуклидов по измеренным спектрам γ -излучения.

Измеряя энергию и интенсивность испускаемых γ -квантов, можно однозначно идентифицировать γ -излучающие радионуклиды в образце и достаточно точно определить абсолютные значения их активностей.

Для использования γ -спектрометрии в практических целях необходимо знать, как γ -кванты взаимодействуют с веществом, каким образом осуществляется преобразование энергии γ -квантов в электрический сигнал, как происходит его усиление и регистрация в числовом виде.

В настоящее время в γ -спектрометрическом методе анализа радионуклидного состава объектов окружающей преимущественно используют детекторы двух типов: сцинтилляционные и полупроводниковые. Сцинтилляционные детекторы и принцип регистрации с помощью сцинтилляционных детекторов описан ранее в работе 5.

Рассмотрим основные характеристики полупроводниковых детекторов и принцип регистрации гамма-квантов с помощью полупроводниковых детекторов.

6.2 Полупроводниковые детекторы

6.2.1 Структура полупроводников

В основе работы полупроводниковых детекторов лежит зонная теория и теория переноса заряда в полупроводниках.

Зонная теория твердых тел позволяет объяснить свойства металлов, изоляторов и полупроводников с единой точки зрения. Согласно этой теории в

твердых телах все атомы находятся на определенных местах, отходить от которых они не могут. Структура внутренних электронных оболочек у таких связанных атомов практически такая же, как и у свободных, тогда, как внешние оболочки, осуществляющие связи атомов друг с другом, существенно изменяются. Возможные орбиты электронов простираются по всему объему твердого тела. Соответствующие им энергетические уровни заполняют почти непрерывно некоторые интервалы значений энергии, образуя **разрешенные и запрещенные энергетические зоны**. В промежутках между энергетическими зонами, в так называемых запрещенных зонах лежат значения энергии, которые электрон твердого тела иметь не может. На каждой орбите или, как принято говорить, на каждом уровне энергетической зоны, согласно принципу Паули, может находиться не более 2 электронов (причем два электрона на одной орбите должны иметь противоположные спины). При 0 К электроны занимают последовательно энергетические уровни, начиная с наинизшего. Последняя из энергетических разрешенных зон, содержащих электроны, называется валентной зоной, так как в ней располагаются валентные электроны атомов, из которых состоит твердое тело.

Если в некотором кристалле одна из разрешенных зон полностью заполнена электронами (это так называемая валентная зона), а следующая за ней – совершенно пустая (зона проводимости), то электроны в таком кристалле не могут получать энергию малыми порциями. При этом они попадают в запрещенную зону, а следовательно, не могут переносить энергию. Другими словами, электроны в таком кристалле не могут двигаться, т.е. кристалл не может проводить ток. Такие вещества называются **изоляторами**.

Для того чтобы через изолятор пошел ток, его надо сильно нагреть или приложить к нему очень сильное электрическое поле. При этих условиях отдельные электроны могут получать от внешнего источника энергию, достаточную для преодоления запрещенной зоны и перехода в зону проводимости. Там они ведут себя так же, как и в металле, в результате чего через вещество пойдет электрический ток. Под действием внешнего поля, когда оно достигнет нужного значения, этот процесс происходит подобно мощной лавине, в изоляторе происходит пробой.

В металлах в самой верхней зоне, где есть электроны, имеется также и много свободных мест. Поэтому здесь электроны могут получать энергию любыми порциями, а следовательно, и двигаться в любых направлениях, проводя электрический ток. Такие вещества называются **проводниками**.

Изоляторы и проводники имеют сильно различающиеся значения удельных сопротивлений: от 10^{10} – 10^{16} Ом·см у первых до 10^2 – 10^6 Ом·см у вторых. В промежутке между изоляторами и проводниками лежит третья группа веществ, называемых **полупроводниками**.

Размещение электронов по зонам у полупроводников такое же, как у изоляторов, но ширина запрещенной зоны очень мала, поэтому электроны относительно легко могут перескакивать из валентной зоны в зону проводимости и участвовать в образовании электрического тока. Более того, при уходе электрона в зону проводимости в валентной зоне остается

положительный ион, который можно рассматривать как «дырку» в сплошном первоначальном множестве электронов. Под действием внешнего поля электрон соседнего атома может перейти к этому иону, нейтрализовать его, первоначально нейтральный атом превратится при этом в ион. Таким образом, хотя все атомы остались на своих местах, дырка оказалась на новом месте, сместилась в сторону, противоположную движению электрона. Этот процесс будет происходить и дальше, пока дырка не дойдет до катода. Поэтому дырки можно рассматривать как положительно заряженные частицы, способные двигаться под действием внешнего поля и вносить свой вклад в образование электрического тока. Проводимость полупроводников описанного типа называется собственной проводимостью полупроводника. Собственная проводимость в равной степени обусловлена движением электронов в зоне проводимости и движением дырок в валентной зоне.

Обычно большее значение, чем собственная проводимость, имеет примесная проводимость, вызванная малыми примесями или дефектами кристаллической структуры. При этом создаются локальные энергетические уровни внутри запрещенной зоны. Примеси и дефекты делятся на доноры и акцепторы. Если примесные атомы (доноры) легко отдают электроны в зону проводимости, тело является электронным, или n-проводником. Термин «n-тип» происходит от слова «negative», обозначающего отрицательный заряд основных носителей. Этот вид полупроводников имеет примесную природу. В четырёхвалентный полупроводник (например, кремний) добавляют примесь пятивалентного полупроводника (например, мышьяка). В процессе взаимодействия каждый атом примеси вступает в ковалентную связь с атомами кремния. Однако для пятого электрона атома мышьяка нет места в насыщенных валентных связях, и он переходит на дальнюю электронную оболочку. Там для отрыва электрона от атома нужно меньшее количество энергии. Электрон отрывается и превращается в свободный. В данном случае перенос заряда осуществляется электроном, а не дыркой, то есть данный вид полупроводников проводит электрический ток подобно металлам. Примеси, которые добавляют в полупроводники, вследствие чего они превращаются в полупроводники n-типа, называются донорными.

Если примесные атомы (акцепторы) легко присоединяют электроны, создавая дырки в валентной зоне, то тело является дырочным, или p-проводником. Термин «p-тип» происходит от слова «positive», обозначающего положительный заряд основных носителей. Этот вид полупроводников, кроме примесной основы, характеризуется дырочной природой проводимости. В четырёхвалентный полупроводник (например, кремний) добавляют небольшое количество атомов трехвалентного элемента (например, индия). Каждый атом примеси устанавливает ковалентную связь с тремя соседними атомами кремния. Для установки связи с четвёртым атомом кремния у атома индия нет валентного электрона, поэтому он захватывает валентный электрон из ковалентной связи между соседними атомами кремния и становится отрицательно заряженным ионом, вследствие чего образуется дырка. Примеси, которые добавляют в этом случае, называются акцепторными.

Работа большинства полупроводниковых приборов обеспечивается примесным механизмом проводимости, в связи, с чем собственная проводимость полупроводников должна быть мала. Это требование обычно определяет максимально допустимую температуру эксплуатации приборов (с ростом температуры собственная проводимость повышается). Введением тех или иных строго дозированных примесей в полупроводники можно создавать полупроводники определенного типа (**p** или **n**).

Для практического использования очень важна возможность создания переходного слоя, так называемого **p – n** - перехода, где соприкасаются или непосредственно переходят друг в друга области проводимости разных типов – дырочная и электронная. Так как в **p** – области концентрация дырок выше, чем в **n**-области, происходит диффузия дырок из **p** – области и электронов из **n**-области. На границе областей с **p**- и **n**- проводимостью образуется двойной слой пространственного заряда, и возникающая электрическая разность потенциалов препятствует дальнейшей диффузии основных носителей тока. Физической основой большинства применений полупроводников являются электронные процессы, происходящие в этой переходной области, например генерация (возникновение пары электрон проводимости – дырка) или рекомбинация (возвращение электрона проводимости в валентную зону и исчезновение дырки) носителей тока. При воздействии на полупроводник света или различных ионизирующих излучений происходит переход электронов полупроводника в зону проводимости. Полупроводники с **p – n** – переходом являются основой работы выпрямителей – приборов преобразующих переменный ток в постоянный. Выпрямитель, основанный на **p – n** – переходах, называется диодом. На свойствах **p – n** – перехода основано применение полупроводников в качестве различного рода датчиков температуры, давления, освещения, ионизирующих излучений. Типичными представителями полупроводников являются элементы Si и Ge.

6.2.2 Регистрация ядерного излучения полупроводниковыми детекторами

Полупроводниковые детекторы стали использовать сравнительно недавно, однако, благодаря высоким счетным характеристикам, компактности, механической прочности и простоте устройства, они за короткий срок заняли одно из ведущих мест в ряду детекторов ядерных излучений.

В качестве материала полупроводникового твердотельного детектора используют кремний и германий, широко применяемые при изготовлении диодов и транзисторов.

Существует несколько типов полупроводниковых детекторов. Наибольшее распространение получили поверхностно-барьерные и диффузионно-дрейфовые детекторы.

1. **Поверхностно-барьерные детекторы** – это приборы, в которых используется **p – n** – переход между основным кристаллом (обычно **n** – типа) и тонкой поверхностной пленкой из того же основного материала, но только **p** –

типа. Поверхностно-барьерные детекторы **n** – типа изготавливаются из **n** – Si или **n**- Ge. Для электрического контакта на кристалл напыляется слой золота толщиной $3 \cdot 10^{-5}$ мм.

Поверхностно-барьерные кремниевые детекторы можно хранить и использовать при комнатной температуре. Применяют их в основном для регистрации и спектрометрии тяжелых заряженных частиц, так как хотя толщина чувствительного объема детектора и невелика, ее вполне хватает для полного торможения осколков деления, протонов и α -частиц небольших энергий.

2. **Диффузионно-дрейфовые детекторы** изготавливают обычно из **p** – Si или **p** – Ge, в которые в результате диффузии и дрейфа вводится донорная примесь Li. Таким образом, получают **n**- и **p**-детекторы. Диффузионно-дрейфовые детекторы имеют заметно большую толщину переходного слоя и поэтому применяются для регистрации частиц больших энергий и γ -лучей. Ge(Li)-детекторы, используемые в настоящее время в γ -спектроскопии, следует постоянно охлаждать жидким азотом для уменьшения диффузии лития.

Принцип действия полупроводниковых детекторов сходен с принципом действия ионизационных камер. Ядерная частица, попадая в электрическое поле, созданное в низко проводящей среде, ионизирует эту среду, в результате чего возникает электрический импульс. В случае газовой камеры токопроводящими частицами являются электронно-ионные пары, в случае твердого тела – электронно-дырочные пары. Под термином «дырка» понимается место на одном из электронных уровней в атоме, освобожденное электроном под действием ионизирующей частицы. Роль газа в полупроводниковом детекторе играет полупроводниковый кристалл, свойства которого, в частности электропроводность, изменяются под действием ионизирующего излучения. Определенным образом создается чувствительная область, в которой в обычном состоянии нет свободных носителей заряда. Попадая в эту область, заряженная частица вызывает ионизацию, соответственно в зоне проводимости появляются электроны, а в валентной зоне – дырки. Под действием приложенного к электродам напряжения, возникает движение электронов и дырок, формируется импульс тока. Заряд импульса тока несет информацию о количестве электронов и дырок и соответственно об энергии, которую заряженная частица потеряла в чувствительной области. И, если частица полностью потеряла энергию в чувствительной области, проинтегрировав токовый импульс, получают информацию об энергии частицы.

В то же время полупроводниковые детекторы во многом существенно отличаются от газовых ионизационных детекторов. Плотность полупроводниковых материалов (для Si $Z = 14$, для Ge $Z = 32$) значительно выше, чем плотность газов, и поэтому длина пробега заряженных частиц и γ -квантов в полупроводниковых детекторах гораздо меньше по сравнению с длиной пробега этих частиц в газовых счетчиках. Поэтому при поглощении одинаковой энергии в полупроводниковых детекторах и газовых счетчиках в

первых образуется примерно в десять раз больше переносчиков заряда, чем во вторых, следовательно, они обладают большей эффективностью для регистрации γ -излучения.

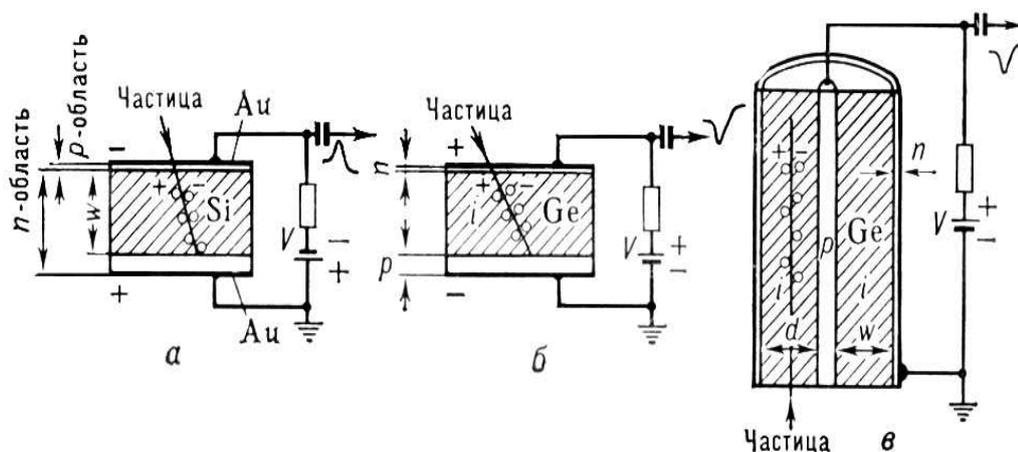


Рис. 6.1. Полупроводниковые детекторы

а – кремниевый поверхностно-барьерный детектор; б – дрейфовый германий-литиевый планарный; в – германий-литиевый коаксиальный детектор (штриховкой выделена чувствительная область); n – область полупроводника с электронной проводимостью, ρ – с дырочной, i – с собственной проводимостями)

Полупроводниковый детектор γ -излучения имеет значительно лучшее разрешение, чем сцинтилляционный, которое обусловлено практически полным собиранием свободных зарядов, образующихся в результате взаимодействия γ -квантов с веществом детектора. К достоинствам полупроводниковых детекторов относятся также малое значение мертвого времени и расширение области, в которой соблюдается линейная зависимость между энергией и импульсом.

Полупроводниковые детекторы широко применяются для детектирования и спектрометрии заряженных частиц, нейтронов и γ -квантов.

Наиболее широко для определения содержания γ -излучающих радионуклидов применяются сцинтилляционные детекторы на основе монокристалла NaI(Tl) и полупроводниковые Ge(Li) диффузионно-дрейфовые детекторы. Достоинство первых – наивысшая эффективность регистрации γ -квантов, обусловленная высокой плотностью вещества ($\rho = 3.67 \text{ г/см}^3$), большим эффективным атомным номером $Z = 53$. Недостаток сцинтилляционных детекторов заключается в неудовлетворительном энергетическом разрешении (8-12 %).

Достоинством полупроводниковых детекторов γ -излучения по сравнению со сцинтилляционными является значительно лучшее разрешение, обусловленное практически полным собиранием свободных зарядов, образующихся в результате взаимодействия γ -квантов с веществом детектора.

6.3 Аппаратурный спектр гамма-спектрометра

Гамма-спектрометр состоит из детектора, линейного усилителя и амплитудно-цифрового преобразователя (АЦП), связанного с персональным компьютером. Исследуемый диапазон амплитуд разбивается на n (например, 1024 или 4096) равных участков (каналов), каждому из которых присваивается порядковый номер (рис.6.3)

Амплитуда сигналов, поступающих на вход АЦП, измеряется, и в каждый канал попадают соответствующие ему импульсы с амплитудой $v_1 \pm \Delta v_1, v_2 \pm \Delta v_2, \dots, v_n \pm \Delta v_n$, которая зависит от поглощенной кристаллом энергии $E_1 \pm \Delta E_1, E_2 \pm \Delta E_2, \dots, E_n \pm \Delta E_n$. Число импульсов, аккумулированных в каждом канале за время измерения t , подсчитывается и в результате получается аппаратурный спектр. Он представляет собой дискретное распределение, по оси абсцисс которого отложены номера каналов (амплитуды сигналов, энергия E_γ), а по оси ординат – число наклоненных в каналах импульсов (рис. 6.2). В дальнейшем эта гистограмма аппроксимируется плавной кривой с использованием той или иной математической модели, например, функции Гаусса.

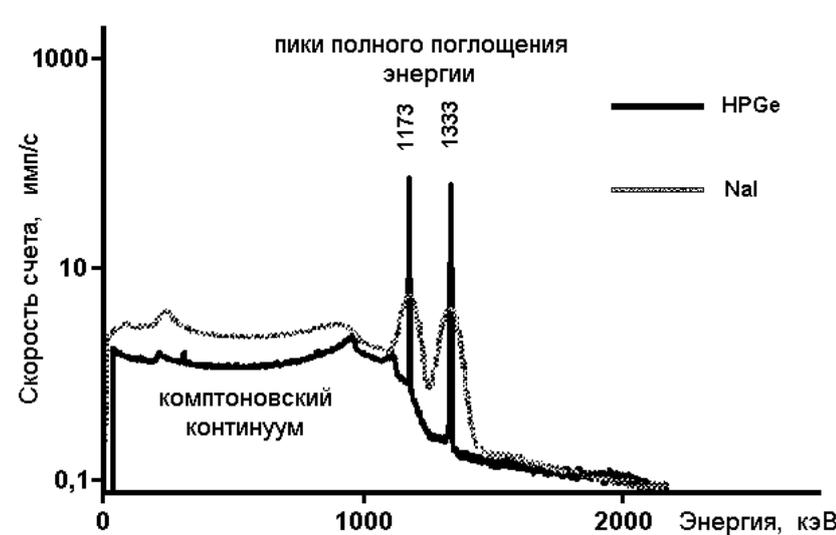


Рис. 6.2. Спектры ^{60}Co , полученные с помощью полупроводникового (HPGe) и сцинтилляционного (NaI) детекторов

Для того чтобы соотнести номера каналов значениям энергии γ -квантов, проводят **калибровку спектрометра по энергии**. С этой целью набирают спектры нескольких стандартных источников и в каждом спектре определяют номера каналов, отвечающие центрам пиков полного поглощения. Этим каналам присваивают соответствующие табличные значения E_γ (или E_x) и проводят линейную аппроксимацию зависимости энергии от номера канала спектрометра n :

$$E_\gamma = a + b \cdot n \quad (6.1)$$

Важной характеристикой детекторов, применяемых для спектрометрии излучений, является их относительное энергетическое (амплитудное)

разрешение - отношение ширины фотопика на его полувысоте (W) к энергии кванта E_γ , соответствующей этому пику. Чем меньше значение W/E_γ , тем лучше разрешены линии аппаратурного спектра



Рис. 6.3. Блок-схема γ -спектрометра

Лабораторная работа 7
Определение содержания γ -излучающих радионуклидов пробах
строительного сырья

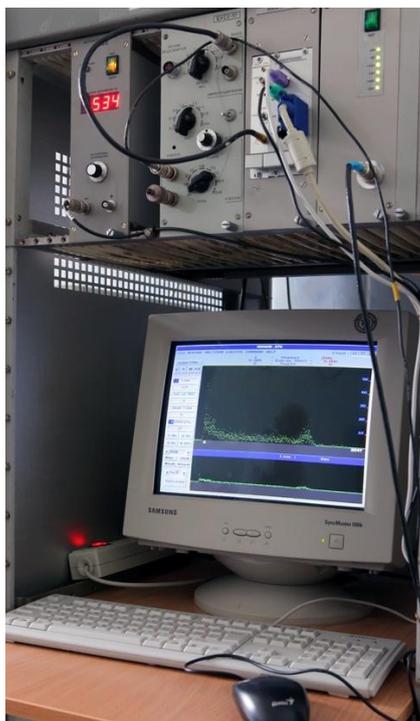


Рис.6.4. γ -спектрометр с полупроводниковым детектором

Радиоактивность строительных материалов, изготавливаемых как из горных пород, так и из отходов промышленного производства, обусловлена в первую очередь содержанием в них природных радионуклидов семейства ^{238}U , ^{232}Th , а также ^{40}K .

Для определения возможности использования строительного сырья в хозяйственной деятельности рассчитывается эффективная удельная активность сырья.

$$A_{\text{эф.}} = A_{\text{удRa}} + 1,31 A_{\text{удTh}} + 0,085 A_{\text{удK}}, \quad (6.2)$$

где $A_{\text{удRa}}$, $A_{\text{удTh}}$, $A_{\text{удK}}$ – удельная активность ^{226}Ra , ^{232}Th , ^{40}K данного строительного материала; 1.31; 0.085 – взвешивающие коэффициенты ^{232}Th , ^{40}K по отношению к ^{226}Ra , соответственно.

В зависимости от величины $A_{\text{эф.}}$ строительное сырье согласно НРБУ-97 (Нормы радиационной безопасности Украины) относят к различным классам

применения:

- если величина $A_{\text{эфф}}$ в строительных материалах и минеральном строительном сырье ниже или равняется 370 Бк/кг, то они могут использоваться для всех видов строительства без ограничений (I класс);

- если величина $A_{\text{эфф}}$ в строительных материалах и минеральном строительном сырье выше 370 Бк/кг, но ниже или равняется 740 Бк/кг, то они могут быть использованы для промышленного строительства и для строительства дорог (II класс);

- если величина $A_{\text{эфф}}$ в строительных материалах и минеральном строительном сырье выше 740 Бк/кг, но ниже или равняется 1350 Бк/кг, то они могут быть использованы (III класс) следующим образом:

- 1) в пределах населенных пунктов

- для строительства подземных сооружений или коммуникаций, покрытых слоем грунта толщиной более 0.5м, пребывание людей должно составлять не более 50% рабочего дня;

- 2) за пределами населенных пунктов

- для строительства дорог;

- для сооружения плотин;

- для сооружения других объектов, где пребывание людей составляет не

боле

Цель работы:

Практическое ознакомление с аппаратурой для гамма-спектрометрического анализа, количественное определение гамма-излучающих радионуклидов в пробах строительного сырья (гравия).

Оборудование и материалы: Гамма-спектрометр с полупроводниковым или сцинтилляционным детектором; набор источников ОСГИ; пробы строительного сырья (гравия).

Порядок выполнения работы:

1. Калибровка энергетической шкалы спектрометра и получение γ -спектра пробы строительного сырья.

Блок-схема γ -спектрометра приведена на рис. 6.2.

Для определения энергии γ -излучения, регистрируемой детектором, необходимо произвести калибровку энергетической шкалы спектрометра путем измерения набора излучателей с известной энергией γ -квантов. Калибровку спектрометра в диапазоне энергий 0,06-1,8 МэВ произвести с помощью комплекта образцовых спектрометрических γ -источников (ОСГИ).

2. Определение эффективной удельной активности природных радионуклидов в строительных материалах ($A_{\text{эфф}}$).

Найти зависимость положения максимумов пиков от энергии соответствующего γ -излучения. Найденную зависимость отобразить в виде таблицы (табл. 6.1).

Рассчитать абсолютные активности (A_i , Бк/кг) радионуклидов по числу импульсов в фотопике с использованием формулы:

$$A_i = \frac{S_i(E_i) - S_{\text{фи}}(E_i)}{n_i \varepsilon(E_i) t P}, \quad (6.3)$$

где $S(E_i)$ – площадь фотопика полного поглощения i -того нуклида с энергией E_k (имп), $S(E_{\text{фи}})$ – площадь фотопика фонового излучения, $\varepsilon(E_i)$ – коэффициент эффективности регистрации детектора γ -излучения с энергией(E_i), t – время набора спектра (с), P – масса пробы (кг) , n_i – выход γ -квантов на акт распада ядра.

Коэффициент эффективности регистрации детектора рассчитывается по уравнению:

$$\ln \varepsilon = A + B \ln E_i, \quad (6.4)$$

где $A=1.1$ и $B=-0.9$.

Используя данные, приведенные в таблице 6.1, рассчитать активность пробы в Бк/кг и занести полученные данные в таблицу.

Таблица 6.1

Е, КэВ	Изотоп	Квантовый выход, %	Эффективность регистрации	Площадь фотопика	Активность пробы
240	²³² Th	48.6			

353	^{226}Ra	36.3			
585	^{232}Th	30.4			
609	^{226}Ra	45.5			
661	^{137}Cs	85.0			
910	^{232}Th	27.7			
1120	^{226}Ra	15.8			
1459	^{40}K	10.7			

Из данных, полученных при определении содержания γ -излучающих радионуклидов в гравии по формуле (6.1), рассчитать эффективную удельную активность образца.

Сделать вывод, к какому классу строительного сырья относится исследуемый гравий.

Список литературы

1. Вальтер А. К., Залюбовский И. И. Ядерная физика. – Харьков: Основа, 1991. – 480 с.
2. Практикум «Основы радиохимии и радиоэкологии» Абрамов А.А., Алиев Р. А. Афанасов М. И. и др. /Под редакцией М.И. Афанасова – 2-е изд., переработку и доп. - М.: МГУ им. М.В. Ломоносова, 2012
3. Лукьянов В.Б., Бердоносков С.С., Богатырев И.О., Заборенко К.Б., Иофа Б.З. Радиоактивные индикаторы в химии. Основы метода. М.: Высшая школа, 1985, 287 с.
4. Лукьянов В.Б., Бердоносков С.С., Богатырев И.О., Заборенко К.Б., Иофа Б.З. Радиоактивные индикаторы в химии. Проведение эксперимента и обработка результатов. М.: Высшая школа, 1977, 280 с.
5. Сапожников Ю.А., Алиев Р.А., Калмыков С.Н. Радиоактивность окружающей среды. Теория и практика. М.: БИНОМ, 2006, 286 с.
6. Бекман И.Н. Радиохимия, том I, Радиоактивность и радиация, М.: Онотопринт, 2011, 397 с.
7. Zvara I., Povinac P., Sykora I. Determination of very low levels of radioactivity. Pure & Appl. Chem. V.66 No.12. P.2537 (1994).
8. Норми радіаційної безпеки України (НРБУ-97). Київ, 1997 р.
9. Козлов В.Ф. // Справочник по радиационной безопасности М.: Энергоатомиздат, 1991, 192 с.
10. Машкович В.П., Кудрявцев А.В. // Защита от ионизирующих излучений. М., Энергоиздат, 1995, 496 с.
11. Сапожников Ю.А, Калмыков С.Н., Алиев Р.А. Методическое руководство к курсу «Основы радиохимии и радиоэкологии». Жидкостно-сцинтилляционная спектроскопия. М.: Химфак МГУ, 2003
12. Хольнов Ю.В. и др. // Оцененные значения ядерно-физических характеристик радиоактивных нуклидов. Справочник. М.; Энергоиздат, 1982, 311 с.
13. Гусев Н.Г., Дмитриев П.П. // Квантовое излучение радиоактивных нуклидов. Справочник. М.: Атомиздат, 1977, 400 с.
14. Громов В. В. Краткий курс радиохимии. – М.: Атомиздат, 1966. – 248 с.
15. Прайс В. Регистрация ядерного излучения. – М.: Изд. Ин. Лит, 1960. – 464с.
16. Келлер К. Радиохимия. Пер. с нем/ Под ред. Б. Ф. Мясоедова. – М.: Атомиздат, 1978. – 200 с.
17. Эрдеи-Груз Т. Основы строения материи. Пер. с нем /Под ред. Г. Б. Жданова. – М.: Мир, 1976. – 488 с.
18. Краткий курс радиохимии/ Под ред. акад. А. В. Николаева. – М.: Высш. шк., 1969. – 334 с.
19. Нефедов В. Д., Текстер Е. Н., Торопова М. А. Радиохимия. – М.: Высш. шк., 1987. – 272 с.