

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

Факультет радиотехники и электроники

Кафедра электроники

В. Н. Путилин, В. Е. Адамович

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

В двух частях

Часть 2

**ЗАЩИТА ОТ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ.
МЕТОДЫ И ТЕХНИЧЕСКИЕ СРЕДСТВА
РАДИАЦИОННОГО КОНТРОЛЯ**

*Рекомендовано УМО по образованию в области информатики
и радиоэлектроники в качестве учебно-методического пособия
для специальности 7-07-0713-01 «Информационные и управляющие системы
физических установок»*

Минск БГУИР 2026

УДК 539.1.07(076.5)
ББК 31.42я73
П90

Р е ц е н з е н т ы:

кафедра «Тепловые электрические станции»
Белорусского национального технического университета
(протокол № 5 от 04.02.2025);

директор УП «АТОМТЕХ» кандидат технических наук В. А. Кожемякин

Путилин, В. Н.

П90 Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений. Лабораторный практикум : в 2 ч. Ч. 2: Защита от ионизирующих излучений. Методы и технические средства радиационного контроля : учеб.-метод. пособие / В. Н. Путилин, В. Е. Адамович. – Минск : БГУИР, 2026. – 79 с. : ил.
ISBN 978-985-543-871-8 (ч. 2).

Лабораторный практикум содержит информацию по теории и практическому применению основных методов радиационного контроля, необходимых студентам для выполнения лабораторных работ. В практикуме излагаются основы применения базовых методик по обнаружению и измерению ионизирующих излучений, принципы защиты от ионизирующих излучений и характеристики защитных материалов.

Первая часть пособия была опубликована в 2024 году.

**УДК 539.1.07(076.5)
ББК 31.42я73**

**ISBN 978-985-543-871-8 (ч. 2)
ISBN 978-985-543-747-6**

© Путилин В. Н., Адамович В. Е., 2026
© УО «Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники», 2026

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	4
Описание лабораторных стендов практикума	5
Лабораторная работа № 1. Определение энергии α -частиц по пробегу в воздухе	13
1.1. Краткие теоретические сведения.....	13
1.2. Оценка энергии α -частиц по пробегу в веществе	19
1.3. Порядок выполнения работы	21
1.4. Контрольные вопросы	23
Лабораторная работа № 2. Принципы создания защиты от β -частиц и энергии тормозного излучения	24
2.1. Краткие теоретические сведения.....	24
2.2. Порядок выполнения работы	34
2.3. Контрольные вопросы	38
Лабораторная работа № 3. Ослабление γ -излучения веществом. Проверка закона обратных квадратов расстояний	39
3.1. Краткие теоретические сведения.....	39
3.1.1. Природа γ -излучения и физические свойства γ -квантов	39
3.1.2. Взаимодействие γ -излучения с веществом.....	40
3.2. Порядок выполнения работы	49
3.3. Контрольные вопросы	52
Лабораторная работа № 4. Измерение удельной и объемной активности γ - и β -излучающих радионуклидов в объектах окружающей среды	53
4.1. Краткие теоретические сведения.....	53
4.2. Описание лабораторного стенда на основе гамма-бета-спектрометра МКС-АТ1315 и программируемой двухкамерной печи ПДП-Аналитика.....	58
4.2.1. Гамма-бета-спектрометр МКС-АТ1315.....	58
4.2.2. Программируемая двухкамерная печь ПДП-Аналитика	64
4.3. Порядок выполнения работы	68
4.4. Контрольные вопросы	71
Приложения	73
1. Массовый (μ_{en}) _m и линейный μ_{en} коэффициент поглощения энергии для различных материалов в зависимости от энергии фотонного излучения	73
2. Линейный коэффициент ослабления γ -излучения μ (см ⁻¹) и массовый коэффициент передачи энергии μ_{tr} (см ² /г) для алюминия, железа и свинца	74
3. Коэффициенты качества для разных видов ионизирующих излучений k , Зв/Гр	75
4. Республиканские допустимые уровни содержания радионуклидов цезия-137 и стронция-90 в пищевых продуктах и питьевой воде (РДУ-99).....	76
5. Республиканские допустимые уровни содержания цезия-137 в древесине, продукции из древесины и древесных материалов и прочей пищевой продукции лесного хозяйства (РДУ/ЛХ-2001)	77
6. Эффективная удельная активность ($A_{эфф}$) природных радионуклидов в строительных материалах (щебень, гравий, песок, бутовый и пиленный камень, цементное и кирпичное сырье и другие)	78

ВВЕДЕНИЕ

Настоящее учебно-методическое пособие представляет собой руководство для подготовки к практическим занятиям и углубленному изучению основных теоретических разделов курса «Дозиметрия и основы радиационного контроля». Пособие содержит информацию о задачах, методах и технических средствах радиационного контроля, знакомит студентов с основными закономерностями воздействия ионизирующего излучения на вещество и на биологические объекты и особенностями измерения основных параметров.

Пособие содержит описание четырех лабораторных работ, каждая из которых включает теоретическую, экспериментальную части и контрольные вопросы.

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

В пособии рассмотрены вопросы физической природы ионизирующих излучений, определения объемной (удельной) активности радионуклидов, методики определения средней длины пробега и энергии α -частиц, практические навыки по обнаружению и измерению ионизирующих излучений.

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

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

ОПИСАНИЕ ЛАБОРАТОРНЫХ СТЕНДОВ ПРАКТИКУМА

Для выполнения лабораторных работ данного практикума применяется следующее оборудование:

- лабораторный стенд для измерения ионизирующего излучения на основе системы линейного перемещения;
- гамма-бета-спектрометр МКС-АТ1315 совместно с программируемой двухкамерной печью ПДП-Аналитика.

Инструкция по работе с лабораторным стендом для измерения ионизирующего излучения на основе системы линейного перемещения

Общий вид лабораторного стенда представлен на рис. 1. Он состоит из системы линейного перемещения (1), набора источников ионизирующего излучения (2), набора фильтров (3), спектрометра в комплекте с блоками детектирования (4) и персонального компьютера (5).



Рис. 1. Общий вид лабораторного стенда для измерения ионизирующего излучения на основе системы линейного перемещения

Внешний вид системы линейного перемещения (СЛП) представлен на рис. 2. СЛП состоит из станины (1), ходового винта (2), каретки (3), переключателя хода каретки (4), подставки под источник ионизирующего излучения (5),

маховика перемещения каретки (6), подставки под блок детектирования (7) и подставки под фильтры (8).

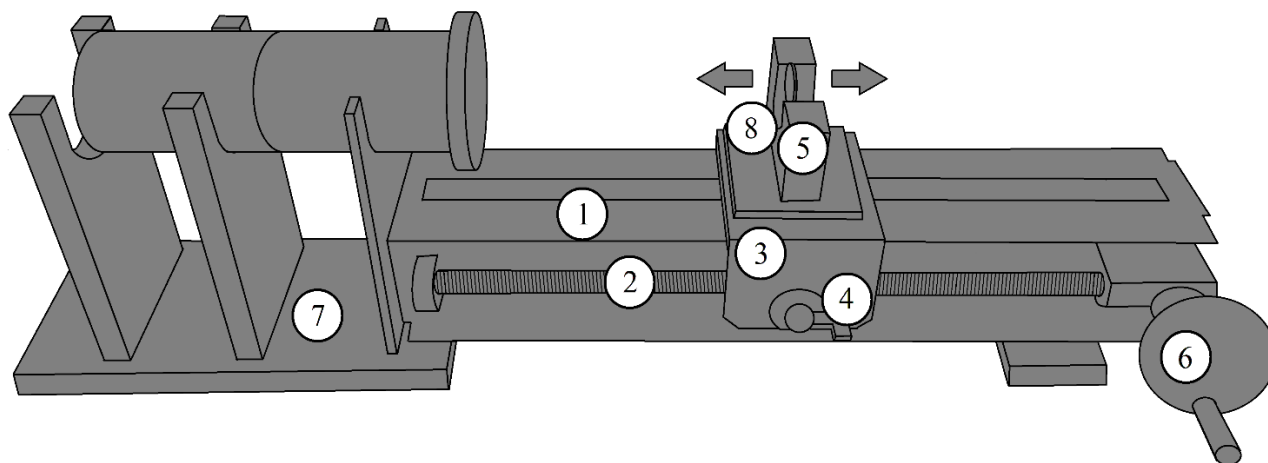


Рис. 2. Внешний вид системы линейного перемещения

Верхняя часть станины имеет форму продольной рейки, по которой перемещается каретка. Вращение маховика приводит в движение каретку: по часовой стрелке отдаляет каретку от блока детектирования, против часовой стрелки – приближает. Полный оборот маховика вокруг оси соответствует перемещению каретки на 4 мм. Для точного перемещения каретки по станине связь маховика с кареткой осуществляется через ходовой винт. Винт преобразует вращательное движение маховика в прямолинейное поступательное перемещение каретки.

На каретке размещен переключатель хода каретки, он имеет два положения: правое и нижнее. При установке переключателя в правое положение каретка схватывается с ходовым винтом и ее перемещение возможно только через вращение маховика. При установке переключателя в нижнее положение каретка отсоединяется от ходового винта и ее перемещение возможно только вручную. Режим переключателя в нижнем положении необходим для быстрого перемещения каретки в необходимую позицию. Режим переключателя в правом положении необходим для точного перемещения каретки по станине в ходе проведения измерений на стенде.

На боковой части станины вдоль ее длины расположена шкала перемещения каретки. Положением каретки на шкале отмечается расстояние от кристалла установленного блока детектирования до источника излучения на каретке.

Сверху на каретке размещена подставка под источник ионизирующего излучения. Со стороны блока детектирования на данной подставке находится подставка под фильтры. Подставка позволяет устанавливать следующие источники ионизирующего излучения: эталонные (образцовые) источники радионуклидных закрытые фотонного излучения (ОСГИ-Р) (диаметр 25 мм), эталонные (образцовые) источники β -излучения (ОРИБИ) (диаметр 35 мм), эталонные (образцовые) спектрометрические α -источники (ОСАИ) (диаметр 24 мм).

С одной стороны станины размещается крепление под блок детектирования. Крепление позволяет устанавливать блоки детектирования с диаметром корпуса 60 мм. Совместно с СЛП применяются следующие блоки детектирования: блок детектирования α -излучения БДПА-01, блок детектирования β -излучения БДПБ-01, блок детектирования γ -излучения БДКГ-05, блок детектирования рентгеновского излучения БДКР-01.

Блок детектирования контроля рентгеновского и γ -излучений БДКР-01. Блок детектирования γ - и рентгеновского излучений основан на использовании высокочувствительного метода сцинтилляционных измерений с применением детектора NaI(Tl) размерами $\varnothing 9 \times 2$ мм. Блок предназначен для измерения мощности амбиентной эквивалентной дозы в диапазоне от 0,05 до 100 мкЗв/ч и дозы γ - и рентгеновского излучения в диапазоне энергий 5–160 кэВ. Блок может работать в двух режимах: дозиметрическом режиме и спектрометрическом режиме.

В торцевой части корпуса блока имеется окно детектора, окно закрывается колпачком. Перед началом измерений с блока необходимо снять колпачок. После завершения измерений следует установить колпачок на блок с целью предотвращения случайного повреждения детектора при хранении и транспортировании.





БДКР-01 может подключаться к блоку отображения информации для вывода информации на экран, либо может работать автономно в реальном режиме времени путем подключения через кабель к компьютеру.


Программа ATexch. При работе с блоком БДКР-01 через персональный компьютер используется программное обеспечение ATexch. Программа обеспечивает наблюдение и управление работой различных блоков детектирования, измерение дозиметрических, радиометрических и спектрометрических величин, а также отображение накопленной информации.

После запуска программы, обнаружения и настройки связи с блоком, окно программы примет вид, представленный на рис. 3.

В верхней части окна расположено главное меню (1). Под главным меню размещена кнопка подключения/отключения устройства (2). Ниже размещены кнопки режимов работы (3), активность которых зависит от наличия в подключенном блоке детектирования данных режимов. В нижней части окна расположен журнал событий (4), где отображаются события работы программы, а также ошибки и сообщения об исключительных ситуациях. В данной инструкции будет описана только работа программы в режимах, поддерживаемых блоком БДКР-01: дозиметрическом и спектрометрическом.

Дозиметрический режим. При запуске данного режима экран программы примет вид, представленный на рис. 4.

В верхней части окна расположены инструменты управления: кнопка запуска измерений , кнопка приостановки измерений , кнопка возобновления измерений , кнопка задания времени измерения , текущее значение времени

измерения, кнопка включения/выключения вычитания фона **- фон**, кнопка включения поискового режима , текущая температура блока.

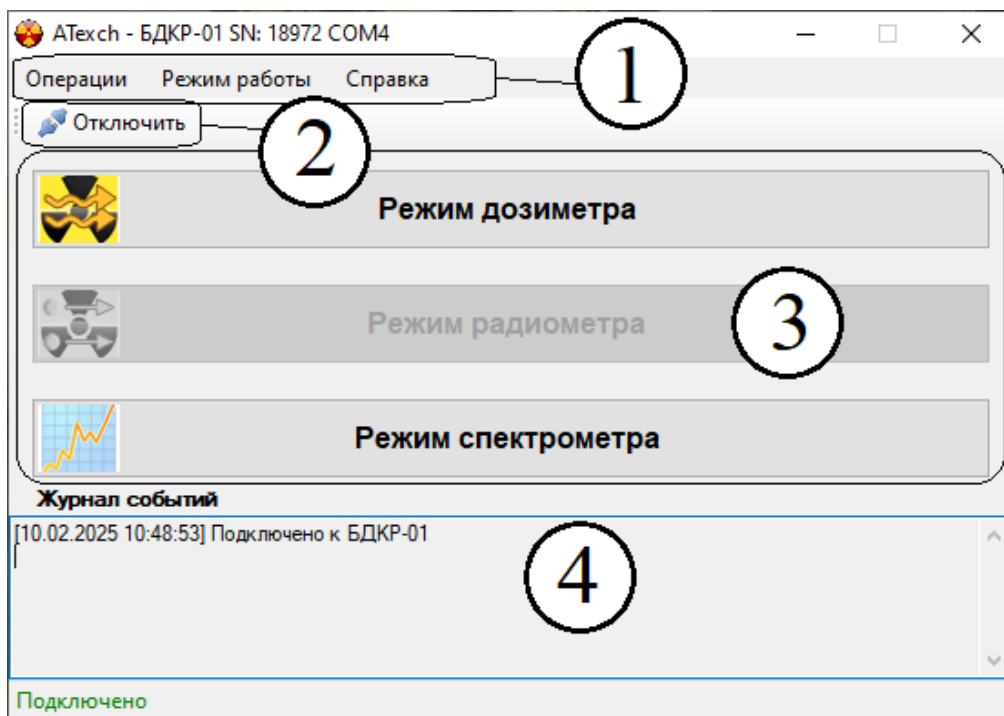


Рис. 3. Начальный вид окна программы

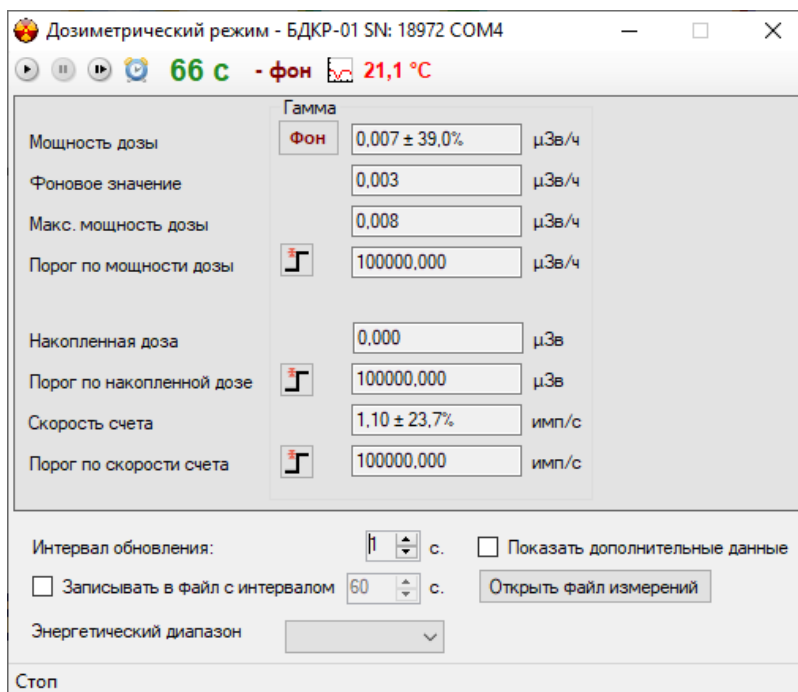





Рис. 4. Вид окна программы в дозиметрическом режиме

В центральной части окна отображаются измеряемые блоком параметры. При нажатии кнопки , у параметра «Мощность дозы», осуществляется запись текущего значения мощности дозы в качестве фонового. При нажатии кнопки , устанавливается порог по соответствующим величинам. Через главное меню → «Операции» → «Настройки программы» можно настроить звуковое оповещение при превышении пороговых значений.

В нижней части окна программы имеются следующие элементы: флажок дополнительных данных, при установке которого в окне отображается мгновенная скорость счета; флажок записи измерений в файл с переключателем периода записи информации; переключатель периода считывания измерений из устройства; текущий статус измерений («Измерение» или «Стоп»).

В «Дозиметрическом режиме» при нажатии кнопки включения поискового режима  открывается окно с условной диаграммой, отображающей уровень приближения к источнику.

Спектрометрический режим. При запуске данного режима экран программы примет вид, представленный на рис. 5.

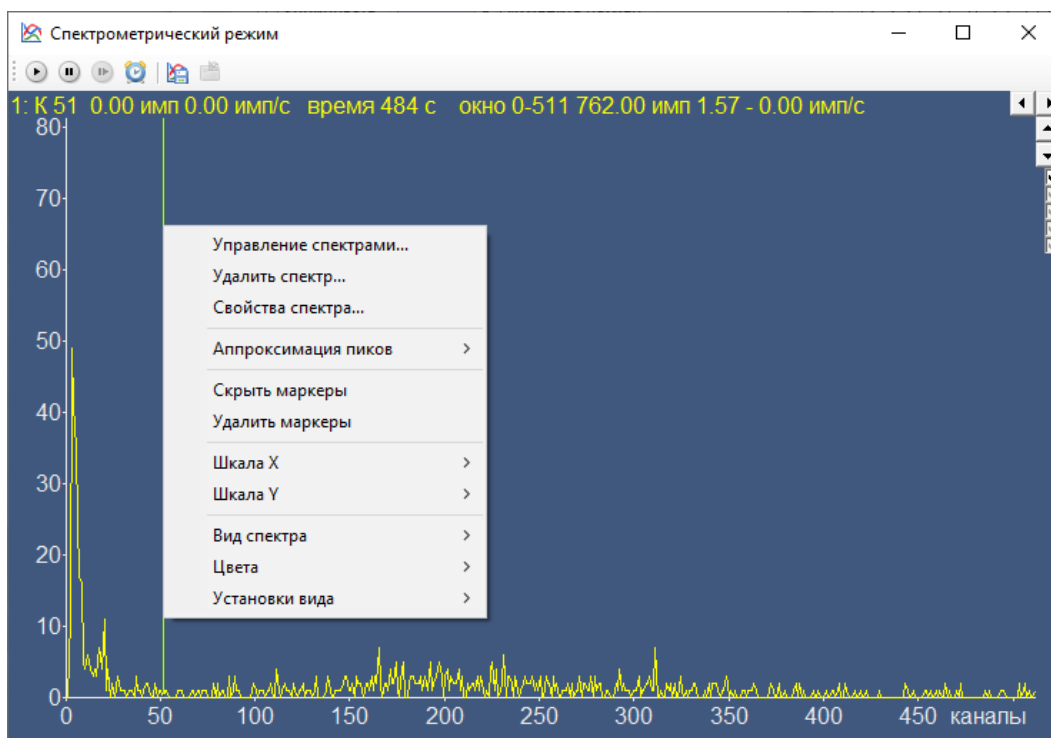








Рис. 5. Вид окна программы в спектрометрическом режиме

В верхней части окна расположены инструменты управления: кнопка запуска измерений , кнопка приостановки измерений , кнопка возобновления измерений , кнопка задания времени измерения , кнопка сохранения спектра , кнопка загрузки спектра .

В центре окна данного режима отображается спектр излучения, загруженный из файла или набранный на текущем подключенном устройстве. По горизонтальной шкале отображаются значения энергии или канала, по вертикальной шкале – количество зарегистрированных импульсов.

В верхнем левом углу спектра расположена информационная строка со следующей информацией: номер канала, выбранного подвижным маркером, соответствующая ему энергия и количество импульсов, зарегистрированных на канале; текущее время набора спектра; диапазон каналов измерения; суммарное количество импульсов; скорость счета импульсов в выделенной области.

В данном окне имеется возможность масштабирования интересующей области путем выделения левой кнопкой мыши интересующего участка спектра. Для возвращения к исходному масштабу необходимо дважды щелкнуть левой кнопкой мыши в области окна. Возможно выделение интересующей области маркерами. Для установки маркера следует щелкнуть левой кнопкой мыши, удерживая при этом клавишу Ctrl.

При помощи команд контекстного меню, вызываемого щелчком правой кнопки мыши в области спектра, можно удалять маркеры, менять ряд параметров отображения спектров и информации по выбранному каналу и представить соответствующие оси в другой зависимости.

В связи с тем, что применяемые совместно с данным лабораторным стендом **набор источников ионизирующего излучения, набор фильтров, спектрометр в комплекте с блоками детектирования и программное обеспечение ATAS SNM** также используются в составе лабораторного комплекса первой части данного лабораторного практикума «Дозиметрический контроль ионизирующих излучений», их описание приведено в первой части лабораторного практикума.

Подготовка лабораторного стенда к проведению измерений выполняется согласно следующей последовательности:

1. Установить каретку в крайнее положение шкалы стенда вблизи подставки под блок детектирования (нулевое положение).

При изменении положения каретки более чем на половину от всей шкалы стенда, рекомендуется перемещать ее вручную с установленным переключателем хода каретки в нижнем положении. В остальных случаях рекомендуется перемещать каретку через вращение маховика с установленным переключателем хода каретки в правом положении. Минимальный шаг перемещения каретки равен расстоянию 1 мм, что соответствует повороту маховика на четверть от полного оборота (90°).

2. В соответствии с порядком выполнения лабораторной работы, подключить необходимый блок детектирования к блоку обработки информации (БОИ), либо к персональному компьютеру.

3. Подключенный блок детектирования установить на подставку стенда так, чтобы корпус блока со стороны входного окна соприкасался с подставкой под источник ионизирующего излучения.

4. При необходимости разместить на соответствующей подставке фильтры. Необходимую толщину слоя фильтра получают путем комбинирования фильтров различной толщины.

5. Установить необходимое расстояние от кристалла блока детектирования до источника излучения путем перемещения каретки. Расстояние необходимо контролировать на шкале перемещения каретки.

6. В соответствии с порядком выполнения лабораторной работы, установить необходимый источник ионизирующего излучения на подставку под источник. При этом источник следует устанавливать таким образом, чтобы его активная часть была обращена к блоку детектирования. Установку источника на подставку следует осуществлять с осторожностью. При этом запрещается использовать приспособления, способные повредить поверхность источника и нарушить его герметичность.

После подготовки лабораторного стенда к проведению измерений и размещению каретки в нулевом положении, источник ионизирующего излучения (1), фильтр (2) и кристалл блока детектирования (3) располагаются относительно друг друга согласно схемам на рис. 6.

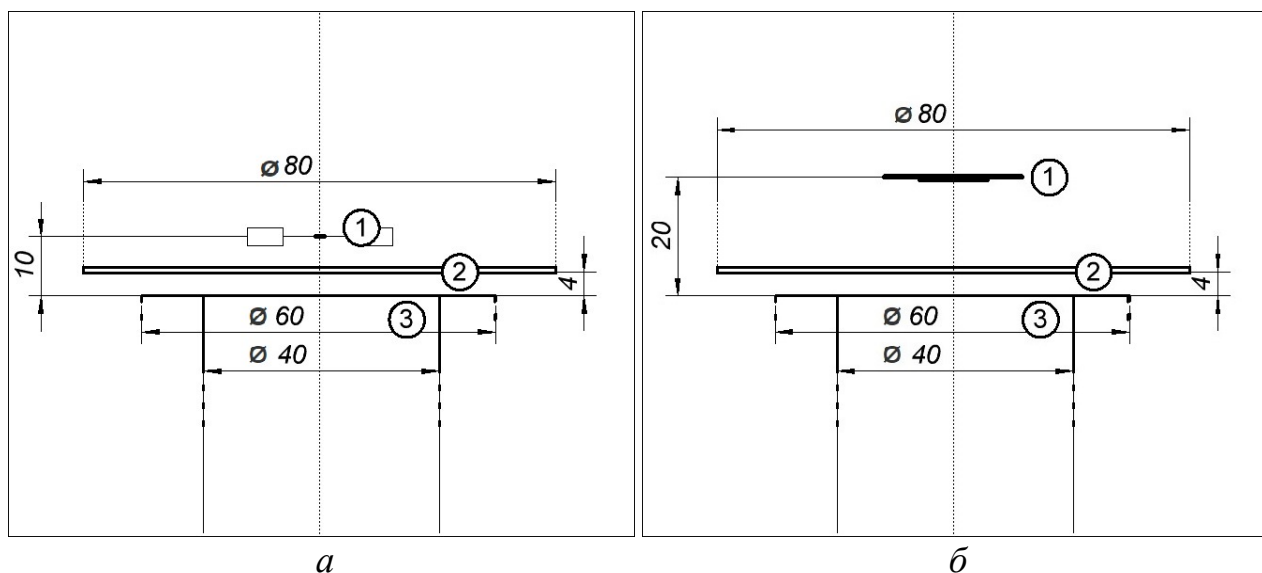


Рис. 6. Схемы пространственного расположения источника излучения, фильтра и кристалла блока детектирования на СЛП для случаев с использованием различных источников излучения:
a – для ОСГИ-Р и ОСАИ; *б* – для ОРИБИ

Кристалл блока детектирования (3) для обеих схем имеет диаметр 40 мм в случае установки в стенд блока БДКГ-05 и диаметр 60 мм в случае установки в стенд блока БДПБ-01 или БДПА-01. Пространственное расположение этих элементов представлено для случаев с использованием различных источников излучения: для ОСГИ-Р или ОСАИ (рис. 6, *a*), ОРИБИ (рис. 6, *б*). Обе схемы имеют

радиальную симметрию, ось симметрии обозначена пунктирной линией. Указанные размеры представлены в миллиметрах.

В установленном положении на стенде обеспечивается параллельность плоскостей поверхностей источника, фильтра и кристалла блока детектирования.

Шкала перемещения каретки не учитывает расстояние от кристалла блока детектирования до источника в нулевом положении каретки. В связи с этим при работе с ОСГИ-Р или ОСАИ необходимо прибавлять к расстоянию 10 мм. При работе с ОРИБИ необходимо прибавлять к расстоянию 20 мм. Максимальным значением шкалы является 300 мм.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 1.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ α -ЧАСТИЦ ПО ПРОБЕГУ В ВОЗДУХЕ

Цель работы: изучить механизм потерь энергии тяжелыми заряженными частицами при взаимодействии с веществом и определить энергию α -частиц по величине пробега в воздухе.

1.1. Краткие теоретические сведения

Тяжелые ядра с $Z > 83$ часто оказываются нестабильными относительно α -распада. Тяжелые заряженные частицы обычно распространяются по прямой и поэтому взаимодействуют в основном с электронами атомов, мало отклоняясь от своего первоначального движения. В таких ядрах энергетически возможно самопроизвольное испускание α -частиц – ядер гелия ${}^4_2\text{He}$ состоящих из двух нейтронов и двух протонов с энергией связи 28 МэВ.

Вследствие этого пробег тяжелой частицы R измеряют расстоянием по прямой от источника частиц до точки остановки.

При этом энергии всех излучаемых α -частиц находятся в сравнительно узком интервале приблизительно от 4 до 9 МэВ, а периоды полураспада меняются в больших пределах.

В настоящее время известно более 150 радионуклидов, у которых при радиоактивном распаде атомных ядер возникают α -частицы. Потенциальная энергия кулоновского и ядерного взаимодействий создает в тяжелых ядрах ($Z \geq 82$) потенциальный барьер 25–30 МэВ, который α -частица должна преодолеть при вылете из ядра. Это значит, что покинуть ядро могут только те α -частицы, кинетическая энергия которых $E_k \geq 25\text{--}30$ МэВ. Являясь ядром атома гелия, α -частица состоит из двух протонов и двух нейтронов. Процесс испускания α -частиц ядрами описывается квантовой механикой как проникновение α -частицы через потенциальный барьер (туннельный эффект).

подавляющая часть таких радионуклидов располагается в конце периодической системы и обладает $Z > 82$. При α -распаде выделяется энергия

$$\Delta E = \left[M({}^A_Z X) - M({}^{A-4}_{Z-2} Y) - M_\alpha \right] c^2, \quad (1.1)$$

где $M({}^A_Z X)$ и $M({}^{A-4}_{Z-2} Y)$ – массы покоя материнского и дочернего ядер соответственно;

M_α – масса покоя α -частицы.

При α -распаде некоторых радионуклидов дочерние ядра могут возникать в различных энергетических состояниях. Энергия ΔE распределяется между α -частицей и дочерним ядром в отношении, обратно пропорциональном их массе. Так как масса α -частицы значительно меньше массы дочернего ядра, выделяющаяся энергия ΔE практически полностью уносится α -частицей.

Энергетические спектры многих α -излучателей являются дискретными. При этом α -частицы, испускаемые при распадах на различные энергетические уровни дочернего ядра, имеют различные значения энергии.

Энергия α -частиц, испускаемых различными радионуклидами, находится в диапазонах: 4–9 МэВ – для тяжелых ядер; 2–4,5 МэВ – для ядер редкоземельных элементов.

Изучение периодов полураспада ядер (от $18 \cdot 10^{-9}$ с до $1,9 \cdot 10^{19}$ лет) и спектров α -частиц дает информацию о размерах ядер, структуре энергетических уровней. Многие фундаментальные открытия в ядерной физике были сделаны при работе с α -частицами.

Так, при изучении рассеяния α -частиц на тонких фольгах Э. Резерфорд в 1911 г. сделал вывод о том, что масса атомов практически целиком сосредоточена в положительно заряженном ядре, имеющем размеры $\sim 10^{-13}$ см.

Основным процессом взаимодействия α -частиц с веществом являются процессы упругого рассеяния и ионизационного торможения. В результате многих столкновений частица теряет энергию и останавливается.

Ядерные реакции во время торможения происходят с малой вероятностью. Рассматриваемые ниже процессы описывают не только взаимодействие α -частиц, но и любой заряженной частицы с массой, которая больше массы электрона. Упругое рассеяние – это процесс рассеяния, при котором атомы остаются в исходном состоянии и происходит лишь некоторое перераспределение кинетических энергий. Рассеяние происходит в основном на ядрах, на электронах α -частицы почти не рассеиваются ввиду их относительно малой массы.

Рассеяние на тяжелом ядре описывается формулой Резерфорда:

$$dN(\theta) = Nnd \left(\frac{q_1 q_2}{4T_0} \right)^2 \frac{2\pi \sin \theta d\theta}{\sin^4 \theta/2}, \quad (1.2)$$

где $dN(\theta)$ – число частиц, рассеянных на угол θ в единице телесного угла;

N – число частиц, прошедших через мишень;

n – число ядер в единице объема;

d – толщина мишени;

T_0 – кинетическая энергия налетающей частицы.

Таким образом, при упругом рассеянии α -частица лишь изменяет направление движения, потеря же энергии при этом происходит незначительная. Энергия теряется в основном за счет неупругих процессов.

Остановимся несколько подробнее на пробеге α -частиц в веществе. Величина ионизационных потерь, обусловленных кулоновским взаимодействием пролетающей частицы заряда Z_e с электронами вещества, определяется главным образом ее зарядом, скоростью v и плотностью электронов в веществе n_e . В нерелятивистском случае удельные ионизационные потери тяжелой заряженной частицы массы $M \gg m_e$, (m_e – масса электрона), определяются формулой Бете – Блоха:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n Z^2 e^4}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2mc\beta}{\bar{I}(1-\beta^2)} - \beta^2 \right] c^2, \quad (1.3)$$

где n – плотность электронов в веществе;

Z – заряд частицы в единицах заряда позитрона;

m_e – масса электрона;

v – скорость частицы;

c – скорость света;

$\beta = v/c$;

\bar{I} – средний ионизационный потенциал атомов вещества среды, через которую проходит частица, $\bar{I} = 13,5Z'$ эВ, где Z' – заряд ядер вещества среды в единицах заряда позитрона.

Удельные потери энергии пропорциональны числу электронов вещества и квадрату заряда частицы, теряющей энергию на ионизацию, но существенно зависят от скорости частицы. Потери энергии не зависят от массы M проходящей через вещество частицы (при условии $M \gg m_e$) и поэтому с уменьшением скорости заряженной частицы в веществе возрастают. В одном акте ионизации в воздухе α -частица теряет около 35 эВ, т. е., если начальная кинетическая энергия α -частицы равна 4 МэВ, то она полностью затормозится в результате $4 \cdot 10^6 / 35 \cong 10^5$ актов ионизации. Заряженная частица проходит в веществе некоторое расстояние, прежде чем она потеряет всю свою кинетическую энергию. Численное значение проникающей способности α -излучения соответствует пробегу α -частицы.

Известно, что α -излучение характеризуется малой проникающей способностью и сильным ионизирующим действием. При столкновениях с электронами атомных оболочек α -частицы, обладающие значительно большей массой, испытывают очень небольшие отклонения от своего первоначального направления и движутся почти прямолинейно.

Пробегом α -частицы называют длину траекторий (трека), по которой движется частица в веществе с момента входа в вещество до полной стабилизации. Величина пробега определяется удельными потерями энергии. Чем больше плотность атомных электронов и заряд частицы, тем выше эти потери и тем меньше пробег частицы в веществе. Пробеги α -частиц в веществе очень малы. Например, у α -частицы с энергией 4 МэВ длина пробега в воздухе примерно 2,5 см, в воде или в мягких тканях животных и человека – сотые доли миллиметра

$$R_\alpha = aE_\alpha^m. \quad (1.4)$$

Для α -частиц, испускаемых естественными α -излучателями ($4 < E_\alpha < 9$ МэВ), $a = 0,318$, $m = 1,5$. Для α -частиц с более высокими энергиями ($E_\alpha \leq 200$ МэВ), $a = 0,148$, $m = 1,8$. Так, α -частицы с энергиями $E_\alpha = 5$ МэВ пробегают в воздухе расстояние 3,51 см, а с энергией $E_\alpha = 30$ МэВ – 68 см.

Отношение линейных пробегов двух типов частиц, начинающих движение в воздухе с одинаковыми скоростями, пропорционально отношению удельных потерь энергии частиц:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{m_1}{m_2} \left(\frac{Z}{Z} \right)^2, \quad (1.5)$$

где m_1 и m_2 – это массы частиц.

Вместо линейного пробега часто используют массовый пробег заряженной частицы R_m , выражаемый в граммах на квадратный сантиметр ($\text{г}/\text{см}^2$). Численно он равен массе вещества, заключенного в цилиндре, высота которого равна линейному пробегу частицы R в сантиметрах, а площадь поперечного сечения – 1 см^2 .

$$R_m = \rho R, \quad (1.6)$$

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

Обычно пробег измеряется в единицах длины (м, см, мкм) или длины, умноженной на плотность ($\text{г}/\text{см}^2$). Длина пробега частицы зависит от ее заряда, массы, начальной энергии, а также от свойств среды, в которой частица движется. Пробег увеличивается с возрастанием начальной энергии. Массивные частицы обладают меньшими скоростями, чем легкие. Медленно движущиеся частицы взаимодействуют с атомами более эффективно и быстрее растрачивают имеющуюся у них энергию.

Пробеги протонов в алюминии приведены в табл. 1.1, а пробеги α -частиц в разных материалах – в табл. 1.2.

Таблица 1.1

Пробеги протонов в алюминии

Энергия протонов, МэВ	1	3	5	10	20	40	100	1000
Пробег, см	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$7,8 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$6,6 \cdot 10^{-2}$	$2,7 \cdot 10^{-1}$	$7,0 \cdot 10^{-1}$	3,6	148
Пробег, $\text{мг}/\text{см}^2$	3,45	21	50	170	560	$1,9 \cdot 10^3$	$9,8 \cdot 10^3$	$400 \cdot 10^3$

Таблица 1.2

Пробеги α -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

Различают средний, экстраполированный и максимальный пробеги.

Максимальный пробег (R_{\max}) – это минимальная толщина поглотителя, при которой поглощаются практически все падающие на него α -частицы.

Средний пробег (R) – это толщина поглотителя, при прохождении которой число α -частиц уменьшится вдвое.

Экстраполированный пробег (R_3) получается при экстраполяции наклонной части кривой поглощения.

Ионизационное торможение происходит за счет неупругого соударения частицы с электронными оболочками атомов.

При этом энергия заряженных частиц расходуется на ионизацию и возбуждение атомов среды. Среднее количество энергии, расходуемое частицей на возбуждение и ионизацию атомов при прохождении единицы длины пути в данной среде, называется линейными потерями энергии на ионизацию – dE/dx и вычисляется по формуле Бете – Блоха [1].

Торможение частицы происходит в результате очень большого числа неупругих столкновений. В одном акте ионизации в воздухе α -частица теряет около 35 эВ, т. е. если начальная кинетическая энергия α -частицы равна 4 МэВ, то она полностью затормозится в результате $\frac{4 \cdot 10^6}{35} \cong 10^5$ актов ионизации.

Взаимодействие α -частиц с ядрами вещества в основном сводится к кулоновскому рассеянию на малые углы [1]. Таким образом, при движении в среде заряженные частицы с указанной энергией будут постепенно тормозиться на длине пробега R .

Длина пробега α -частиц зависит от их начальной энергии и химического состава среды. Пробеги α -частиц одной энергии имеют, как показывает опыт, небольшой разброс за счет флуктуаций в потере энергии на ионизацию.

При измерении числа α -частиц в параллельном пучке, прошедшем через слой поглотителя различной толщины d , наблюдается картина, представленная на рис. 1.1.

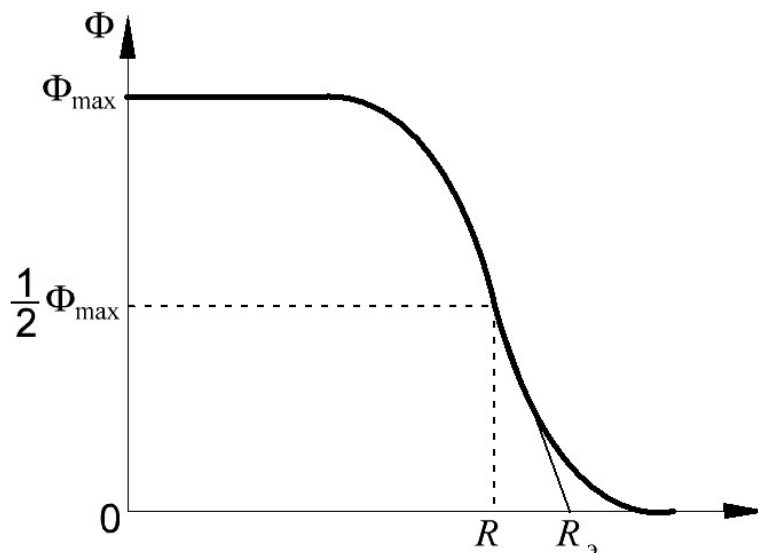


Рис. 1.1. Зависимость числа α -частиц в параллельном пучке, прошедшего через слой поглотителя различной толщины d

В точке, соответствующей среднему пробегу $R_{\text{ср}}$, интенсивность пучка ослабляется в два раза. Средний пробег α -частиц с кинетической энергией E_0 может быть найден путем вычисления интеграла:

$$R_0 = \int_0^{E_0} \frac{dE}{\rho \left| \frac{dE}{dx} \right|}, \quad (1.7)$$

где $\frac{1}{\rho} \left| \frac{dE}{dx} \right|$ – средние потери энергии в $\text{МэВ} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{г}^{-1}$.

Для описания разброса величин пробегов, возникающего вследствие статистического характера процесса потерь энергии, введено понятие экстраполированного пробега R_3 . Величину $S = R_3 - R_0$ называют параметром разброса.

Экстраполированный пробег можно найти, построив касательную в точке $d = R_0$ и продолжив ее до пересечения с осью абсцисс (см. рис. 1.1).

Кривая поглощения, представленная на рис. 1.1, имеет такой вид только для моноэнергетического параллельного пучка α -частиц, когда не нужно вводить поправку на различный телесный угол при изменении расстояния от источника до детектора. **В случае немоноэнергетического и непараллельного пучка** кривая приобретает несколько другой вид (рис. 1.2).

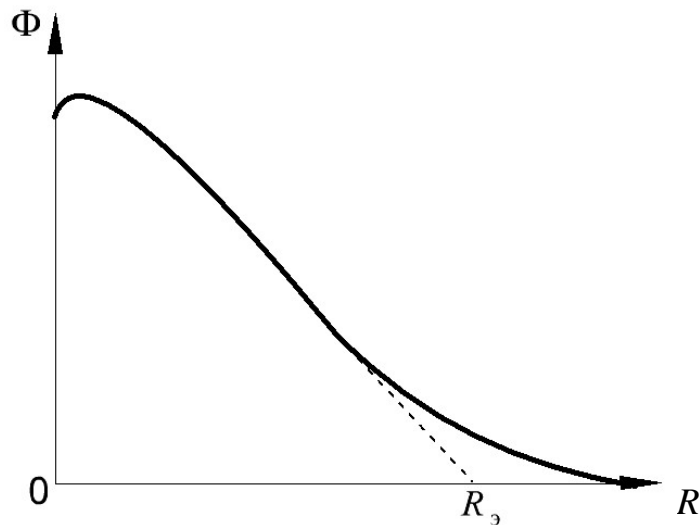


Рис. 1.2. Зависимость числа α -частиц немоноэнергетического и непараллельного пучка, прошедшего через слой поглотителя различной толщины d

В этом случае экстраполированный пробег R_3 находится как пересечение касательной к наиболее крутому спаду кривой с осью пробегов.

1.2. Оценка энергии α -частиц по пробегу в веществе

Между длиной пробега R и потерями энергии E_α α -частиц в любом веществе существует приближенная зависимость, выраженная формулой

$$R = \frac{\sqrt{AE_\alpha}^3}{\rho}, \quad (1.8)$$

где R – величина пробега α -частиц, мкм;

A – атомный вес поглотителя, а.е.м.;

E_α – энергия α -частиц, МэВ;

ρ – плотность поглотителя, г/см³.

Так, для α -частиц, испускаемых при естественном α -распаде, т. е. имеющих энергию E_α 4–7 МэВ, средний пробег в воздухе при нормальных атмосферных условиях может быть найден по формуле Гейгера, полученной эмпирическим путем. Для пробега в воздухе формула Гейгера имеет вид

$$R_B = 0,32 \cdot 10^4 E_\alpha^{3/2}. \quad (1.9)$$

Если пробег α -частиц в воздухе выразить в см, то выражение (1.4) переписывается в виде

$$R_B = 0,32 E_\alpha^{3/2}. \quad (1.10)$$

Таким образом, энергия α -частиц, потерянная в воздухе, будет определяться по формуле

$$E_{ав} = \left(\frac{R_3}{0,32} \right)^{2/3}, \text{ МэВ}, \quad (1.11)$$

где R_3 – экстраполированный пробег α -частиц в воздухе в см, найденный по экспериментальной кривой поглощения.

Очевидно, что используя формулу (1.1), можно оценить энергию α -частиц, подставляя длину пробега, найденную экспериментальным путем. Так как часть энергии α -частиц будет теряться во входном окне детектора, полная энергия α -частиц будет определяться как сумма энергий, потерянных в воздухе и в окне детектора.

$$E_{ав} = E_{дет} + \left(\frac{R_3}{0,32} \right)^{2/3}, \text{ МэВ}. \quad (1.12)$$

Для определения энергии α -частиц достаточно по экспериментальной кривой поглощения найти экстраполированный пробег R_3 и с помощью графика (рис. 1.3) найти величину E .

Опыт показывает, что чем меньше среднее время жизни τ радиоактивного ядра, тем больше энергия E образующихся α -частиц. Количественно связь между этими величинами выражается законом Гейгера – Неттола:

$$\log_{10} \tau = 148 E^{-0,5} - 53,6, \quad (1.13)$$

где τ – среднее время жизни α -частицы, с;

E – кинетическая энергия частицы, МэВ.

Измеряя энергию E α -частицы, можно оценить среднее время ее жизни τ или период полураспада

$$T = \tau \ln 2 = 0,693\tau. \quad (1.14)$$

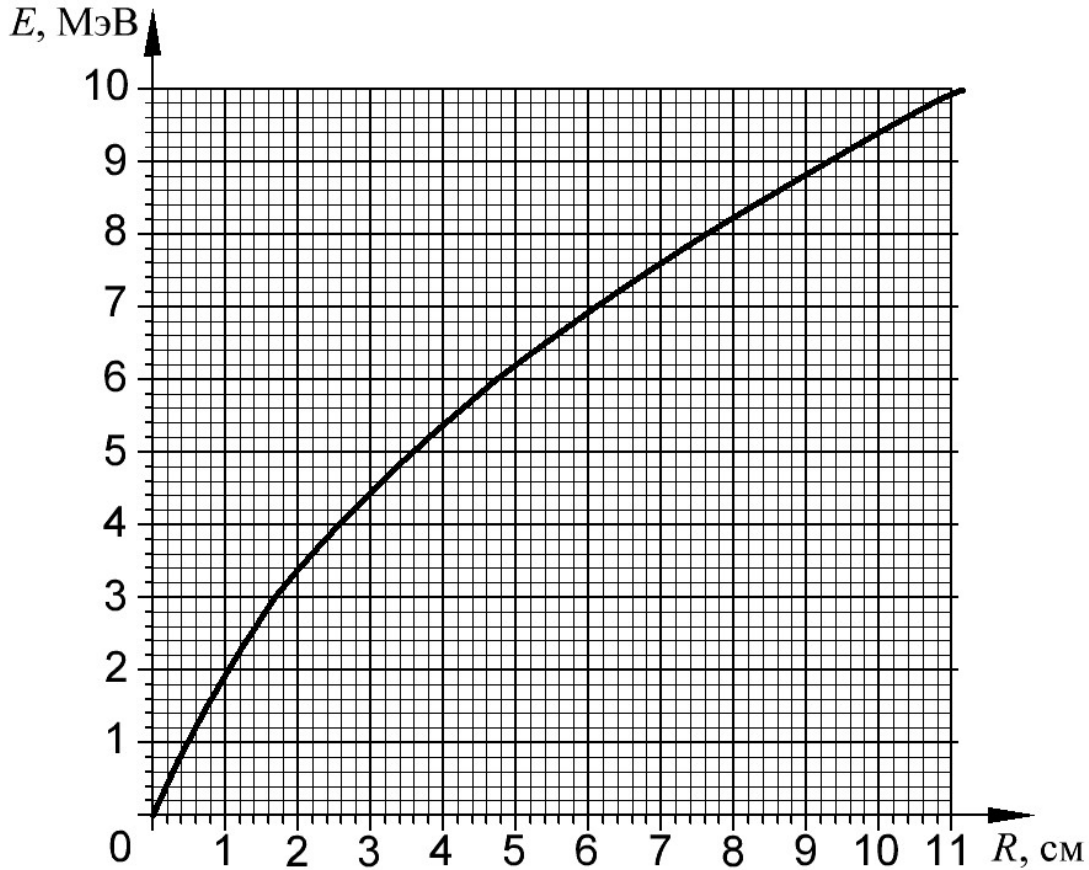


Рис. 1.3. Связь между энергией и пробегом α -частиц в воздухе при атмосферном давлении 760 мм рт. ст. и температуре 15 °С

По формуле (1.14) можно оценить время жизни τ α -радиоактивного изотопа, используемого в настоящей работе.

Для построения кривой $\Phi(r)$ помимо измерения количества частиц в работе можно использовать приборы, измеряющие плотность потока частиц, энергию или интенсивность излучения $I(x)$ в виде

$$I = \Phi E, \quad \Phi = \frac{dN}{dt \cdot dS}, \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (1.15)$$

Так как плотность потока пропорциональна количеству импульсов, в этом случае просто строим зависимость $I(x)$. В любом случае необходимо внести поправку на телесный угол, так как окна источника и детектора имеют вполне реальные размеры, и в детектор попадает лишь часть излученных частиц.

При экспериментальном измерении длины пробега α -частиц в воздухе, когда увеличение толщины воздушной прослойки достигается путем увеличения

расстояния между источником и детектором, происходит уменьшение телесного угла приема детектора.

Это приводит к уменьшению числа зарегистрированных детектором частиц не только за счет их поглощения в воздухе, но и за счет изменения геометрии эксперимента. Частицы, которые первоначально попадали в угол приема детектора, после отодвигания детектора уже в него не попадают из-за уменьшения угла приема. Как следствие, экспериментальная кривая поглощения будет существенно отличаться от теоретической кривой, рассчитанной для параллельного пучка.

Таким образом, увеличение расстояния между источником и детектором уменьшает телесный угол, в котором счетчик «видит» источник частиц, что приводит к уменьшению числа регистрируемых частиц.

Для получения истинного числа частиц проведем расчет телесного угла. Со стороны источника излучения окно блока детектирования имеет форму диска. Диаметр активной части источников излучения, используемых в работе, составляет 11,5 мм. Для упрощения расчета телесного угла, примем что источник является точечным. Тогда окно блока детектирования и источник образуют конус. В вершине конуса находится источник излучения, основанием конуса является окно блока детектирования, радиус основания R – радиус окна детектора, высота конуса H – расстояние между источником и окном детектора.

Данный телесный угол будет обладать осевой симметрией. Телесный угол, под которым источник излучения «видит» детектор, будет определяться по формуле

$$\Omega = 2\pi\left(1 - \cos\frac{\alpha}{2}\right), \quad (1.16)$$

где Ω – телесный угол, ср;

α – плоский угол при вершине конуса в градусах.

Если известны радиус основания конуса R и высота конуса H , то

$$\Omega = 2\pi\left(1 - \frac{H}{\sqrt{R^2 + H^2}}\right), \text{ ср.} \quad (1.17)$$

Когда плоский угол при вершине конуса мал, телесный угол будет равен $\Omega \approx \frac{\pi\alpha^2}{4}$ (α выражено в радианах), или $\Omega \approx 0,000239\alpha^2$ (α выражено в градусах).

1.3. Порядок выполнения работы

Выполнение работы проводится с использованием лабораторного стенда для измерения ионизирующего излучения на основе системы линейного перемещения. Перед выполнением лабораторной работы необходимо ознакомиться с инструкцией по работе с данным стендом, описанной в частях 1 и 2 данного практикума. В ходе выполнения работы полученные результаты записываются в табл. 1.3.

Далее необходимо выполнить следующие действия:

1. В соответствии с инструкцией по работе с лабораторным стендом, необходимо подготовить стенд к проведению измерений. Установить на подставке под блок детектирования блок БДПА-01, подключить его к БОИ и снять крышку блока.

2. Получить от преподавателя эталонный спектрометрический α -источник и установить его на соответствующей подставке стенда. Источник излучения устанавливается и извлекается с подставки стенда только преподавателем.

3. Установить каретку с источником на максимальное расстояние от детектора, провести измерение флюенса потока или интенсивности излучения $I(x)$ в течение 1 мин и записать значение в табл. 1.3. Удостовериться в отсутствии зарегистрированных частиц.

4. Установить каретку с источником на минимальное расстояние от детектора (нулевое положение) и измерить плотность потока частиц. Измерение необходимо проводить в течение 100 с.

5. Увеличивая расстояние каретки от детектора с шагом 2 мм и измеряя на каждом этапе плотность потока частиц в течении 100 с, измерить зависимость плотности потока от расстояния источника излучения до детектора. Измерение необходимо проводить до достижения показания плотности потока равного нулю.

6. По окончании измерения надеть на блок детектирования крышку.

7. Для каждого значения расстояния в измеренной зависимости необходимо рассчитать величину телесного угла (Ω) по формуле (1.16.), поправочного коэффициента (k) и плотности потока с учетом поправки на рассчитанный телесный угол Ω . Для расчета телесного угла радиус окна детектора принимается за 30 мм. Поправочный коэффициент определить как отношение телесного угла для нулевого положения к телесному углу для текущего положения каретки $k = \frac{\Omega_0}{\Omega}$.

Плотность потока с учетом поправки на телесный угол определить как произведение плотности потока на поправочный коэффициент $N_\Omega = Nk$.

Плотность потока частиц пропорциональна количеству частиц.

Таблица 1.3

Экспериментальные данные для определения энергии α -частиц

d, мм	Ω , ср	k	N_Φ	N , см ⁻² . мин ⁻¹	N_Ω , см ⁻² . мин ⁻¹	R_α , см	E_α , МэВ
10*	$\Omega_0 =$						
12							
14							
...							
				0			

* Нулевое положение, равное расстоянию 10 мм.

8. Построить зависимость плотности потока частиц с учетом поправки на телесный угол от расстояния источника излучения до детектора $N_{\Omega} = f(d)$.

9. По графику определить экстраполированный пробег R_{α} . Для этого на графике $N_{\Omega} = f(d)$ провести касательную к наиболее крутому участку спада кривой и продолжить ее до пересечения с осью абсцисс (см. рис. 1.1).

10. По формуле (1.12) рассчитать полную энергию α -частиц, испускаемых радионуклидом $E_{\text{ав}}$.

1.4. Контрольные вопросы

1. Основные характеристики α -частиц?
2. Какие процессы приводят к торможению α -частиц в веществе?
3. Какую роль играют при этом электроны и ядра атомов среды?
4. Что называется средним пробегом α -частиц в поглотителе?
5. Как связаны длина пробега и энергия α -частиц в любом веществе?
6. Что такое параметр разброса и чем он определяется?
7. Какой детектор применяется для регистрации α -частиц в данной работе?
8. Основные причины, которыми обусловлена ошибка эксперимента?
9. Что представляют собой α -частицы?
10. Как α -частицы взаимодействуют с веществом?
11. Что такое длина пробега α -частицы? Что такое экстраполированная длина пробега α -частицы?
12. Почему экстраполированная длина пробега α -частицы уменьшается с увеличением плотности вещества?
13. На чем основаны методы детектирования α -излучения?
14. Какое из двух радиоактивных излучений, α -излучение или β -излучение, обладает большей проникающей способностью? Почему?

Список использованных источников

1. Трофимова, Т. И. Курс физики / Т. И. Трофимов. – М. : Академия, 2006. – 560 с.
2. Савельев, И. В. Курс общей физики : в 5 т. Т. 5. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц: учеб. пособие / И. В. Савельев. – СПб. : Лань, 2021. – 384 с.
3. Широков, Ю. М. Ядерная физика / Ю. М. Широков, Н. П. Юдин. – М. : Наука, 1980. – 728 с.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 2. ПРИНЦИПЫ СОЗДАНИЯ ЗАЩИТЫ ОТ β -ЧАСТИЦ И ЭНЕРГИИ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Цель работы: изучить свойства различных материалов в отношении ослабления потоков заряженных частиц; учесть возможное наличие тормозного излучения при создании защиты.

2.1. Краткие теоретические сведения

При организации работ, связанных с использованием источников электронов, необходимо предусматривать защиту:

- от электронов источника;
- от тормозного излучения, испускаемого при торможении электронов в веществе;
- от фотонейтронов, генерируемых при протекании ядерной реакции (n, γ).

Максимальная энергия β -частиц не превышает нескольких единиц МэВ, поэтому энергия тормозных квантов оказывается для облучаемых мишеней значительно ниже порогов фотоядерных реакций и генерация фотонейтронов маловероятна. Исключение составляют бериллиевые и дейтериевые мишени со сравнительно низкими порогами реакций: 1,67 и 2,23 МэВ соответственно.

При попадании β -частиц на поглотитель наиболее важными процессами взаимодействия являются ионизационные и радиационные потери энергии. Энергия рентгеновского излучения, образованного вследствие радиационных эффектов, простирается от нуля до максимальной энергии $E_{\beta_{\max}}$ β -излучателя.

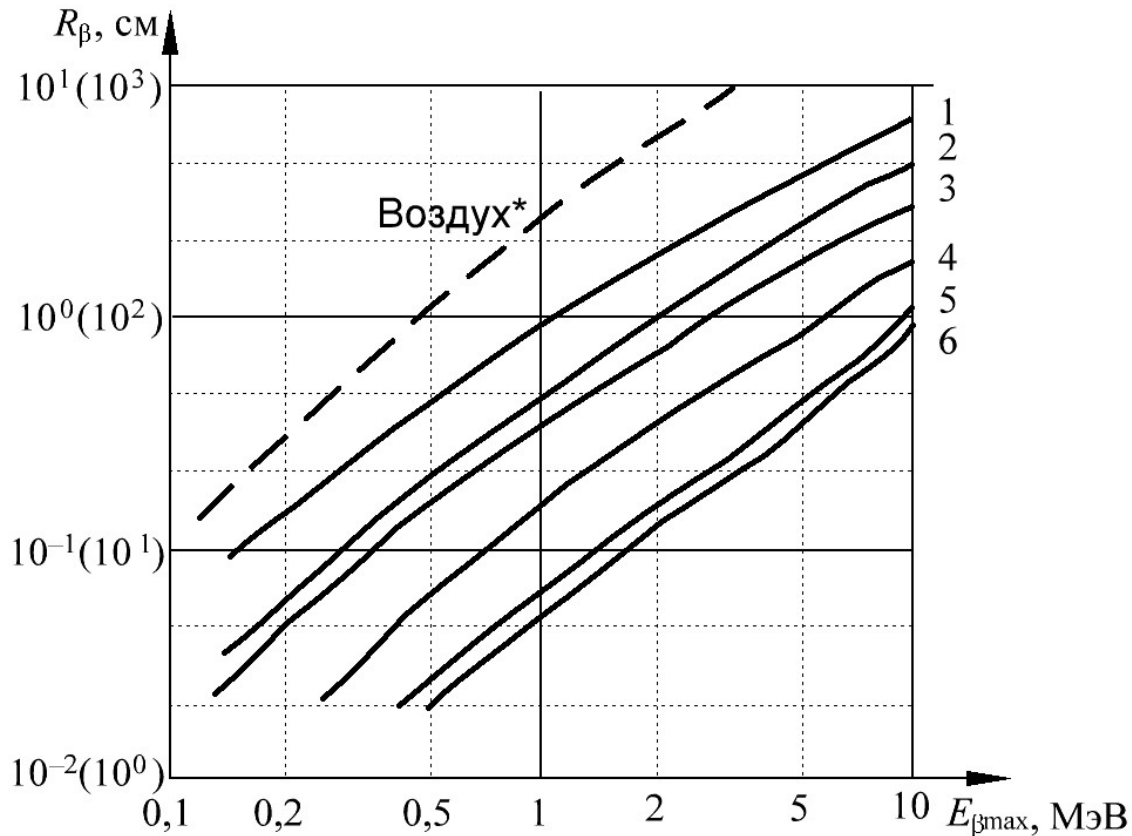
Пробег β -частиц составляет лишь несколько миллиметров в человеческой ткани или алюминии, но в 100–1000 раз больше (из-за малой плотности ионизации) пробега α -частиц. Это главным образом верно для β -излучателей, используемых на практике (рис. 2.1), и означает, что поглотители в несколько см являются достаточной защитой от β -излучения.

В поле атомных ядер поглотителя вследствие кулоновского взаимодействия происходит резкое торможение β -частиц. Защита от тормозного излучения, несколько сложнее, его интенсивность зависит от энергии $E_{\beta_{\max}}$ β -излучения и от атомного номера Z поглотителя. Отношение энергетических потерь вследствие радиационных эффектов к ионизационным на единицу длины пропорционально произведению энергии частицы E на атомный номер Z поглотителя.

Отсюда следует, что тормозное излучение, образующееся в заданном поглотителе, тем сильнее, чем выше энергия β -излучения, и, с другой стороны, для заданного β -излучателя, чем выше атомный номер поглотителя, тем больше будет уровень тормозного излучения.

В общем случае оптимальная защита от β -излучения достигается комбинированием двух различных поглощающих материалов. Ближний к источнику

излучения слой должен содержать материал с минимально возможным атомным номером с толщиной немного большей максимального пробега β -излучения. Частицы будут полностью поглощаться в таком слое, и возникающее тормозное излучение будет относительно малым, вследствие небольшого атомного номера.



* Энергия β -частиц при пролете в воздухе указана в скобках

Рис. 2.1. Пробег β -частиц в различных веществах как функция максимальной энергии β -излучения:

1 – дерево; 2 – вода; 3 – ткань; 4 – алюминий; 5 – железо; 6 – свинец

Тормозное излучение будет ослабляться вторым слоем, атомный номер которого должен быть по возможности наибольшим. Толщина второго слоя должна согласовываться с требованиями по ослаблению тормозного излучения, которые зависят от допустимого уровня радиационного облучения за защитой. Широко используемой защитой является комбинация ПММА (полиметилметакрилат) – свинец.

Проникающая способность β -частиц определяется пробегом. Различают три вида пробегов электронов в веществе: средний R , максимальный R_{\max} и экстраполированный (или практический) R_e .

Максимальный пробег моноэнергетических электронов – минимальная толщина слоя вещества, при которой ни один из электронов, падающих нормально на слой, из него не вылетает.

Средний пробег (или просто пробег) электронов в веществе определяется обычно в модели непрерывного замедления по формуле

$$\bar{R}(E) = \int_0^{E_0} \frac{dE}{dE/dx}, \quad (2.1)$$

где dE/dx – полные потери энергии β -частицы.

Для β -частиц, кривая поглощения имеет форму, близкую к экспоненциальной, и асимптотически приближается к оси абсцисс, пересекая ее при некоторой толщине $R_{\beta\max}$, называемой максимальным пробегом β -частиц с граничной энергией E_β .

Функцию распределения β -частиц по значениям их кинетических энергий называют β -спектром (ее примерный вид показан на рис. 2.2); β -активные радионуклиды имеют сплошные энергетические спектры с определенным значением максимальной энергии E_β .



Рис. 2.2. Примерный вид β -спектра

У одних радионуклидов энергия E_β составляет десятки килоэлектронвольт, у других же достигает нескольких мегаэлектронвольт. Энергетические спектры многих радионуклидов состоят из нескольких парциальных β -спектров, ограниченных различными значениями энергии E_β . Причина возникновения таких сложных β -спектров кроется в дискретной энергетической структуре атомных ядер.

Закономерности ослабления β -излучения. На рис. 2.3 изображена зависимость числа частиц N , прошедших через слой вещества за 1 мин, от толщины слоя x .

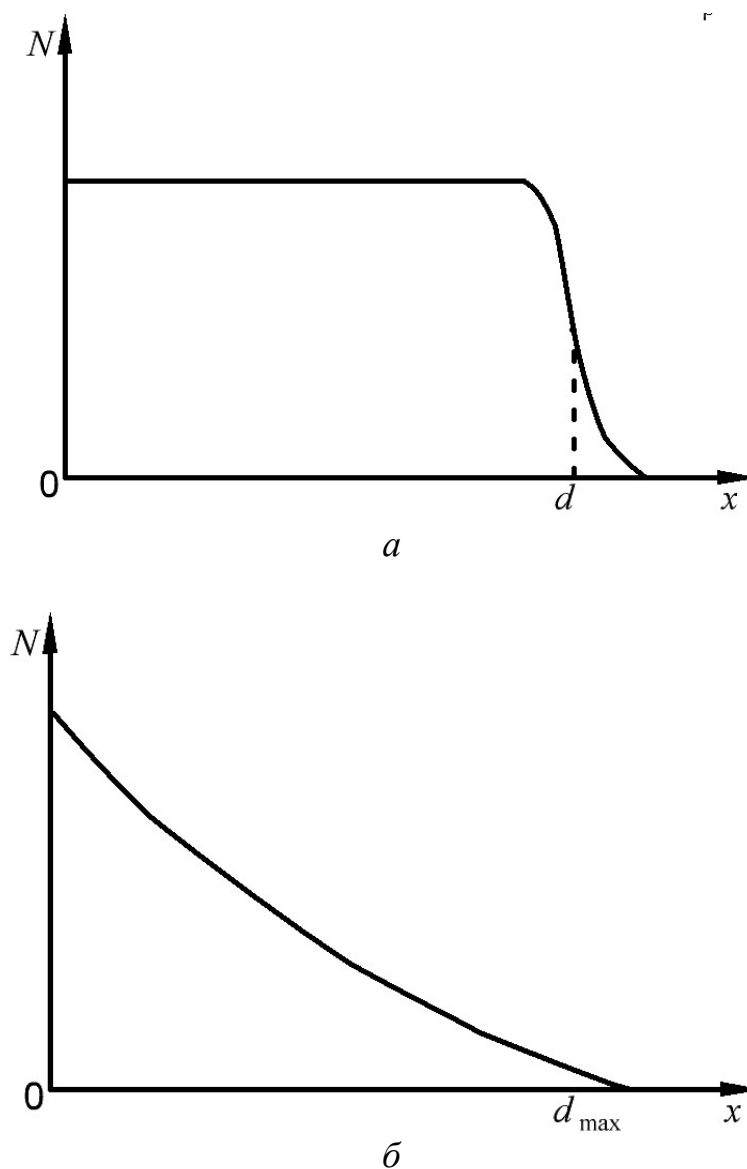


Рис. 2.3. Зависимость числа частиц, прошедших слой вещества толщиной x :
 a – для тяжелых частиц; b – для электронов

Для тяжелых частиц (рис. 2.3, a) кривая этой зависимости сначала идет горизонтально (все частицы проходят слой насквозь), а при толщине d , равной пробегу, резко падает до нуля.

Для электронов же (рис. 2.3, b) эта кривая с увеличением толщины слоя падает до нуля плавно, поскольку путь электрона в веществе – ломаная кривая и чем толще слой, тем сложнее электрону пройти его по прямой линии. Поэтому для электронов вводят понятие максимального пробега.

Максимальным пробегом называется минимальная толщина слоя вещества, в котором задерживаются все электроны.

Очевидно, что максимальный пробег совпадает с длиной криволинейного пути, который электрон проходит в веществе. Теоретически рассчитать

максимальный пробег R_{\max} трудно. Поэтому для оценок обычно пользуются таблицами и полуэмпирическими формулами.

Для моноэнергетических электронов с энергией E_{\max} (МэВ) хорошо действует формула

$$R_{\max} = \rho d_{\max} = 0,526 E_{\max} - 0,24, \quad (2.2)$$

где R_{\max} – максимальный пробег, г/см²;

d_{\max} – толщина слоя вещества, полностью задерживающего поток электронов, см.

Отсюда можно найти максимальную энергию β -частиц:

$$E_{\max} = E_{\beta} = \frac{R_{\max} + 0,24}{0,526}. \quad (2.3)$$

При использовании массового коэффициента ослабления для одного и того же β -излучателя, но различных поглощающих веществ, значения массовых коэффициентов ослабления оказываются близкими.

Для экспериментального получения кривых ослабления между β -радиоактивным препаратом и детектором, регистрирующим излучение, помещают поглотитель различной толщины.

Для моноэнергетических электронов кривая ослабления приближенно следует линейному закону. В этом случае спектр β -излучения является непрерывным. В сложном веществе в результате сложения множества кривых ослабления, соответствующих нескольким моноэнергетическим электронам с энергиями от нулевой до максимальной энергии β -спектра (E_{\max}), можно получить кривую ослабления β -частиц (рис. 2.4). Пунктиром на рисунке показана экспоненциальная функция, R_{\max} является максимальным пробегом β -частиц.

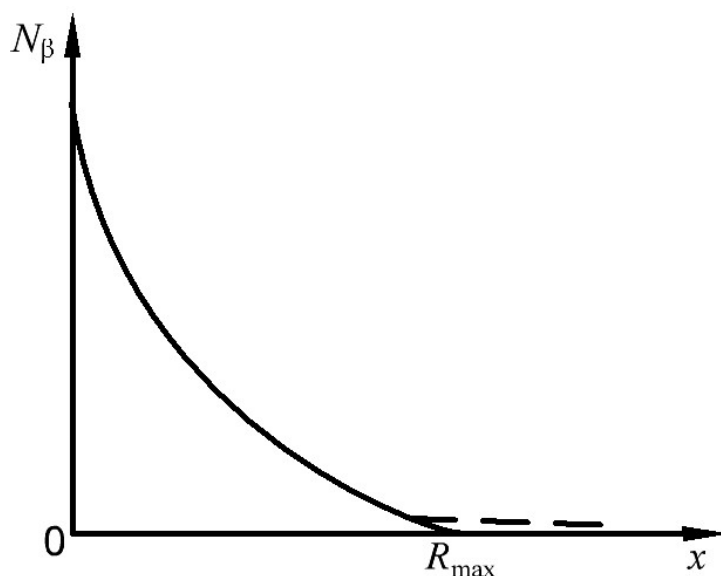


Рис. 2.4. Кривая ослабления β -излучения в линейном масштабе

На среднем участке кривые ослабления β -частиц приблизительно следуют экспоненциальному закону. Форма начальных участков кривых зависит от расстояния между источником излучения и детектором ядерных частиц, что определяется рассеянием β -частиц.

При относительно больших толщинах поглотителя наблюдается отклонение от экспоненциальной зависимости, поскольку β -излучение имеет конечный пробег в веществе.

Для среды толщиной меньше максимального пробега ослабление плотности потока β -частиц приближенно следует экспоненциальному закону.

$$\phi = \phi_0 e^{-\mu_m d}, \quad (2.4)$$

где μ_m – массовый коэффициент поглощения электронов ($\mu_m = \mu/\rho$), $\text{см}^2/\text{г}$;

ρ – плотность материала поглотителя, $\text{г}/\text{см}^3$;

d – толщина поглотителя ($d = l\rho$), $\text{г}/\text{см}^2$.

Зависимость μ_m в $\text{см}^2/\text{г}$ от максимальной энергии β -частиц E_β в МэВ можно приближенно аппроксимировать формулой

$$\mu_m = 15,5 E_\beta^{-1,41}. \quad (2.5)$$

При толщинах поглотителя, не превышающих $0,3R_{\text{max}}$, экспоненциальный закон ослабления выполняется с точностью 10–15 %, при больших $0,3R_{\text{max}}$ наблюдаются систематические отклонения от экспоненциальности. Слой половинного ослабления β -излучения $d_{1/2}$ называют толщиной поглотителя, снижающую вдвое начальное (за вычетом фона) число частиц. Слой половинного ослабления связан с массовым коэффициентом ослабления:

$$d_{1/2} = \ln 2 / \mu_m. \quad (2.6)$$

Поглощающую способность различных веществ обычно характеризуют величиной максимального пробега и массовыми коэффициентами ослабления, определенными для алюминия.

Значения массовых коэффициентов ослабления β -излучения, слоя половинного ослабления и максимальных пробегов в зависимости от энергии β -частиц сведены в табл. 2.1, что позволяет решить, как прямую задачу (определить степень ослабления β -излучения в зависимости от толщины поглотителя различной природы и найти толщину слоя полного поглощения), так и обратную (определив массовый коэффициент ослабления, найти энергию β -частиц и провести идентификацию радионуклида).

Для идентификации радионуклида необходимо использовать представление полученных результатов в полулогарифмических координатах. Если зависимость потока частиц от толщины поглотителя представляет собой прямую, то это свидетельствует о том, что источник содержит β -излучатель с простым спектром, характеризующимся одним значением максимальной энергии. В этом случае построенной зависимостью можно определить массовый коэффициент ослабления (слой половинного ослабления) и по таблице определить соответствующее значение E_{max} .

В случае сложного спектра определяемого радионуклида будут испускаться β -частицы с различной максимальной энергией, и кривые ослабления

будут иметь вид ломаной (при значительном различии в энергии). При этом для идентификации радионуклида необходимо принимать во внимание все найденные значения энергии β -частиц (рис. 2.5).

Таблица 2.1

Максимальные пробеги, слои половинного ослабления и массовые коэффициенты ослабления β -излучения в алюминии

Максимальная энергия β -излучения, МэВ	R_{\max} , мг/см ²	$d_{1/2}$, мг/см ²	μ , см ² /г
0,01	0,16	0,1	6930
0,02	0,70	0,3	2310
0,05	3,9	0,8	866
0,10	14	1,8	385
0,20	42	3,9	178
0,30	76	7,0	99
0,40	115	11,7	59
0,50	160	17,5	40
0,60	220	24	29
0,70	250	30	23
0,80	310	37	19
0,90	350	45	15
1,00	410	53	13
1,25	540	74	9,4
1,50	670	97	7,1
1,75	800	119	5,8
2,0	950	140	5,0
2,50	1220	173	4,0

Анализ полученной зависимости начинают с участка 2, соответствующего β -частицам с $E_{\max} (2) > E_{\max} (1)$. Определяют μ (2) и соответствующую ему $E_{\max} (2)$. Затем в суммарной зависимости (3) выделяют составляющую, соответствующую ослаблению β -частиц с $E_{\max} (1)$, и определяют μ (1) и соответствующую ему $E_{\max} (1)$. Ясно, что в сложном спектре β -излучения корректно можно определить только E_{\max} , имеющую наибольшее значение.

Затем необходимо по справочникам найти радионуклиды, имеющие близкое значение энергии β -частиц. Проведя анализ схемы распада и принимая во внимание выход частиц данной энергии на распад, период полураспада, а также привлекая дополнительные методы (γ -спектрометрию), можно идентифицировать неизвестный радионуклид.

Для сложных схем распада, которые включают несколько групп β -частиц с близкими значениями максимальных энергий, затруднительно получить

точные характеристики и идентифицировать радионуклид путем исследования кривой ослабления β -излучения.

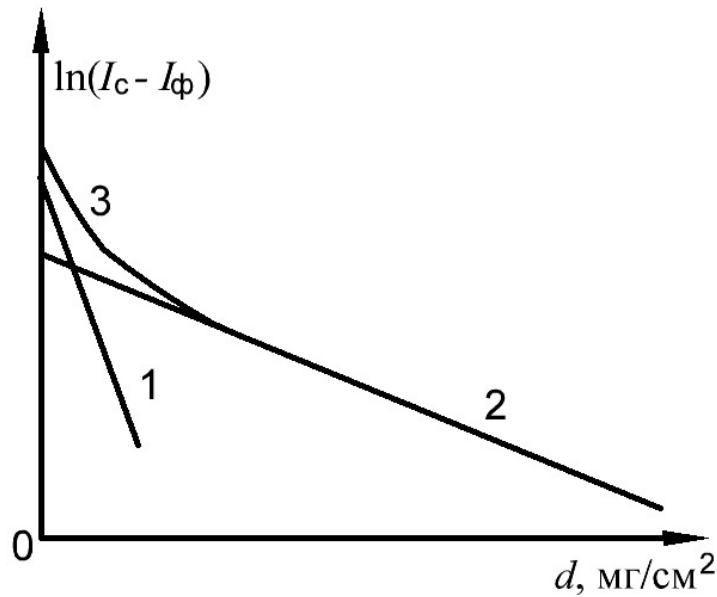


Рис. 2.5. Зависимость интенсивности излучения от толщины поглотителя для сложного вещества для двух различных энергий β -излучения в полулогарифмических координатах

Распределение электронов, испускаемых β -источником, по энергии таково, что линейный участок можно выделить на кривой поглощения, построенной в полулогарифмическом масштабе.

В этом случае определяется экстраполированный пробег как толщина поглотителя, при которой продолжение линейного участка зависимости логарифма полной интенсивности $I = I_\beta + I_\phi$ от толщины поглотителя x . $\ln(x)$ пересекает уровень фона $-\ln(I_\phi)$ (рис. 2.6).

Здесь удобно брать именно полную интенсивность, чтобы не усложнять практическое определение пробега из-за расходимости значения $\ln(I_\beta)$ при малых I_β .

Экстраполированные пробеги R_β , г/см², электронов с энергией E , МэВ, в алюминии можно определить по следующим формулам:

$$R_\beta(\text{Al}) = 0,4E^{1,4} \text{ для } E_\beta \leq 1,2, \quad (2.7)$$

$$R_\beta(\text{Al}) = 0,54E - 0,133 \text{ для } E_\beta > 1,2. \quad (2.8)$$

Экстраполированный пробег электронов в веществе с зарядом Z и массовым числом A связан с пробегом в алюминии следующим образом:

$$R_\beta(A, Z) = R_\beta(\text{Al}) \frac{\left(\frac{Z}{A}\right)_{\text{Al}}}{\frac{Z}{A}}. \quad (2.9)$$

При необходимости учета тормозного излучения нужно помнить, что в поле атомных ядер поглотителя вследствие кулоновского взаимодействия происходит резкое торможение β -частиц.

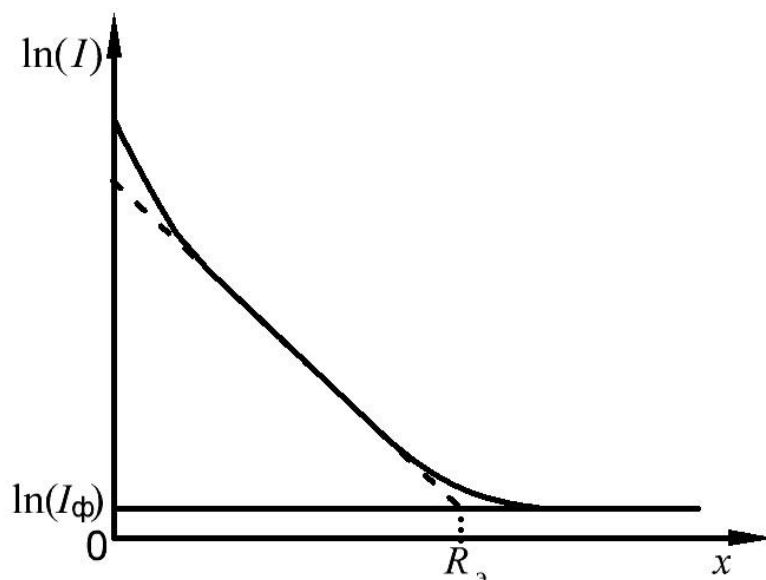


Рис. 2.6. Зависимость интенсивности пучка электронов от толщины поглотителя (R_0 – экстраполированный пробег)

Электромагнитное излучение, которое возникает при торможении β -частиц, называют тормозным. Длина волны тормозного излучения находится в диапазоне рентгеновского или γ -излучения. Энергетические потери β -частиц, приводящие к их поглощению веществом, складываются из радиационных и ионизационных.

Упругое рассеяние β -частиц более вероятно на ядрах при относительно низких энергиях электронов и менее вероятно на электронах в Z раз (Z – величина заряда ядра) менее, чем на ядрах. Теоретически возможен и сдвиг ядер атомов кристаллической решетки.

При энергии β -частиц выше энергии связи электрона с ядром (до 1 МэВ) основным механизмом потерь энергии является неупругое рассеивание на связанных электронах, приводящее к ионизации атомов.

При больших энергиях электронов главным механизмом потерь энергии является радиационное торможение, при котором возникает тормозное излучение. Таким образом, процессы взаимодействия β -частиц со средой характеризуются радиационным торможением и относительно большой потерей энергии или значительным изменением направления их движения в элементарном акте. Вследствие этого взаимодействия интенсивность пучка β -частиц уменьшается почти по экспоненте с ростом толщины поглощающего слоя.

Уменьшение кинетической энергии β -частицы за счет испускаемого ими тормозного излучения называют радиационными энергетическими потерями β -частиц. Попадая в вещество, β -частицы, обладающие достаточной кинетической энергией, при столкновении с атомами выбивают из них электроны, т. е. ионизируют атомы. Если ионизируется атом, входящий в молекулу, говорят об ионизации молекулы.

Защита при работе с источниками β -излучения должна предусматривать: защиту непосредственно от β -частиц и защиту от тормозного излучения, возникающего при торможении β -частиц в источнике и в защитном экране.

Для точечных изотропных радионуклидов, испускающих β -частицы и (или) моноэнергетические электроны конверсии, рекомендуется производить расчеты следующим образом:

1. Определить выход тормозного излучения на 1 распад ядра.
2. Определить в точке детектирования на заданном расстоянии от источника мощность эквивалентной дозы тормозного излучения β -частиц H_{β}^* и (или) электронов конверсии H_c^* .

3. Рассчитать требуемую кратность ослабления излучения защитой.

$$k = \frac{H_{\beta}^* + H_c^*}{\text{ДМД}}, \quad (2.10)$$

где ДМД – предельно допустимая мощность эквивалентной дозы в точке детектирования.

4. Если $k > 1$, определить по универсальным таблицам методом конкурирующих линий требуемую толщину защиты.

Для оценок с достаточной для практических задач точностью расчеты мощности эквивалентной дозы и определение толщины защиты по универсальным таблицам можно проводить для эффективной энергии фотонов тормозного излучения $E_{\text{эф}}$.

Под эффективной энергией понимается энергия фотонов такого моноэнергетического фотонного излучения, относительное ослабление которого в поглотителе определенного состава и определенной толщины такое же, как у рассматриваемого немонаэнергетического фотонного излучения, в данном случае тормозного излучения.

Для рассматриваемой здесь задачи $E_{\text{эф}}$ можно принимать равной половине максимальной энергии β -частиц.

Выход тормозного излучения рассчитывается по следующим формулам: при торможении β -частиц, обладающих непрерывным спектром:

$$Y_{\beta} = 1,23 \cdot 10^{-4} (Z + 3) \sum_{i=1}^m E_{\beta_i}^2 n_{\beta_i}, \quad (2.11)$$

при торможении моноэнергетических электронов, например, электронов внутренней конверсии:

$$Y_c = 5,77 \cdot 10^{-4} Z \sum_{i=1}^m E_{c_i}^2 n_{c_i}, \quad (2.12)$$

где Y_{β} и Y_c – выход тормозного излучения, МэВ/распад или МэВ/электрон;

Z – атомный номер среды торможения электронов;

n_{β_i} , n_{c_i} – выход β -частиц и моноэнергетических электронов на 1 распад ядра соответственно;

$E_{\beta i}$ и E_{ci} – максимальная энергия β -излучения и энергия моноэнергетических электронов i -й группы соответственно, МэВ;

m – число энергетических групп β -частиц или моноэнергетических электронов в спектре радионуклида [1].

Эти формулы приведены в предположении полного поглощения электронов в источнике. Для сложных химических соединений в расчетах прохождения электронов используют эффективный атомный номер среды $Z_{\text{эф}}$, определяя его по формуле

$$Z_{\text{эф}} = \frac{\sum_{i=1}^n \alpha_i Z_i^2}{\sum_{i=1}^n \alpha_i Z_i}, \quad (2.13)$$

где α_i – доля атомов с атомным номером Z_i .

При расчетах выхода тормозного излучения β -излучателей возможны погрешности, обусловленные различием в формах спектров радионуклидов. Влияние формы β -спектра меньше сказывается на результатах расчетов выхода тормозного излучения при полном торможении β -частиц, если использовать формулу

$$Y_{\beta} = 8,5 \cdot 10^{-4} (Z + 3) \sum_{i=1}^m \overline{E_{\beta i}^2}, \quad (2.14)$$

где Y_{β} – выход тормозного излучения, МэВ/распад;

$E_{\beta i}$ – средняя энергия β -частиц i -й группы, МэВ.

Эти данные по радионуклидам можно найти в справочниках. Затем можно определить мощность эквивалентной дозы H [2, 3].

$$H = \frac{AY\mu_{\text{пог}}^{\text{тк}} 1,6 \cdot 10^{-10}}{4\pi R^2}, \quad (2.15)$$

где A – активность источника, Бк;

Y – выход тормозного излучения, МэВ/распад;

$\mu_{\text{пог}}^{\text{тк}}$ – массовый коэффициент поглощения энергии для биологической ткани, см²/г, взятый для энергии $E_{\text{эф}}$;

R – расстояние от источника до мишени, см.

2.2. Порядок выполнения работы

Идентификация радионуклидов по кривой ослабления β -излучения

Выполнение работы проводится с использованием лабораторного стенда для измерения ионизирующего излучения на основе системы линейного перемещения. Перед выполнением лабораторной работы необходимо ознакомиться с инструкцией по работе с данным стендом, описанной в частях 1 и 2 данного практикума. В ходе выполнения работы полученные результаты записываются в

табл. 2.2. Все измерения плотности потока β -излучения, выполняемые в работе, проводятся до достижения значения статистической погрешности в 5 %.

Далее необходимо выполнить следующие действия:

1. В соответствии с инструкцией по работе с лабораторным стендом, необходимо подготовить стенд к проведению измерений. Установить на подставке под блок детектирования блок БДПБ-01, подключить его к блоку обработки информации (БОИ) и снять крышку блока.

2. Провести измерение фонового значения плотности потока β -излучения в лаборатории. Измеренное значение фона сохранить в память БОИ. Все последующие измерения плотности потока β -излучения необходимо выполнять с вычетом фона. На экране при этом к названию измеряемого режима будет добавлено окончание «– фон».

3. Получить от преподавателя эталонный источник β -излучения и установить его на соответствующей подставке стенда. Источник излучения устанавливается и извлекается с подставки стенда только преподавателем.

4. Установить каретку с источником на минимальное расстояние от детектора. Измерить плотность потока β -излучения без фильтров N_0 .

5. Установить на соответствующую подставку фильтры из фольги в количестве 5 шт. Измерить плотность потока и определить ее ослабление по отношению к плотности потока без фильтров. По величине ослабления необходимо определить шаг измерения зависимости плотности потока β -излучения от количества фильтров по следующему правилу:

- при ослаблении более чем на 30 %, шаг измерения – 1 фильтр;
- при ослаблении в диапазоне 20–30 %, шаг измерения – 2 фильтра;
- при ослаблении в диапазоне 10–20 %, шаг измерения – 3 фильтра;
- при ослаблении менее чем на 10 %, шаг измерения – 5 фильтров.

6. Выполнить измерение плотности потока β -излучения (N_i) в диапазоне от N_0 до значения $0,1 \cdot N_0$ с шагом в количестве фильтров, определенных в предыдущем пункте порядка выполнения работы.

7. Получить от преподавателя данные о параметрах фильтра из фольги: масса, толщина и диаметр одного фильтра. Рассчитать массовую толщину фильтра d_ϕ , мг/см². Для каждого количества фильтров рассчитать массовую толщину поглотителя $d = \sum_j d_\phi n_j$, где n_j – число фильтров.

8. Рассчитать натуральный логарифм $\ln(N_i)$ для каждого значения плотности потока и построить кривую ослабления β -излучения $\ln(N_i) = f(d)$.

9. Экстраполировать кривую ослабления до пересечения с осью абсцисс. Определить толщину слоя фильтра R_{\max} , полностью задерживающего β -частицы.

10. Выделить на кривой ослабления прямолинейные участки. При нахождении одного прямолинейного участка, определить коэффициенты регрессии и массовый коэффициент ослабления методом наименьших квадратов. Рассчитать слой половинного ослабления $d_{1/2}$. По табл. 2.1 найти значение максимальной энергии β -частиц E_{\max} .

Нахождение двух и более прямолинейных участков свидетельствуют о том, что радионуклид имеет β -частицы с различной максимальной энергией E_{\max} . (см. рис. 2.5). Первый участок (1) соответствует преимущественно мягкой (сумме мягкой и жесткой компоненты), а второй (2) – более жесткой составляющей β -излучения.

Сначала необходимо обработать данные по второму участку, найти значение массового коэффициента ослабления μ и соответствующую E_{\max} . Далее экстраполировать кривую ослабления, полученную на втором участке, к оси ординат. Затем по разности плотности потока исходной N_i и экстраполированной N_i' найти истинную плотность потока, соответствующую мягкой компоненте N^* .

11. Рассчитать натуральный логарифм $\ln(N^*)$ и построить зависимость $\ln(N^*) = f(d)$ (см. рис. 2.6). Рассчитать коэффициенты регрессии и найти соответствующее значение E_{\max} .

Таблица 2.2

Зависимость плотности потока β -излучения от количества фильтров

№	Количество фильтров, n	Суммарная толщина фильтров R , мм	Массовая толщина поглотителя d , г/см ²	Плотность потока N_i , см ⁻² ·мин ⁻¹	$\ln(N_i)$	$\ln(N^*)$
1						
2						
...						

12. Используя данные из табл. 2.3., провести идентификацию неизвестного радионуклида по максимальной энергии β -частиц, учитывая его схему распада и период полураспада.

Таблица 2.3

Основные параметры источников ОРИБИ

№	Нуклид	Период полураспада, лет	E_{β}^{\max} , кэВ	$E_{\bar{\beta}}$, кэВ	Материал защитного покрытия	Толщина покрытия, мкм
1	Углерод-14 (C-14)	5700	156,5	49,44	Олово	0,2
2	Кобальт-60 (Co-60)	5,271	319,9	96,9	Хром	2,0
3	Стронций-90 (Sr-90)	28,91	546,2 2281,5	196,3 928	Хром	2,0
4	Цезий-137 (Cs-137)	30,08	1173,4	179	Хром	2,0
5	Таллий-204 (Tl-204)	3,783	763,4	238,3	Цинк + Никель	8,0

Порядок расчета защиты от тормозного излучения

1. Определить атомный номер среды поглотителя. Для сложных химических соединений используют эффективный атомный номер, определяемый по формуле (2.13).

2. Определить выход тормозного излучения. При торможении моноэнергетических электронов, использовать формулу (2.12). При непрерывном спектре и известной максимальной (граничной) энергии β -излучения – по формуле (2.11). При непрерывном спектре и известной средней энергии β -излучения – по формуле (2.14).

3. По формуле (2.15) рассчитать мощность эквивалентной дозы H , получаемой от тормозного излучения для расстояния 50 см. Данные по активности источника получить от преподавателя. Массовый коэффициент поглощения энергии для биологической ткани принять равным $0,0326 \text{ см}^2/\text{г}$.

4. Рассчитать дозу P , полученную работником за год (1200 рабочих часов в году) при нахождении в поле мощности дозы, полученной в предыдущем пункте.

5. Определить требуемую кратность ослабления тормозного излучения защитой

$$k = \frac{P}{P_0}, \quad (2.16)$$

где P – доза, создаваемая тормозным излучением в точке детектирования за год;
 P_0 – значение допустимой мощности дозы (5 мЗв за год).

6. Для найденной кратности ослабления по универсальным защитным таблицам (табл. 2.4) найти необходимую толщину защиты из воды, бетона, железа и свинца.

Таблица 2.4

Выписка из универсальных защитных таблиц для точечного источника γ -излучения энергией 0,1 МэВ и бесконечной геометрии защиты из различных материалов в приближении широких пучков

Толщина защиты из..., см				Кратность ослабления k
Воды ($\rho = 1,0 \text{ г/см}^3$)	Бетона ($\rho = 2,3 \text{ г/см}^3$)	Железа ($\rho = 7,89 \text{ г/см}^3$)	Свинца ($\rho = 11,3 \text{ г/см}^3$)	
19	2,6	0,5	0,05	1,5
21	4,7	0,7	0,1	2
25	5,6	1,4	0,2	5
27	7	1,7	0,2	8
30	8,2	1,9	0,3	10
33	8,2	2,3	0,3	20
37	8,5	2,4	0,35	30

2.3. Контрольные вопросы

1. Сколько видов β -распадов наблюдается в природе?
2. Каковы особенности взаимодействия позитронов с веществом?
3. Объясните смысл явления внутренней конверсии?
4. Назовите основные этапы расчета защиты от β -излучения?
5. Какие отличия аппроксимированного пробега электронов от максимального?
6. Опишите, какие существуют взаимопревращения протонов и нейтронов?
7. Что такое ионизационные и радиационные потери β -излучения?
8. Что такое пробег частицы в веществе и максимальный пробег β -частиц?
9. Какие существуют способы защиты от внешнего β -излучения?

Список использованных источников

1. Беспалов, В. И. Надзор и контроль в сфере безопасности. Радиационная защита : учеб. пособие для вузов / В. И. Беспалов ; Том. политехн. ун-т. – 6-е изд., доп. – М. : Юрайт ; Томск : Изд-во Том. политехн. ун-та, 2022. – 722 с.: ил., табл.
2. Иванов, В. И. Курс дозиметрии : учеб. для вузов / В. И. Иванов. – 3-е изд., перераб. и доп. – М. : Атомиздат, 1978. – 392 с.
3. Голубев, Б. П. Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений / Б. П. Голубев. – 4-е изд., перераб. и доп. – М. : Энергоатомиздат, 1986. – 462 с.
4. Недобух, Т. А. Основы радиохимии и дозиметрии : учеб.-метод. пособие / Т. А. Недобух, А. В. Воронина, А. С. Кутергин. – Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2015. – 136 с.
5. Машкович, В. П. Основы радиационной безопасности : учеб. пособие для инженерно-физ. и инженерно-техн. специальностей вузов / В. П. Машкович, А. М. Панченко. – М. : Энергоатомиздат, 1990. – 175 с.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3.

ОСЛАБЛЕНИЕ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ ВЕЩЕСТВОМ.

ПРОВЕРКА ЗАКОНА ОБРАТНЫХ КВАДРАТОВ РАССТОЯНИЙ

Цель работы:

1. Ознакомиться с природой и свойствами γ -излучения.
2. Изучить основные механизмы взаимодействия и закон ослабления при прохождении γ -излучения через вещество.
3. Измерить функцию пропускания γ -излучения через поглотители из различных металлов.
4. Получить зависимость линейного коэффициента ослабления от плотности и атомного номера материала поглотителя. Установить преимущественный механизм ослабления γ -излучения для данного радионуклидного источника. Определить материал неизвестного поглотителя.

3.1. Краткие теоретические сведения

3.1.1. Природа γ -излучения и физические свойства γ -квантов

Гамма-излучение (γ -излучение) – электромагнитное излучение с самой короткой длиной волны и соответственно с самой большой энергией E_γ . Оно испускается при переходах между возбужденными состояниями ядер, при ядерных реакциях, при отклонении частиц с высокой энергией в электрические и магнитные поля.

Диапазон энергий γ -квантов условно принимается как $E_\gamma > 10^3$ эВ. Верхняя граница энергии γ -квантов, излучаемых ядрами-продуктами α - и β -распадов, порядка 10^7 эВ. Нижний предел этого диапазона перекрывается с диапазоном энергий рентгеновского излучения.

В γ -излучении другого происхождения (ускорители, распады элементарных частиц, космическое излучение) содержатся кванты значительно больших энергий. В различных схемах распада спектры могут быть разной степени сложности. Например, при β -распаде ^{137}Cs излучается одна γ -линия, радионуклиды ^{60}Co и ^{22}Na дают две γ -линии, а ^{152}Eu – 52 линии. На рис. 3.1 в качестве примера приведены схемы распада ^{137}Cs и ^{60}Co .

При распаде ^{137}Cs образуются электроны с энергиями до 117 МэВ и γ -кванты, в основном с энергией 662 кэВ.

В большинстве случаев γ -спектры радионуклидов содержат большое число монохроматических γ -линий. Интенсивность и энергетический спектр γ -излучения являются уникальными характеристиками радиоизотопа.

Знание спектров γ -излучения дает возможность идентифицировать состав и даже количественное содержание радиоактивных изотопов в материалах и, в частности, определить степень выгорания ядерного топлива, т. к. γ -излучение сопровождает распад подавляющего большинства радионуклидов.

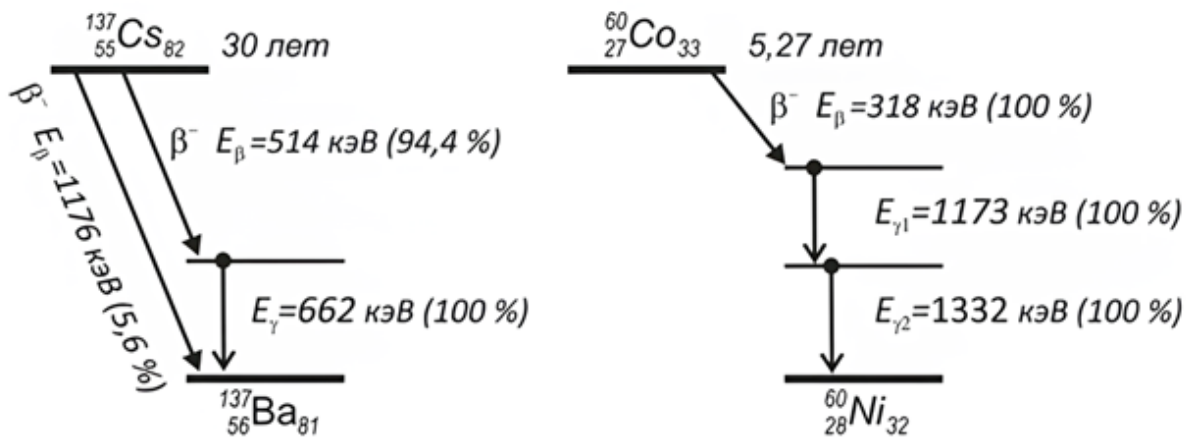


Рис. 3.1. Схемы распада ^{137}Cs и ^{60}Co

Известно, что γ -квант имеет нулевую массу покоя и движется со скоростью света. При взаимодействии с частицами вещества происходит поглощение и рассеяние фотонов, сопровождающееся изменением энергии кванта порциями, сравнимыми с энергией самого кванта (в противоположность торможению и плавному изменению энергии у тяжелых частиц).

Фотон участвует только в электромагнитном взаимодействии. Электрический заряд фотона равен нулю, вследствие чего эффективное сечение взаимодействия фотона с заряженными частицами значительно меньше, чем во взаимодействиях между заряженными частицами. Следствием этого является относительно большая проникающая способность γ -излучения.

Большая энергия γ -квантов обуславливает легко доступное наблюдению проявление корпускулярных свойств γ -излучения. Регистрация отдельного кванта, измерение его энергии является стандартной процедурой. Большой энергии γ -кванта соответствует большая величина отклика регистрирующего устройства (счетчика), что позволяет работать с чрезвычайно малыми интенсивностями излучения и малыми количествами радиоактивных веществ (менее 10^{-11} г). Волновые свойства γ -излучения наблюдались при $E_\gamma < 1$ МэВ.

В качестве основной характеристики отдельного фотона можно принять волновой вектор $k_\gamma = p_\gamma / h$, где p_γ – импульс фотона, h – постоянная Планка. Энергия фотона $E_\gamma = h k_\gamma c$.

3.1.2. Взаимодействие γ -излучения с веществом

Взаимодействие γ -квантов с электронами и ядрами можно рассматривать как индивидуальные взаимодействия между квантом и частицей. Возможность такого подхода обусловлена тем, что радиус взаимодействия фотона с точечным зарядом равен так называемой комптоновской длине волны электрона

$$\Lambda_e = hc / m_e = 3,86 \cdot 10^{-13} \text{ м}, \quad (3.1)$$

которая значительно меньше средних расстояний между частицами вещества (10^{-10} м). Здесь m_e – масса электрона, h – постоянная Планка и c – скорость света в вакууме.

Поглощение фотона частицей без изменения энергии покоя последней (т. е. с полным переходом энергии фотона в кинетическую энергию частицы) невозможно, т. к. при этом невозможно совместное выполнение законов сохранения энергии и импульса. Электрон не имеет возбужденных состояний, его энергия покоя неизменна, следовательно, свободный электрон не может поглотить фотон при любых энергиях последнего. Поэтому процессы поглощения γ -квантов электронами происходят при участии частиц-посредников. Роль частицы-посредника играет атом.

Фотоэффект, или фотоэлектрическое поглощение γ -квантов происходит на K -оболочке атома как наиболее связанной с атомом и соответственно при этом вероятность передачи импульса возрастает с ростом энергии связи.

Фотоэффект для γ -квантов подобен оптическому фотоэффекту. Большая энергия фотона обуславливает энергетическую возможность фотоионизации не только внешних, но и внутренних электронных оболочек: $E_\gamma > E_i$, (E_i – энергия ионизации i -оболочки). Фотоэлектрон покидает атом, имея кинетическую энергию $E_e = E_\gamma - E_i$.

При выполнении этого условия зависимость эффективного сечения фотоэффекта от энергии кванта и характеристик поглощающих атомов, можно представить приближенными формулами (или проследить по рис. 3.2):

$$\sigma_{\text{фот}} = Z^5 / E_\gamma^{3.5} \text{ при } E_\gamma \geq E_k \text{ и } \sigma = Z / E \text{ при } E_\gamma \gg E_k \quad (3.2)$$

Зависимость эффективного сечения фотоэффекта $\sigma_{\text{фот}}$ от энергии кванта E_γ представлена на рис. 3.2.

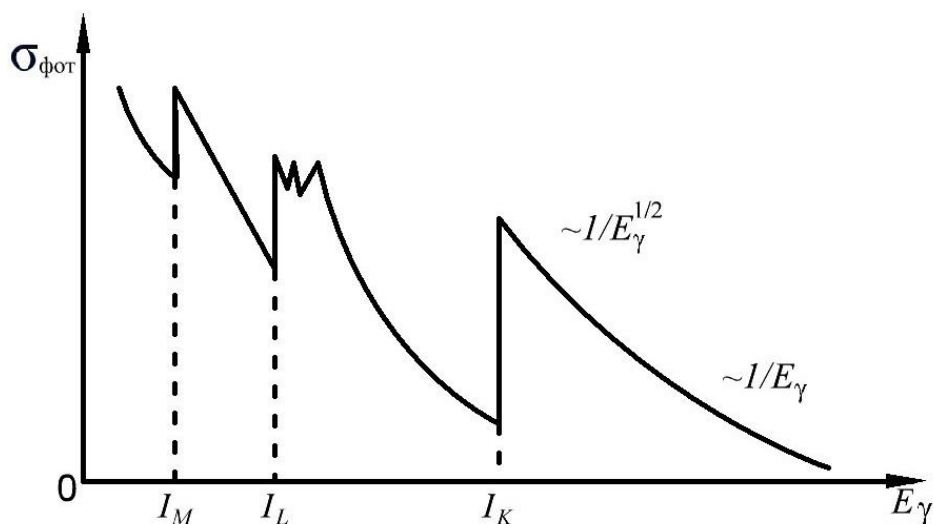


Рис. 3.2. Зависимость эффективного сечения фотоэффекта $\sigma_{\text{фот}}$ от энергии кванта E_γ

Выбитые из атома фотоэлектроны имеют кинетическую энергию, равную $E_e = E_\gamma - E_i$, причем обычно $E_e \gg E_i$, где $E_i = 13,6 Z$ эВ – среднее значение энергии ионизации вещества. Кинетическая энергия, приобретаемая атомом, крайне мала в сравнении с энергией фотона.

Процесс рождения электрон-позитронных пар – превращение фотона в электрон и позитрон в кулоновском поле частицы посредника (схемы на рис. 3.3). Если процесс происходит в поле ядра, то энергетический баланс процесса выглядит так

$$E_\gamma = 2m_e c^2 + E_e^- + E_e^+ + E_N, \quad (3.3)$$

где E_e^- , E_e^+ и E_N – кинетические энергии электрона, позитрона и ядра ($E_N \cong 0$), следовательно рождение электрон-позитронных пар возможно при $E_\gamma \geq 2m_e c^2 = 1,02$ МэВ.

Участие электронов среды в качестве посредников становится возможным при $E_\gamma > 4m_e c^2$ и имеет очень малую вероятность. После рождения электрон и позитрон испытывают ионизационное и радиационное торможение. Позитрон образует с электроном среды (не обязательно с тем же самым) связанное водородоподобное состояние – позитроний и через время $\sim 10^{-8}$ с аннигилирует с ним с образованием двух γ -квантов с энергией $E_\gamma = 0,511$ МэВ каждый (значительно реже – с образованием трех γ -квантов).

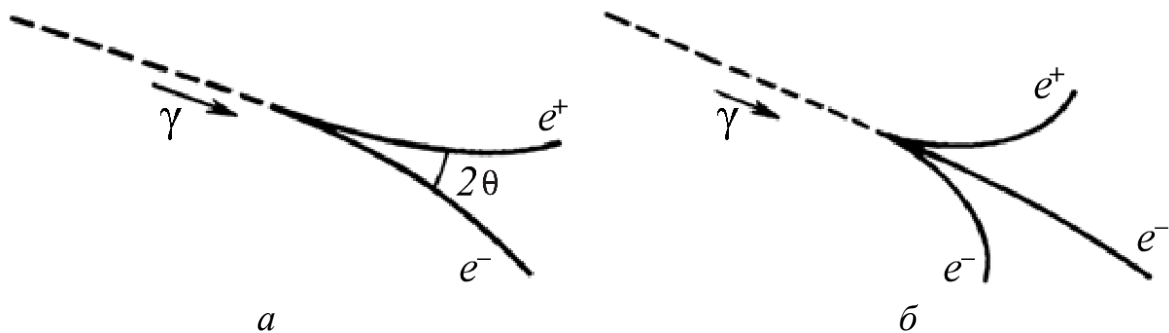


Рис. 3.3. Схема рождения электрон-позитронных пар:
а – в поле ядра; б – в поле электрона

Эффективное сечение рождения электрон-позитронных пар монотонно возрастает с ростом энергии фотонов, рост сечения прекращается при $E_\gamma > 15-30$ МэВ. В интервале $5m_e c^2 < E_\gamma < 50m_e c^2$:

$$\sigma_{\text{пар}} = Z^2 \ln(E_\gamma / m_e c^2). \quad (3.4)$$

Рассеяние γ -излучения в отличие от поглощения, может происходить на свободных частицах. Согласно классической теории Томсона, для рассеяния электромагнитной волны на свободной частице эффективное сечение этого процесса равно

$$\sigma_{\text{томс}} = \frac{8}{3} \pi \frac{(Z_e)^4}{M^2 c^4}, \quad (3.5)$$

где Z_e – заряд частицы;
 M – масса частицы.

Рассеяние Томсона не изменяет длину волны фотона и является классическим механизмом рассеяния γ -излучения ядром. Другой вид рассеяния это дельбрюкковское рассеяние, которое имеет квантовую природу и может быть объяснено, как рассеяние фотона на виртуальных фотонах кулоновского поля ядра. Длина волны фотона при этом не меняется.

Однако основным механизмом рассеяния γ -излучения на связанных электронах атома является рэлеевское рассеяние, при котором длина волны также не меняется. Квантовый механизм рассеяния γ -излучения основан на представлении об излучении, как о потоке частиц (фотонов), и учитывает обмен взаимодействующих частиц энергиями и импульсами.

Если рассеивающие заряженные частицы можно считать свободными (для электронов это условие выражается как $E_\gamma \gg E_i$), то рассеяние приводит к изменению энергии (длины волны) фотона (эффект Комптона):

$$\begin{aligned} E'_\gamma &= E_\gamma [1 + (E_\gamma / Mc^2) (1 - \cos \theta)]^{-1}, \\ \lambda' &= \lambda + \Lambda (1 - \cos \theta), \end{aligned} \quad (3.6)$$

где $\Lambda = h / Mc$ – комптоновская длина волны частицы;
 θ – угол между падающим и рассеянным γ -квантами.

Для электрона $\Lambda_e = 3,86 \cdot 10^{-13}$ м, для нуклона и ядер меньше на три и более порядка.

Для γ -излучения с энергией квантов несколько МэВ длина волны составляет $10^{-12} - 10^{-13}$ м, и заметные изменения длины волны и энергии γ -квантов будут иметь место только при рассеянии последних на электронах. Качественно проследить изменение энергии γ -кванта при рассеянии можно по рис. 3.4.

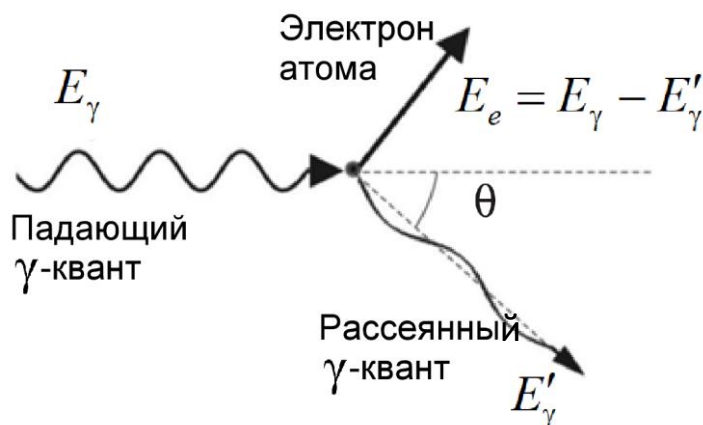


Рис. 3.4. Схема эффекта Комптона

В эффекте Комптона провзаимодействовавшие с фотонами электроны (электроны отдачи) приобретают кинетическую энергию равную

$$E_e = E_\gamma - E'_\gamma. \quad (3.7)$$

Спектр кинетической энергии электронов отдачи – непрерывный в интервале $0 \leq E_e \leq E_{\max}$,

$$E_{\max} = 2E_\gamma \varepsilon / (1 + 2\varepsilon), \quad \varepsilon = E_\gamma / m_e c^2. \quad (3.8)$$

При $\varepsilon \gg 1$ эффективное сечение эффекта Комптона в расчете на один атом изменяется прямо пропорционально отношению Z / E_γ :

$$\sigma_{\text{компт}} \sim Z / E_\gamma. \quad (3.9)$$

Кроме перечисленных выше наблюдается резонансное рассеяние γ -квантов ядрами (резонансная флюоресценция). Ядро поглощает γ -квант, переходя в возбужденное состояние с последующим излучением γ -кванта или электрона конверсии. При $E_\gamma < 100$ кэВ в твердых телах, содержащих соответствующие ядра, имеет место эффект Мессбауэра – резонансная флюоресценция без потери энергии квантов на отдачу.

Ослабление γ -излучения. При прохождении пучка γ -квантов через вещество происходит их рассеяние и поглощение, приводящее к ослаблению пучка по экспоненциальному закону, подобному закону Ламберта для оптического диапазона:

$$N_\gamma(d) = N_\gamma(0) \exp(-\mu d). \quad (3.10)$$

где $N_\gamma(0)$ – число γ -квантов;

μ – коэффициент ослабления, зависящий от энергии квантов и характеристик поглощающего вещества;

d – толщина слоя вещества.

В зависимости от характера расчетов толщина ослабляющего слоя может иметь размерность длины или размерность (масса/площадь). Соответственно коэффициент ослабления имеет размерность (длина)⁻¹ (линейный коэффициент ослабления) или (площадь/масса) (массовый коэффициент ослабления).

При расчетах ослабления интенсивности в геометрии узкого пучка квантов предполагается, что любой вид взаимодействия приводит к удалению кванта из пучка, и коэффициент ослабления равен сумме парциальных коэффициентов ослабления:

$$\mu = \mu_{\text{фот}} + \mu_{\text{компт}} + \mu_{\text{пар}}. \quad (3.11)$$

Для вещества, содержащего атомы одного элемента,

$$\mu_i = \sigma_i N, \quad (3.12)$$

где N – число атомов в единице объема вещества (если μ_i – линейный коэффициент ослабления) или в единице массы (при массовом коэффициенте ослабления).

На рис. 3.5 представлен график зависимости $\mu(E_\gamma)$.

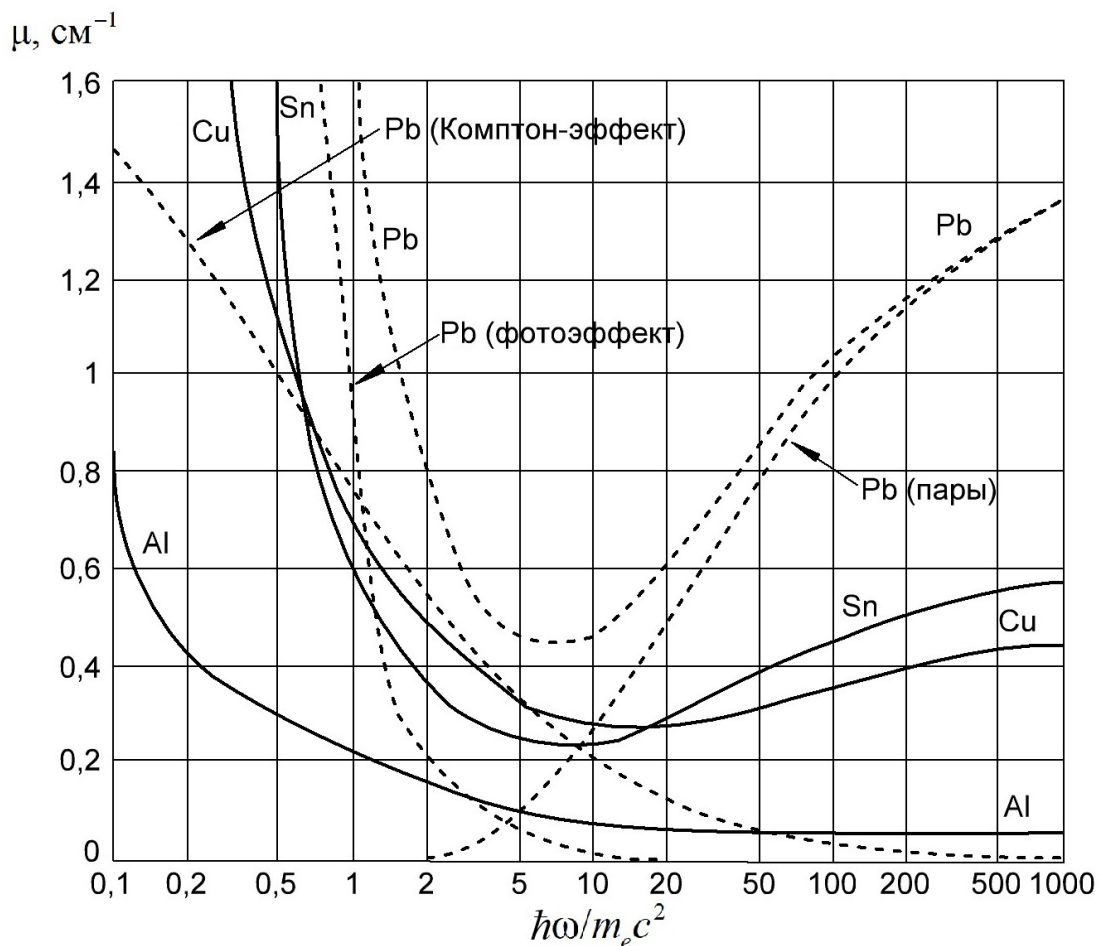


Рис. 3.5. Коэффициент поглощения γ -излучения μ в зависимости от энергии кванта $\hbar\omega$. Для свинца (Pb) приведено также поведение составляющих, обусловленных фотоэффектом, комптоновским рассеянием и эффектом рождения электрон-позитронных пар

Для расчетов величины энергии, переданной пучком γ -квантов поглощающей среде, необходимо учитывать, что вклад каждого из процессов взаимодействия различен: при фотопоглощении почти вся энергия кванта передается фотоэлектроном атомам среды, при комптоновском рассеянии значительная часть энергии уносится рассеянным квантом в соседние области среды или за ее пределы, часть рассеянных квантов испытывает вторичное рассеяние или поглощение. В подобных расчетах применяется величина, называемая коэффициентом передачи (поглощения) энергии μ_{tr} , входящая в виде слагаемого в полный коэффициент ослабления:

$$\mu = \mu_{tr} + \mu_s. \quad (3.13)$$

где μ_s – слагаемое, характеризующее рассеянное фотонное излучение. Значения μ_{tr} можно найти в справочниках.

Величина $1/\mu$ равняется средней длине свободного пробега фотона в веществе. При толщине слоя вещества x , равной $1/\mu$, интенсивность пучка фотонов уменьшается в e раз ($e = 2,73$).

В ядерной физике толщину поглотителя принято измерять в единицах массы, которая приходится на единицу площади по всей толщине экрана, а это значит, вместо x принято брать величину $d = \rho x$, где d – массовая толщина поглотителя, г/см² или кг/м²; ρ – плотность поглотителя, г/см³.

Из закона ослабления излучения можно записать

$$I = I_0 e^{-\mu_m d} = I_0 e^{-\frac{\mu \rho x}{\rho}}. \quad (3.14)$$

Величина μ_m (см²/г или м²/кг) называется массовым коэффициентом ослабления. В области энергии от 2 до 10 МэВ массовый коэффициент ослабления примерно одинаков для всех веществ, а защитные стенки из любых материалов эквивалентны при одной и той же массовой толщине d (кг/м²). Независимо от используемого материала общая масса защитной конструкции будет примерно одинаковой.

Как следует из формулы

$$\mu_m = \mu / \rho \quad (3.15)$$

толщина защитной конструкции может быть уменьшена за счет выбора материала с большей плотностью. Массовый коэффициент ослабления γ -кванта рассчитывают по формуле

$$\mu_m = -\frac{\ln \frac{I}{I_0}}{d}. \quad (3.16)$$

Закон ослабления может быть выражен также через слой половинного ослабления ($\Delta_{1/2}$).

Зная массовый коэффициент ослабления, по кривым зависимости μ_m от E_γ можно определить энергию γ -квантов (рис. 3.6).

Толщина поглотителя, после прохождения которого интенсивность излучения ослабляется вдвое, называется слоем половинного ослабления $\Delta_{1/2}$. $\Delta_{1/2}$ измеряется в единицах поверхностной плотности (мг/см²) и зависит от энергии излучения и плотности поглотителя.

Между линейным коэффициентом ослабления и слоем половинного ослабления существует следующая взаимосвязь:

$$\Delta_{1/2} = 0,693 / \mu \quad \text{или} \quad \mu = 0,693 / \Delta_{1/2}. \quad (3.17)$$

Зная слой половинного ослабления, можно довольно легко определить, какой нужно взять слой поглотителя, чтобы ослабить излучение в данное число раз. Например, один слой уменьшает интенсивность излучения в 2 раза, два слоя – в 4 раза, три слоя – в 8 раз и т. д., n слоев – в 2^n раз.

Следовательно, чтобы ослабить интенсивность излучения, например в 512 раз, надо взять столько слоев половинного ослабления n , чтобы $2^n = 512$. В нашем случае n равно 9, т. е. девять слоев половинного ослабления уменьшают интенсивность излучения в 512 раз.

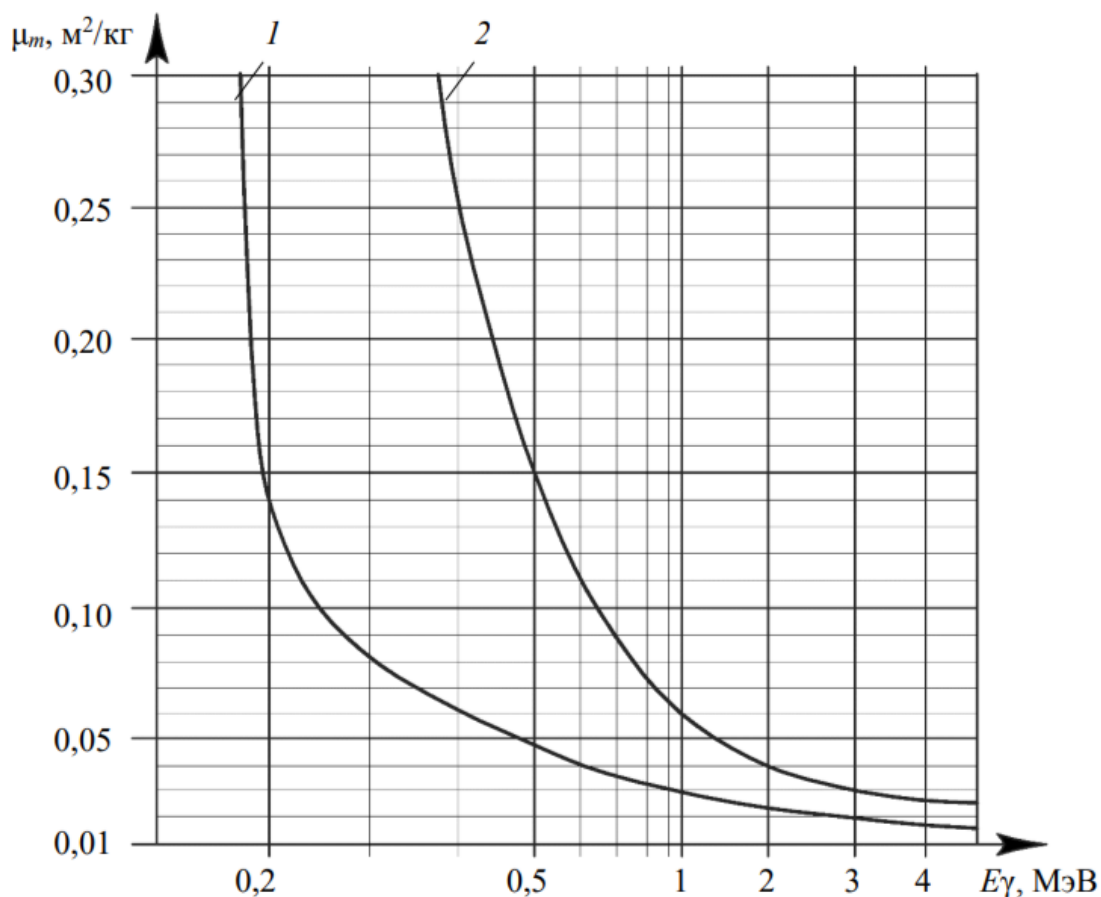


Рис. 3.6. Зависимость массового коэффициента ослабления от энергии γ -квантов:
1 – для меди; 2 – для свинца

Закон обратных квадратов в общем случае применим, когда линия действия некоторой силы, энергия или другая, сохраняющая полное значение величина, расходится (распространяется) в радиальном направлении от источника. По мере того как площадь сферы (которая определяется по формуле $4\pi r^2$) растет пропорционально квадрату расстояния от источника (радиуса сферы), интегральная интенсивность испущенного излучения остается неизменной, мы пренебрегаем поглощением излучения в среде (рис. 3.7). Следовательно, интенсивность излучения, проходящего через одну и ту же площадь, обратно пропорциональна квадрату расстояния от источника.

Закон обратных квадратов расстояний справедлив для гравитационного взаимодействия, электростатики, распространения звука в однородной среде, электромагнитных волн и т. д. В нашем случае он может быть записан в следующем виде:

$$N_\gamma(d_1) / N_\gamma(d_2) = d_2^2 / d_1^2, \quad (3.18)$$

или, если перейти к дозовым характеристикам,

$$K = \frac{A\Gamma_{\delta}t}{d^2}, \quad (3.19)$$

где K – керма;

A – активность источника γ -излучения;

Γ_{δ} – керма постоянная (для цезия ^{137}Cs равна $\Gamma_{\delta} = 21,24 \text{ аГр} \cdot \text{м}^2 / (\text{с} \cdot \text{Бк})$);

d – расстояние от источника до точки наблюдения.

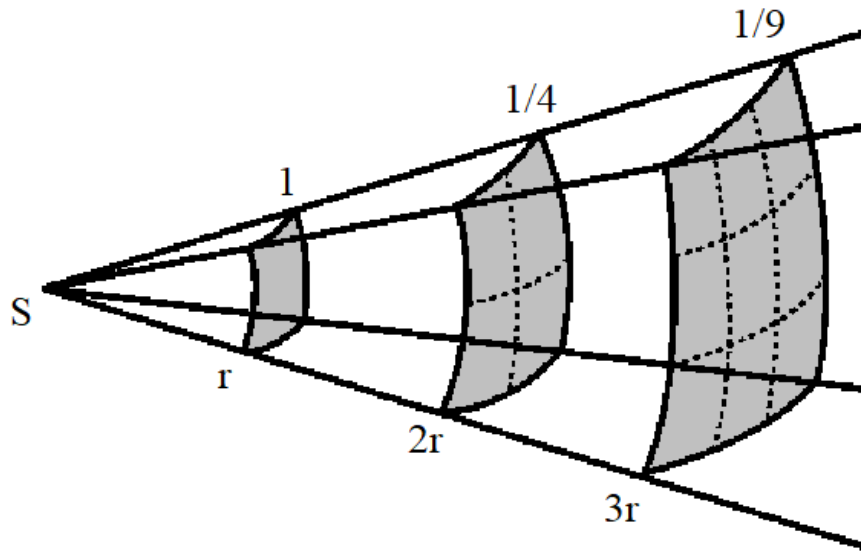


Рис. 3.7. Увеличение площади поверхности по мере удаления от источника излучения

Очевидно, что число импульсов N в единицу времени, регистрируемое на выходе детектора, пропорционально керме, а также и мощности экспозиционной дозы \dot{X} . Мощность экспозиционной дозы, создаваемой γ -излучением точечного изотропного радионуклидного источника активностью A в точке детектирования, находящегося на расстоянии r от источника, вычисляется по формуле

$$\dot{X} = \Gamma_{\delta} \frac{A}{r^2}. \quad (3.20)$$

Поэтому если на расстоянии r_1 от источника детектор зарегистрирует N_1 импульсов в единицу времени, а на расстоянии $r_2 - N_2$, то будет иметь место равенство

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{r_2^2}{r_1^2}. \quad (3.21)$$

Следовательно, произведение числа импульсов на квадрат расстояния должно оставаться постоянным

$$N_1 r_1^2 = N_2 r_2^2. \quad (3.22)$$

При практических применениях важно помнить, что формулы (3.18) и (3.19) справедливы для точечного источника (т. е. размеры источника должны быть намного меньше расстояния до источника), а также при отсутствии

поглощения излучения в среде. Кроме того, на Земле всегда имеет место естественный радиационный фон, который также будет вносить свои поправки.

3.2. Порядок выполнения работы

Выполнение работы проводится с использованием лабораторного стенда для измерения ионизирующего излучения на основе системы линейного перемещения. Перед выполнением лабораторной работы необходимо ознакомиться с инструкцией по работе с данным стендом, описанной в частях 1 и 2 данного практикума.

Выполнение работы состоит из двух частей: изучение ослабления γ -излучения веществом и проверка закона обратных квадратов. Перед началом выполнения любой из двух частей работ, нужно выполнить следующие действия по установке и настройке стенда:

1. В соответствии с инструкцией по работе с лабораторным стендом, необходимо подготовить стенд к проведению измерений. Установить на подставке под блок детектирования блок БДКГ-05 и подключить его к БОИ.

2. Провести измерение мощности дозы естественного радиационного γ -фона в лаборатории, который должен быть в пределах 0,05–0,2 мкЗв/ч. Измеренный радиационный γ -фон сохранить в память блока обработки информации. Все последующие измерения мощности дозы γ -излучения необходимо выполнять с вычетом фона. На экране при этом к названию измеряемого режима будет добавлено окончание « - фон».

3. Получить от преподавателя закрытый радионуклидный источник фотонного излучения и установить его на соответствующей подставке стенда. Источник излучения устанавливается и извлекается с подставки стенда только преподавателем.

Ослабление γ -излучения веществом

Все измерения мощности дозы γ -излучения, выполняемые в данной части работы, необходимо проводить до достижения значения статистической погрешности в 5 %. Результаты выполнения работы заносятся в табл. 3.1.

Для этого необходимо выполнить следующие действия:

1. Установить каретку с источником на минимальное расстояние от детектора и измерить мощность дозы γ -излучения (P_0). Измерение проводить без фильтров.

2. Выполнить измерение мощности дозы γ -излучения (P_i) с установленными в стенд фильтрами-поглотителями. Для каждого из двух материалов фильтра необходимо выполнить измерения с четырьмя разными значениями их толщины. Материал и толщина фильтров сообщается преподавателем и зависит от выданного источника излучения. Необходимую толщину слоя фильтра получают путем комбинирования фильтров различной толщины.

3. В табл. 3.1 внести данные о материале фильтров, его плотности, суммарной толщине фильтров.

4. Рассчитать $\ln\left(\frac{P_0}{P_i}\right)$.

5. Определить массовую толщину поглотителя $d = \rho x$.

6. Рассчитать массовый коэффициент ослабления

$$\mu_m = \frac{1}{d} \ln\left(\frac{P_0}{P_i}\right)$$

и его среднее значение для двух материалов фильтра.

7. Определить линейный коэффициент ослабления $\mu = \mu_m \rho$ для двух материалов фильтра. Используя графики на рис. 3.6, определите энергию γ -квантов.

8. Построить графики зависимости $\ln\left(\frac{P_0}{P_i}\right)$ от массовой толщины поглощающего слоя d для исследуемых материалов и определить массовые коэффициенты ослабления μ_m для двух материалов фильтра по тангенсу угла наклона полученных прямых.

Таблица 3.1

Результаты измерений и расчетов кривой ослабления

Материал поглотителя	Фильтр № 1				Фильтр № 2			
	№ 1.1	№ 1.2	№ 1.3	№ 1.4	№ 2.1	№ 2.2	№ 2.3	№ 2.4
Толщина фильтров, мм								
Мощность дозы без фильтров (P_0)								
Мощность дозы ослабленная фильтрами (P_i)								
$\ln\left(\frac{P_0}{P_i}\right)$								
Массовая толщина поглотителя d , кг/м ²								
Массовый коэффициент ослабления μ_m , м ² /кг								
Линейный коэффициент ослабления μ , м ⁻¹								
Энергия γ -квантов E_γ , кэВ								

Проверка закона обратных квадратов

При проверке закона обратных квадратов результаты выполнения работы нужно заносить в табл. 3.2.

Для этого необходимо выполнить следующие действия:

1. Измерить мощность дозы γ -излучения ($P_{i.1} \dots P_{i.4}$, мкЗв/ч) для положений каретки в диапазоне расстояний (r) от 10 мм (нулевое положение) до 66 мм с шагом 8 мм (два оборота маховика). Для каждого значения расстояния необходимо провести серию из четырех измерений. Одно измерение необходимо проводить в течение 60 с.

2. Вычислить среднее арифметическое значение мощности дозы (\bar{P}_i) на серию измерений для каждого расстояния.

3. Для каждого расстояния рассчитать произведение средней мощности дозы γ -излучения на квадрат расстояния $\bar{P}_i r_i^2$, при котором было проведено измерение.

4. Вычислить среднее арифметическое значение этого произведения по всему диапазону расстояний

$$\langle \bar{P} r^2 \rangle = \frac{\bar{P}_1 r_1^2 + \dots + \bar{P}_n r_n^2}{n}.$$

5. Для каждого расстояния рассчитать абсолютную погрешность произведения

$$\Delta(P_i r_i^2) = \left| \langle \bar{P} r^2 \rangle - \bar{P}_i r_i^2 \right|$$

и среднюю величину по всему диапазону расстояний

$$\langle \Delta(P r^2) \rangle = \frac{\Delta(P_1 r_1^2) + \dots + \Delta(P_n r_n^2)}{n}.$$

Таблица 3.2

Результаты измерений и расчетов по исследованию закона обратных квадратов

r , мм	10	18	26	34	42	50	58	66
Параметр								
$P_{i.1}$								
$P_{i.2}$								
$P_{i.3}$								
$P_{i.4}$								
\bar{P}_i								
$\bar{P}_i r_i^2$								
$\langle \bar{P} r^2 \rangle$								
$\Delta(P_i r_i^2)$								
$\langle \Delta(P r^2) \rangle$								
ε_i								
$\langle \varepsilon \rangle$								

6. Для каждого расстояния рассчитать относительную погрешность произведения

$$\varepsilon_i = \frac{\Delta(P_i r_i^2)}{\langle P r^2 \rangle},$$

и среднюю величину по всему диапазону расстояний

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{\langle \Delta(Pr^2) \rangle}{\langle Pr^2 \rangle}.$$

7. Убедиться, что закон «обратных квадратов» выполняется с достаточной точностью.

3.3. Контрольные вопросы

1. Чем отличается рентгеновское и γ -излучение с одинаковой длиной волны?

2. Какое вещество наиболее эффективно поглощает γ -излучение и почему?

3. Какая мера эффективнее уменьшит дозу ионизирующего излучения: уменьшение времени в два раза или увеличение расстояния в два раза и почему?

4. Почему при взаимодействии γ -квантов с кулоновским полем ядра (или электронов) появляются электрон-позитронные пары и не появляются другие частицы?

5. С чем связан тот факт, что волновые свойства γ -излучения наблюдались только при энергиях $E_\gamma < 1$ МэВ?

6. С чем может быть связано нарушение закона обратных квадратов расстояний на практике?

7. Покажите, что поглощение фотона частицей без изменения массы покоя последней действительно приводит к нарушению закона сохранения энергии и (или) импульса.

Список использованных источников

1. Капитонов, И. М. Введение в физику ядра и частиц : учеб. пособие / И. М. Капитонов. – М. : УРСС, 2004. – 383 с.

2. Мухин, К. Н. Экспериментальная ядерная физика : учеб.: в 3 т. Т. 1. Физика атомного ядра. / К. Н. Мухин. – 7-е изд. – СПб. : Лань, 2009. – 384 с.: ил.

3. Колпаков, П. Е. Основы ядерной физики / П. Е. Колпаков. – М. : Просвещение, 1969. – 287 с.

4. Широков, Ю. М. Ядерная физика / Ю. М. Широков, Н. П. Юдин. – М. : Наука, 1980. – 783 с.

5. Храмов, А. С. Гамма-спектроскопия: калибровка гамма-спектрометра, сцинтилляционные детекторы : учеб.-метод. пособие для студентов Ин-та физики / А. С. Храмов, М. М. Бикчантаев, Д. М. Хрипунов. – Казань : К(П)ФУ, 2014. – 27 с.: ил.

6. Чернушевич, Г. А. Радиационная безопасность. Лабораторный практикум : учеб. пособие для студентов по профилю образования «Техника и технологии» / Г. А. Чернушевич, В. В. Перетрухин. – Минск : БГТУ, 2018. – 198 с.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4. ИЗМЕРЕНИЕ УДЕЛЬНОЙ И ОБЪЕМНОЙ АКТИВНОСТИ γ- И β-ИЗЛУЧАЮЩИХ РАДИОНУКЛИДОВ В ОБЪЕКТАХ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

Цель работы: ознакомиться со сведениями об основных естественных радиоактивных элементах и научиться экспериментально определять удельную и объемную активность радионуклидов природного происхождения, содержащихся в продуктах, воздухе и воде.

4.1. Краткие теоретические сведения

Радионуклиды в окружающей среде, воздействующие на человека. Определение радионуклидов в объектах окружающей среды позволяет оценить возможную опасность радиационного воздействия на здоровье человека. Для определения содержания радионуклидов, распределенных по объему объекта окружающей среды, используют понятие активности, удельной активности (УА) и объемной активности (ОА).

Активность радионуклида – это величина, равная числу распада ядер за единицу времени. Активность в СИ имеет единицу измерения беккерель (Бк), которая соответствует активности, равной одному ядерному превращению в секунду: $1 \text{ Бк} = 1 \text{ расп/с}$.

Активность радионуклида – это мера радиоактивности какого-либо количества радионуклида, находящегося в данном энергетическом состоянии в данный момент времени.

$$A = \frac{dN}{dt}, \quad (4.1)$$

где A – активность;

dN – ожидаемое число спонтанных ядерных превращений из данного энергетического состояния, происходящее за промежуток времени dt .

За единицу активности принят беккерель (Бк) в честь французского ученого Антуана Анри Беккереля, открывшего явление естественной радиоактивности урана. Один беккерель – это активность такого количества радионуклидов, в котором за одну секунду происходит один акт распада. Внесистемной единицей активности является кюри (Ки). Активность 1 Ки соответствует активности 1 г радия, в котором за одну секунду происходит $3,7 \cdot 10^{10}$ актов распада.

$$1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк} \text{ или } 1 \text{ Бк} = 2,7 \cdot 10^{-11} \text{ Ки}.$$

Активность изотопа, отнесенная к единице массы контролируемого вещества, называется удельной активностью, а активность, приходящаяся на единицу объема – объемной. Удельную активность принято выражать в Бк/кг (Ки/кг), а объемную – в Бк/л (Ки/л). Перевод объемной активности в удельную требуется только тогда, когда плотность пробы значительно отличается от единицы.

Связь между массой радионуклидов и их активностью. Между активностью радионуклида A в источнике и массой радионуклидов m существует прямая зависимость. Чтобы установить связь между этими параметрами, следует учесть, что число нераспавшихся ядер N равно их массе, деленной на массу одного атома

$$N = \frac{m}{m_A}. \quad (4.2)$$

Масса одного атома равна атомной массе M , деленной на число Авогадро N_A . Учитывая эти данные, получим

$$A = 0,69 \frac{N}{T} = \frac{0,69mN_A}{TM} = 4,17 \cdot 10^{23} \frac{m}{TM}. \quad (4.3)$$

При определении массы радионуклида в граммах, атомной массы в граммах на моль, периода полураспада в секундах, измерение активности будет определено в беккерелях.

Масса радионуклида (в граммах) может быть определена по его активности:

$$m = 2,4 \cdot 10^{-24} ATM. \quad (4.4)$$

Для характеристики радиационной загрязненности объектов используются удельная массовая, удельная объемная и удельная поверхностная активности.

Удельная массовая активность A_m равна отношению активности радионуклидов к массе исследуемого объекта:

$$A_m = \frac{A}{m}. \quad (4.5)$$

Удельная массовая активность используется для характеристики радиационной загрязненности, как правило, твердых продуктов питания. Единицей измерения удельной массовой активности являются Бк/кг или Ки/кг.

Удельная поверхностная активность A_s равна отношению активности радионуклидов к площади поверхности загрязненного объекта:

$$A_s = \frac{A}{S}. \quad (4.6)$$

Такая активность используется для оценки радиационной загрязненности поверхностей. Единицей измерения поверхностной активности являются Бк/м² или Ки/м², Ки/км².

Удельная объемная активность A_v равна отношению активности радионуклидов к объему загрязненного объекта:

$$A_v = \frac{A}{V}. \quad (4.7)$$

Она используется для оценки радиационной загрязненности объема жидкостей и воздуха. Единицей измерения удельной объемной активности являются Бк/м³, Бк/л или Ки/м³, Ки/л. Единицы измерения и соотношение между ними приведены в табл. 4.1.

Соотношения между единицами радиоактивности

Параметр и его обозначение	Единицы измерения		Соотношение
	СИ	Внесистемные	
Активность, A	Бк	Ки	$1 \text{ Бк} = 1 \text{ распад/с} = 2,7 \cdot 10^{-11} \text{ Ки}$, $1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$
Удельная массовая активность, A_m	Бк/кг	Ки/кг	$1 \text{ Бк/кг} = 2,7 \cdot 10^{-11} \text{ Ки/кг}$, $1 \text{ Ки/кг} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк/кг}$
Удельная объемная активность, A_V	Бк/м ³	Ки/л	$1 \text{ Бк/м}^3 = 2,7 \cdot 10^{-8} \text{ Ки/л}$, $1 \text{ Ки/л} = 3,7 \cdot 10^{13} \text{ Бк/м}^3$
Удельная поверхностная активность, A_S	Бк/м ²	Ки/км ²	$1 \text{ Бк/см}^2 = 10^4 \text{ Бк/м}^2 = 0,27 \text{ Ки/км}^2$, $1 \text{ Ки/км}^2 = 3,7 \cdot 10^4 \text{ Бк/м}^2 = 37 \text{ кБк/м}^2$

Радионуклиды в окружающей среде делят на естественные и искусственные (техногенные), т. е. созданные человеком.

К естественным радионуклидам относят космогенные и первичные (земные), образованные одновременно со стабильным веществом на Земле. Космогенные поступают на Землю с внеземным веществом или образуются постоянно в результате ядерных реакций под действием космического излучения. В результате ядерных реакций образуются радионуклиды ^3H , ^7Be , ^{14}C , ^{22}Na , их суммарный вклад в индивидуальную дозу составляет приблизительно 15 мкЗв/год.

В земле содержатся 64 радионуклида, период полураспада которых соизмерим с возрастом Земли. Большой вклад в дозу внешнего облучения человека вносят радионуклиды ^{40}K , ^{238}U , ^{232}Th , ^{226}Ra , находящиеся в строительных материалах кирпичных, каменных, бетонных и деревянных зданий. В дозу внутреннего облучения человека вносят вклад радионуклиды ^{40}K , ^{226}Ra , ^{232}Th , содержащиеся в пищевых продуктах. Естественные радионуклиды вносят основной вклад в дозу облучения населения.

Искусственные радионуклиды поступают в окружающую среду в результате взрывов ядерного оружия, деятельности предприятий ядерного топливного цикла, аварий на АЭС, аварии транспорта с атомными силовыми установками и сброса радиоактивных отходов. Попадая в среду радионуклиды включаются в биологические циклы миграции и поступают в организм животных и человека, создавая источники внешнего и внутреннего облучения населения. Основными загрязняющими среду долгоживущими радионуклидами, образованными при ядерном взрыве, являются ^{90}Sr , ^{137}Cs , ^{239}Pu , ^{240}Pu [1, 2].

Влияние ионизирующего излучения на человека. Под воздействием радионуклидов в организме возникают процессы ионизации и возбуждения атомов и молекул в тканях. В результате повреждаются клеточные структуры с образованием радикалов. На клеточном уровне ионизация может привести к повреждению клеток. Эффекты, в зависимости от величины поглощенной дозы,

развиваются в течение разных промежутков времени: от нескольких секунд до многих лет.

Ионизирующие излучения при высоких дозах воздействия на организм человека приводят к появлению детерминированных (пороговых) эффектов: лучевая болезнь, лучевой ожог кожи, лучевая катаракта и стерилизация. Порогом возникновения детерминированных эффектов для людей считаются разовые дозы примерно в 0,25 Зв. При низких дозах – приводят к стохастическим (беспороговым) эффектам: злокачественная опухоль, лейкоз, генные мутации и нарушение эмбрионального развития. Последствия низких доз облучения определить непосредственно невозможно, поэтому оценки отдаленных медицинских последствий основываются на прогнозах, сделанных на базе вынужденных допущений и экстраполяций

Внешнее облучение происходит от радионуклидов, расположенных вне организма. Доза внешнего облучения зависит преимущественно от воздействия γ -излучения. Во внешнее облучение человека α - и β -излучения в меньшей степени вносят вклад. Радионуклиды, попавшие внутрь организма, накапливаются внутри тела человека и облучение от них продолжается в течение времени, пока радионуклиды не распадутся, либо не будут выведены из организма в результате обменных процессов [3].

Референтные уровни содержания радионуклидов. Один из принципов обеспечения радиационной безопасности является принцип нормирования. Принцип нормирования – непревышение в ситуации планируемого облучения (за исключением медицинского облучения) пределов доз профессионального облучения и облучения населения от всех источников ионизирующего излучения. Нормирование заключается в установлении пределов доз облучения, граничных доз облучения, референтных уровней и иных нормативов предельно допустимого воздействия ионизирующего излучения.

Контроль доз облучения населения в Беларуси обеспечивается республиканским органом государственного управления в области здравоохранения. Их сотрудники осуществляют контроль за соблюдением требований санитарных правил и норм радиационной безопасности на рабочих местах персонала и контроль за организацией на объектах надзора санитарно-гигиенических и противорадиационных мероприятий, направленных на предупреждение загрязнения окружающей среды и негативного воздействия на население [4].

Санитарные нормы и правила «Требования к радиационной безопасности» определяют организацию контроля за выполнением требований к радиационной безопасности. К основным контролируемым параметрам относится объемная или удельная активность радионуклидов в воздухе, воде, пищевых продуктах, строительных материалах. С целью оперативного контроля этих параметров устанавливаются референтные уровни. Значение этих уровней устанавливается таким образом, чтобы было гарантировано непревышение основных пределов доз облучения, с учетом облучения от всех подлежащих контролю источников ионизирующего излучения [5].

Для непревышения основных пределов доз облучения установлены референтные уровни содержания радионуклидов в продуктах питания, продукции из древесины и строительных материалах. Данные уровни приведены в прил. 4, 5, 6 [5, 6, 7].

Методы определения радионуклидов в объектах окружающей среды включают в себя много этапов: отбор проб, растворение проб, предварительное концентрирование, отделение определяемого компонента от мешающих, измерение проб и обработка результатов. От природы пробы зависит метод, который может не включать некоторые вышеописанные этапы.

Обычно анализируемый радионуклид распределен в окружающей среде неравномерно. При ограниченном количестве проб это приводит к сложности в построении распределения радионуклида. При планировании отбора проб необходимо учитывать особенности окружающей среды, природу пробы. Это позволит определить количество проб, объем проб, метод сбора пробы, требования к условиям консервирования и хранения пробы, координаты и горизонты отбора проб [2].

Следующие этапы осуществляют подготовку пробы к измерению. К ним относятся разделение и концентрирование пробы. Разделением является процесс, в результате которого компоненты, составляющие исходную смесь, отделяются друг от друга. В общем случае разделяемые компоненты могут быть как микро-, так и макрокомпонентами.

Концентрированием является процесс, в результате которого повышается отношение концентрации или количества микрокомпонентов к концентрации или количеству макрокомпонента. Концентрирование может быть абсолютное и относительное. При абсолютном концентрировании компоненты перемещаются из системы с большей массой в систему с меньшей массой. Примером может служить упаривание органических жидкостей на содержание растворенных веществ. При относительном концентрировании увеличивается отношение масс микрокомпонента и главных мешающих микрокомпонентов.

Наиболее распространены следующие методы концентрирования: экстракция и экстракционная хроматография, соосаждение, дистилляционные методы, адсорбционная, распределительная, осадочная хроматография и ионный обмен, электрохимические методы, зонная плавка, озоление.

Для каждой отдельной задачи, со своими технологическими или аналитическими требованиями, требованиями по экономике, экологии, эргономике и охране труда, требуется выбрать свои оптимальные методы [8].

В случае измерения активности в пищевых продуктах, первичная подготовка проб включает:

- обработку пищевых продуктов на первом этапе приготовления пищи;
- измельчение их с целью лучшего усреднения пробы и увеличения массы пробы, которую можно разместить в измерительном сосуде;
- при необходимости увеличения чувствительности применяемых при исследовании методов измерения возможно использование методов разделения и концентрирования пробы.

Приготовление пробы для измерения ^{90}Sr и ^{137}Cs зависит от используемого метода измерения и чувствительности, используемой радиометрической или спектрометрической аппаратуры. Выбор измерительного сосуда определяется методикой измерения радионуклида и допустимым уровнем активности радионуклидов в продукте. Масса пробы определяется [9] взвешиванием до и после заполнения сосуда.

Измерение радионуклидов. Многие методы определения радионуклидов в объектах окружающей среды основаны на регистрации частиц, испускаемых ядрами образца при радиоактивном распаде. Их можно разделить на радиометрические и спектрометрические. При радиометрических регистрируются частицы, не определяя их энергию. При спектрометрических определяется энергия частиц и исследуется их энергетическое распределение.

Важнейшей частью аппаратуры для измерения содержания радионуклидов является детектор – устройство, чувствительное к ионизирующим излучениям. При измерении ^{90}Sr и ^{137}Cs рекомендуется использовать сцинтилляционные и полупроводниковые типы детекторов, блоки детектирования которых размещены в свинцовой защите.

Методические указания по методам радиационного контроля в пищевых продуктах (МУК 11-8-3-2003) устанавливают объем и массу анализируемой средней пробы, которые обеспечивают приемлемую погрешность получаемого результата при измерении в стандартной геометрии – сосуд Маринелли объемом 1,0 л. Для дорогостоящих продуктов со значением допустимого уровня активности более 370 Бк/кг возможно измерение в сосудах с меньшим номинальным объемом.

В тех случаях, когда чувствительности установки не хватает для получения достоверного результата, производят концентрирование (выпаривание, высушивание, обугливание или озоление) проб с последующим измерением полученного концентрата на спектрометрах.

Измерение активности производится в соответствии с руководством, инструкцией по эксплуатации и методиками выполнения измерений, допущенными к применению в деятельности лабораторий экологического контроля предприятий и организаций Республики Беларусь.

4.2. Описание лабораторного стенда на основе гамма-бета-спектрометра МКС-АТ1315 и программируемой двухкамерной печи ПДП-Аналитика

4.2.1. Гамма-бета-спектрометр МКС-АТ1315

Спектрометр является средством измерения продуктов и объектов окружающей среды на содержание γ - и β -излучающих радионуклидов. Прибор (рис. 4.1) состоит из свинцового блока защиты (БЗ), представляющего собой корпус (4) со свободным внутренним пространством под сосуд Маринелли (5), крышку (3) и три ножки (6). Крышка блока снабжена ручкой. Внутри корпуса и крышки блока помещен свинец в виде отдельных колец.

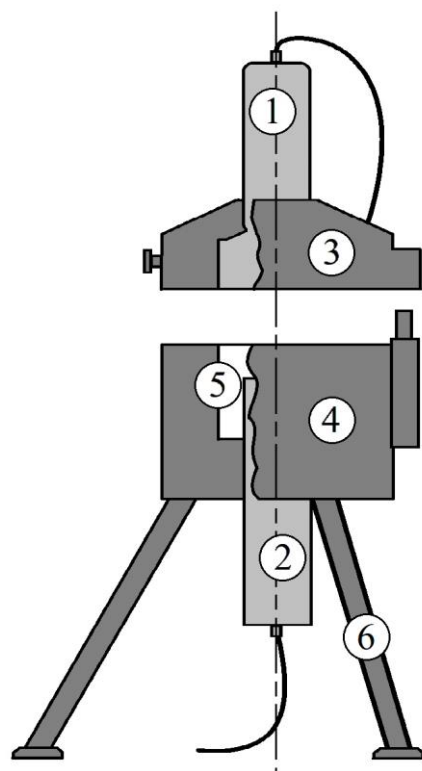


Рис. 4.1. Спектрометр МКС-АТ1315:

- 1 – блок детектирования β -излучения БДБ-АТ1315; 2 – блок детектирования γ -излучения БДГ-АТ1315; 3 – крышка блока; 4 – корпус блока; 5 – свободное пространство в корпусе под сосуд Маринелли; 6 – ножка блока

В крышку блока (3) установлен блок детектирования β -излучения БДБ-АТ1315 (1), в корпус (4) установлен спектрометрический блок детектирования γ -излучения БДГ-АТ1315 (2). Принцип действия блоков основан на использовании высокочувствительных методов спектрометрии и радиометрии с применением сцинтилляционных детекторов и фотоэлектронных умножителей.

Крышка блока защиты, снабженная ручкой, имеет возможность поворачиваться, обеспечивая доступ для установки сосудов с пробами.

В качестве детектора БДГ-АТ1315 используется сцинтилляционный кристалл NaI(Tl) размерами $\varnothing 63 \times 63$ мм. Блок обеспечивает регистрацию γ -излучения в диапазоне энергий от 50 до 3000 кэВ.

В качестве детектора БДБ-АТ1315 используется пластмассовый сцинтилляционный детектор размерами $\varnothing 128 \times 9$ мм. Блок обеспечивает регистрацию β -излучения в диапазоне граничных энергий от 150 до 3550 кэВ.

Пределы допускаемой основной относительной погрешности при измерении активности γ -излучающих радионуклидов в диапазоне энергий от 50 до 3000 кэВ (спектрометрический метод) и объемной (удельной) активности радионуклидов ^{90}Sr , ^{137}Cs , ^{40}K (радиометрический метод) при доверительной вероятности 0,95 составляют $\pm 20\%$.

Спектрометр измеряет объемную (удельную) активность (Бк/л, Бк/кг) радионуклидов для различных сосудов в диапазонах, приведенных в табл. 4.2. Значения в таблице представлены для концентрированных проб.

Таблица 4.2

Диапазон измерений объемной активности спектрометра для различных сосудов

Наименование сосуда	Диапазон измерений объемной (удельной) активности радионуклидов, Бк/л (Бк/кг)		
	^{137}Cs	^{40}K	^{90}Sr
Сосуд Маринелли 1,0 л	1–($1 \cdot 10^5$)	20–($2 \cdot 10^4$)	10–($3 \cdot 10^5$)
Плоский сосуд 0,5 л	6–($4 \cdot 10^5$)	75–($2 \cdot 10^4$)	10–($3 \cdot 10^5$)
Плоский сосуд типа «Дента» 0,1 л	15–($1 \cdot 10^6$)	170–($2 \cdot 10^4$)	100–($1 \cdot 10^6$)

Накопление и обработка амплитудных спектров импульсов, поступающих от блоков детектирования, а также управление спектрометром осуществляется ПК в программном обеспечении SPTR.

Для размещения подготовленных проб в спектрометре используются измерительные кюветы: сосуд Маринелли емкостью 1,0 л, плоский сосуд емкостью 0,5 л и плоский сосуд типа «Дента» емкостью 0,1 л. В верхней части внутренней поверхности сосудов выполнены метки в виде кольцевой ступеньки, обозначающие уровень заполнения нормируемого объема.

Программное обеспечение SPTR, совместно со спектрометром МКС-АТ1315, предназначено для обеспечения измерений содержания в пробах γ - и β -излучающих радионуклидов.

При запуске программы SPTR на экране отобразится основное окно программы. Вид окна программы изображен на рис. 4.2.

В верхней части окна расположено главное меню (1). Под главным меню размещена информационная панель (2). Ниже выведены кнопки часто используемых функций меню (3). В центральной части окна расположена область спектров (4), регистрируемых блоками детектирования. Название функций определенных кнопок появляются во всплывающих подсказках при наведении на них курсора.

Набор спектра. На информационной панели через выпадающий список осуществляется выбор режимов программы SPTR: «Продукты», «Стройматериалы», «Металлы». От режима зависят параметры набора и обработки спектра. В данном практикуме используется только режим «Продукты».

Функция «Набор...», вызываемая из главного меню → «Измерение» → «Набор...», запустит окно с установкой параметров набора. Вид окна изображен на рис. 4.3.

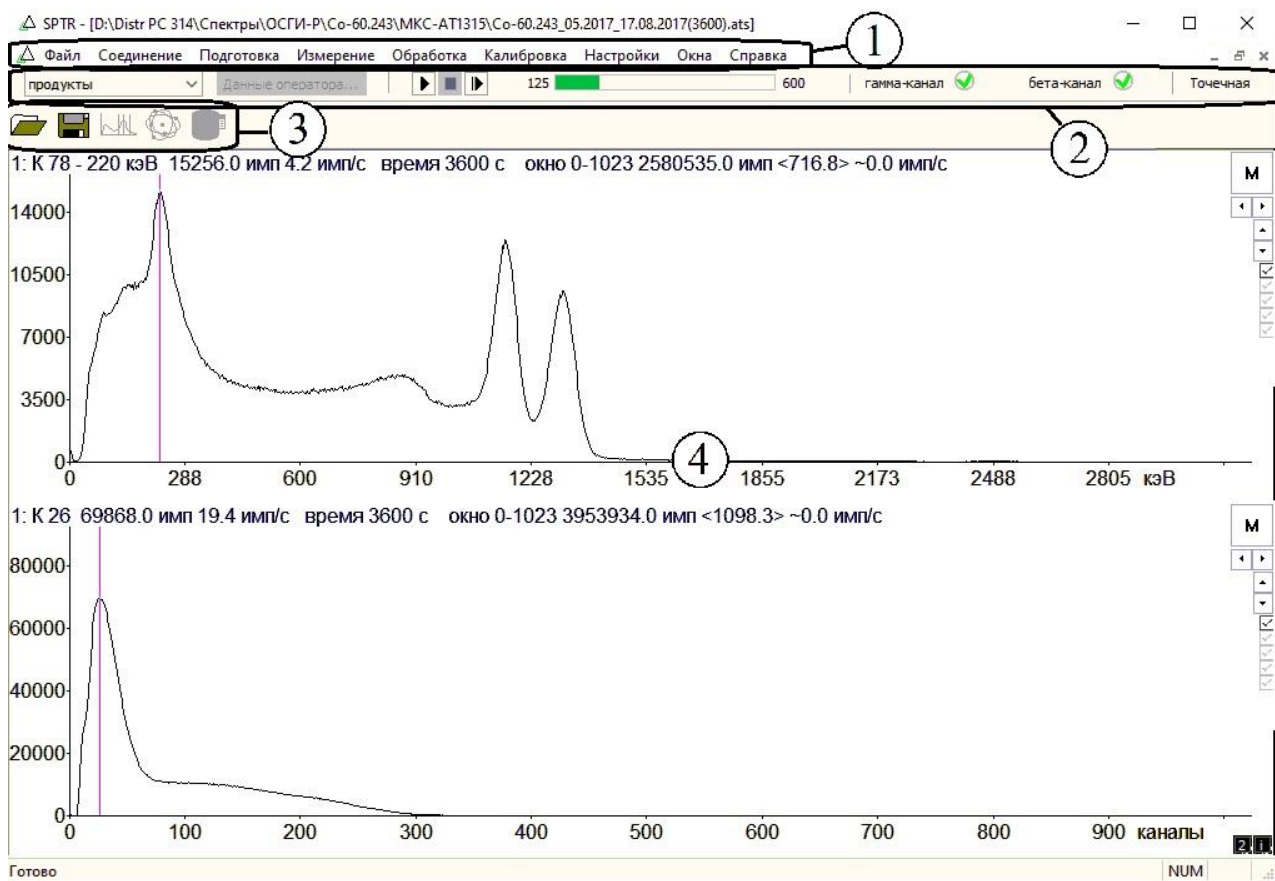


Рис. 4.2. Общий вид окна программы SPTR

The "Набор" dialog box is used for configuring measurement parameters. It includes the following fields and options:

- Серия измерений:** A checkbox for "Серия измерений" and a text field for "№ серии".
- Количество измерений:** A spin box set to 5.
- Время набора, с:** A text field containing "600".
- Масса пробы, г:** A text field containing "0".
- Концентрированная проба:** A checkbox.
- Масса концентрата, г:** A text field containing "0.0".
- Исходная масса, г:** A text field containing "0.0".
- Исходный продукт:** A dropdown menu.
- Геометрия:** Radio buttons for "Маринелли, 1л", "Сосуд, 0,03л", "Сосуд, 0,1л", "Сосуд, 0,2л", "Сосуд, 0,5л", "Точечная" (selected), and "Фильтр ФИБАН".
- Комментарий:** A text area.
- Сохранять в каталог:** A checkbox and a folder selection button.
- Buttons:** "ОК" and "Отмена".

Рис. 4.3. Вид окна «Набор»

В окне устанавливается время набора, масса пробы, геометрия измерения, комментарий к измерению и другие параметры. Для измерения активности в единицах измерений Бк/л ввести в поле массы пробы значение, равное нулю.

Для запуска серии измерений необходимо установить флажок напротив надписи «Серия измерений» и задать количество измерений в серии. Результаты серии измерений можно просмотреть в журнале измерений из главного меню → «Измерение» → «Журнал...», после завершения всех измерений в серии.

Если выполняются измерения концентрированной пробы, то необходимо установить флажок напротив надписи «Концентрированная проба», задать его исходную массу и массу полученного концентрата.

В случае использования фильтра «ФИБАН» при проведении измерений следует выбрать соответствующую геометрию, исходный продукт и задать его исходный объем.

Для автоматического сохранения набираемого спектра в заданном каталоге необходимо установить флажок напротив надписи «Сохранить в каталог» и указать путь к соответствующему каталогу. Для того, чтобы имя файла начиналось с определенной строки, необходимо ввести его в поле «Ключевое слово». Для автоматического перезапуска измерения установить флажок напротив надписи «Перезапуск измерения».

Для запуска набора следует нажать кнопку ОК.

На информационной панели выводится текущее значение «живого» времени измерения. По истечении заданной продолжительности измерения спектра процесс набора останавливается. Процесс набора может быть остановлен до истечения заданного времени путем выбора функции «СТОП». Функция «ПРОДОЛЖЕНИЕ» позволяет продолжить измерение остановленного спектра с заданием нового времени набора.

Анализ спектра. В верхней части окна области спектра находится информационная строка, в которой высвечивается номер канала; энергия, соответствующая этому каналу; число импульсов в канале; скорость счета импульсов в канале; время измерения спектра; номера каналов, соответствующие границам окна; скорость счета импульсов в окне и мгновенная скорость счета импульсов.

Анализ спектра выполняется с помощью подвижного маркера, который перемещается вместе с курсором мыши, точно перемещается кнопками ← и → клавиатуры, либо грубо перемещается с зажатой клавишей Shift.

При перемещении мыши в сторону с зажатой левой кнопкой, на спектре отобразятся два маркера: первый – в позиции в момент нажатия левой кнопки мыши и второй – в текущей позиции мыши. В этот момент в информационной строке окна области спектра будут отображаться сумма импульсов и скорость счета в выделенной области, а также границы области. Если отпустить левую кнопку мыши, то в окне области спектра он будет отображен в выделенных границах.

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

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

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

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

Удержание клавиши Shift и однократный щелчок левой кнопкой мыши приведет к установке или стиранию фиксированного горизонтального маркера.

При щелчке правой кнопкой мыши по области спектров вызывается контекстное меню. В меню предоставляется возможность удалить маркеры, настроить цвета элементов в окне, настроить отображение шкалы, настроить отображение необходимой информации о спектрах.

Обработка спектра. Меню «Обработка» предназначена для осуществления функций сложения, вычитания и наложения любых двух выбранных спектров. Также в меню присутствует функция спектрометрической и радиометрической обработки спектра.

Функция «Спектрометрическая обработка» позволяет обрабатывать спектрометрическим методом аппаратурный спектр. В ходе выполнения функции осуществляется поиск пиков полного поглощения (ППП), определение их параметров, идентификация радионуклидов по найденным ППП в соответствии с рабочей библиотекой радионуклидов и определение активности идентифицированных радионуклидов. В результате появляется окно со спектром и таблицей основных параметров, найденных и автоматически обработанных ППП. В строке таблицы отображается канал, в котором находится ППП; значение энергии, соответствующее этому каналу; площадь ППП; ширина на полувысоте данного пика; радионуклид, которому соответствует ППП; скорость счета импульсов в ППП и ее абсолютная погрешность и значение отклонения асимметричной функции Гаусса (χ^2), описывающей данный пик, от ППП аппаратурного спектра. Предусмотрена обработка отдельного участка спектра в произвольном энергетическом интервале, для этого следует увеличить необходимый участок спектра в окне «Спектрометрическая обработка» и нажать кнопку «Поиск».

Для определения активности идентифицированных радионуклидов следует нажать кнопку «Обработка» в правой нижней части окна. При обработке учитываются линии, отмеченные флажком. Результаты расчета активности отображаются в окне «Активность».

Определение активности γ -излучающих радионуклидов спектрометрическим методом предполагает наличие градуировочных характеристик по энергии,

разрешению, эффективности регистрации, а также рабочей библиотеки радионуклидов.

Функция «Радиометрическая обработка» позволяет определить методом максимального правдоподобия активность радионуклидов в сырой пробе, продуктах, подверженных концентрированию; активность ^{90}Sr в воде или молоке, пропущенных через фильтр типа «ФИБАН»; активность естественных радионуклидов в строительных материалах. Метод специфичен к радионуклидному составу проб и используется в предположении наличия в пробе радионуклидов ^{137}Cs , ^{90}Sr и ^{40}K . Выполнение данной процедуры в процессе измерения дает возможность по текущим значениям активностей и статистических погрешностей оценивать точность и продолжительность измерения и останавливать его при достижении требуемой статистической погрешности.

Использование радиометрического метода для определения активности предполагает наличие калибровочных спектров, измеренных при выпуске спектрометра из производства, и рабочих фоновых спектров для всех геометрий сосудов с пробой. Рабочие фоновые спектры (их форма и амплитудное распределение) участвуют в математической обработке при определении активности проб.

При запуске данной функции на экране программы отобразится окно со значениями измеренной объемной (удельной) активности радионуклидов и соответствующие им значения абсолютных и относительных статистических погрешностей, оценки неопределенности результата измерения.

Результатом измерения объемной (удельной) активности радионуклидов в исследуемой пробе [10] является интервал возможных значений, в которой с доверительной вероятностью $p = 0,95$ находится «истинное» значение измеряемой величины A :

$$A_{\text{изм}} - \Delta \leq A \leq A_{\text{изм}} + \Delta,$$

поэтому результат измерения объемной (удельной) активности радионуклидов должен быть представлен в виде

$$A_{\text{изм}} \pm \Delta, (p = 0,95),$$

где $A_{\text{изм}}$ – измеренное значение объемной (удельной) активности, отображаемое программой в процессе или по окончании измерения, Бк/кг (Бк/л);

Δ – границы погрешности результата измерения, Бк/кг (Бк/л).

4.2.2. Программируемая двухкамерная печь ПДП-Аналитика

Печь предназначена для выпаривания и озоления проб с целью их подготовки для дальнейшего анализа. Процессы выпаривания и озоления проводятся при контроле температуры и времени.

Диапазон установки рабочих температур камеры озоления от 200 до 750 °С. Точность задания температуры в рабочем пространстве камеры озоления печи равна 15 °С. Диапазон установки рабочих температур на поверхности камеры выпаривания от 70 до 400 °С.

Внешний вид печи ПДП-Аналитика представлена на рис. 4.4. Печь содержит двухкамерную печь (1) и пульт управления (2), соединенные гибким кабелем. Двухкамерная печь состоит из закрытой муфельной камеры (камера озоления) (3), открываемой/закрываемой с помощью ручек (4), над которой расположена нагревательная плита (камера выпаривания) (5).

В корпусе печи размещен электронный блок, который содержит источники питания и коммутаторы, управляющие работой нагревателей. В крышку печи встроена керамическая подставка (6) для горячих стаканчиков (тиглей).

Управление и контроль за работой камер печи проводят с помощью пульта управления. Параметры программ отображаются на цифровом табло пульта. На пульте могут быть заданы и сохранены программы термообработки, каждая программа может иметь от одного до девяти этапов, содержащих три параметра: порядковый номер этапа, время его выполнения в минутах и поддерживаемая на данном этапе температура в градусах Цельсия. Параметры программ отображаются на цифровом табло пульта.



Рис. 4.4. Внешний вид печи

Термообработка проб в камере озоления и в камере выпаривания выполняется в соответствии с выбранной программой независимо друг от друга: камеры печи могут работать по отдельности или одновременно. После выбора и запуска программы термообработки переход между этапами программы осуществляется автоматически.

Пульт может работать в четырех режимах для каждой из камер печи:

- запуска работы камер печи;
- работы камер печи;
- просмотра/установки параметров программы;
- диалога.

Переход между режимами работы пульта управления осуществляется автоматически в зависимости от данной пользователем команды путем нажатия

управляющих кнопок. Виды дисплея пульта в разных режимах с описанием функций кнопок представлены на рис. 4.5–4.7.

При включении питания печи на дисплее отобразится экран режима «Запуск работы камер печи». В этом режиме осуществляется выбор камеры печи для просмотра или установки программ, выбор программы термообработки, включение нагрева камер печи.

Для перехода в режим «Просмотр/установка параметров программы» с помощью кнопок на пульте выбирают камеру печи и задают номер программы, которую необходимо установить или просмотреть. Далее нажимают на пульте кнопку «ВВОД».

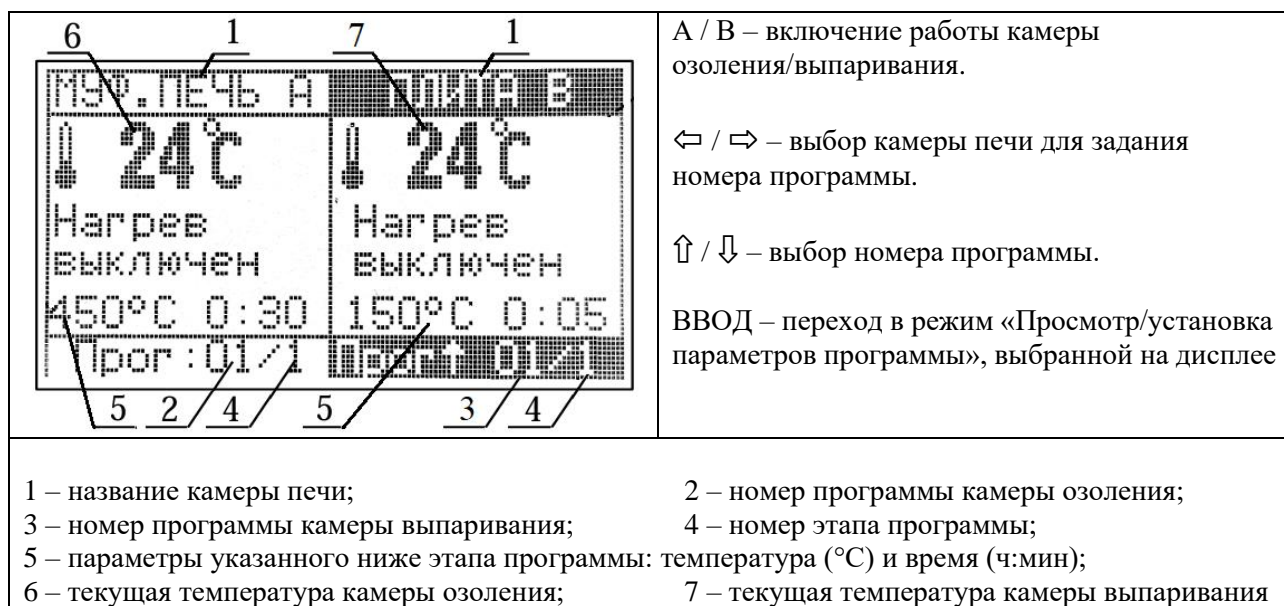


Рис. 4.5. Вид дисплея пульта в режиме «Запуск работы камер печи»

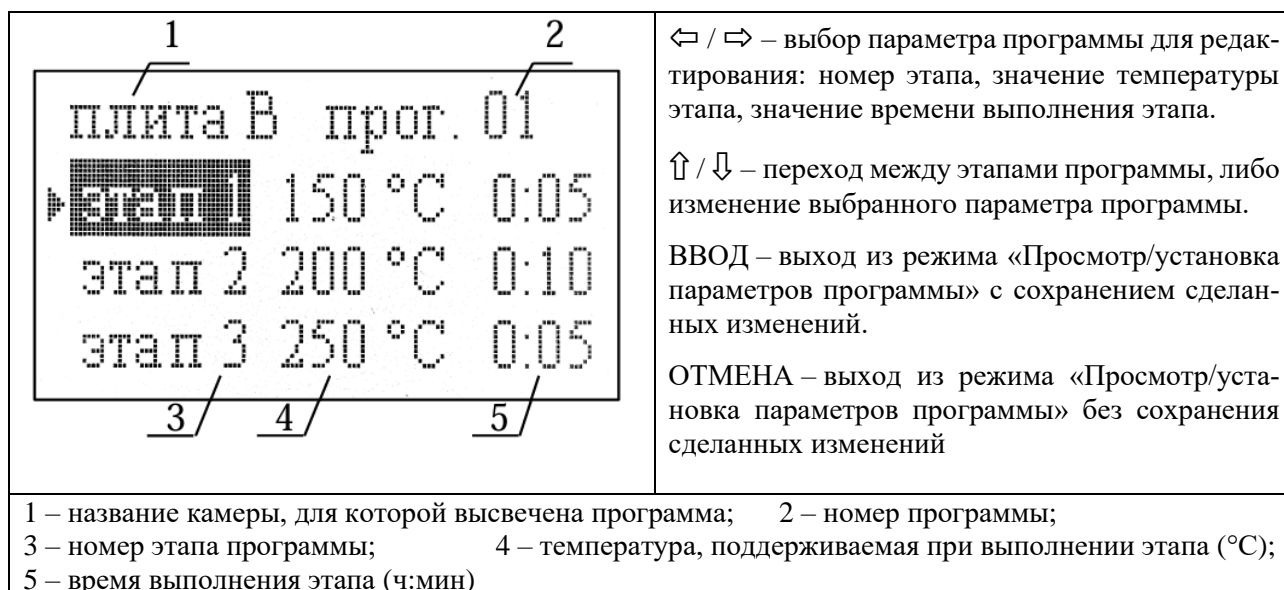


Рис. 4.6. Вид дисплея пульта в режиме «Просмотр/установка параметров программы»

В режиме «Просмотр/установка параметров программы» проводят ввод, редактирование, сохранение и просмотр параметров программ термообработки. Просматривают и редактируют параметры программы с помощью кнопок пульта управления. При вводе параметров программы, последовательно устанавливают значения температуры и времени нагрева в необходимом числе этапов программы (максимальное количество этапов – девять). Если используется менее девяти этапов, убеждаются, что для неиспользуемых этапов установлено время 0:00.

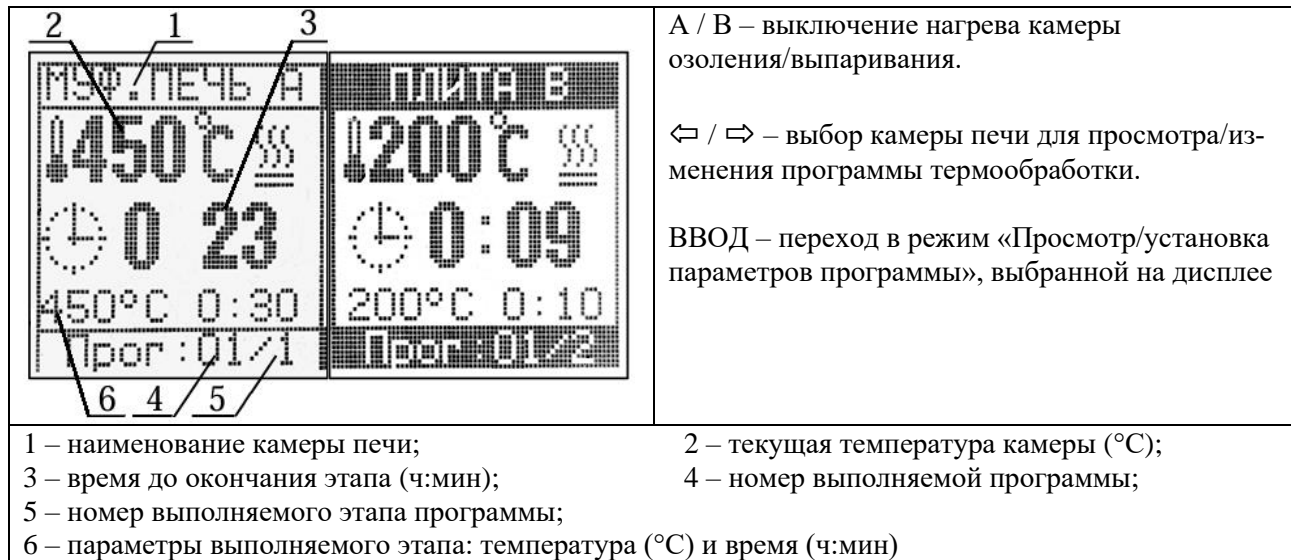


Рис. 4.7. Вид дисплея пульта в режиме «Работа камер печи»

В режим «Работа камер печи» пульт переходит при включении работы печи из режима «Запуск работы камер печи». В этом режиме проводят контроль за выполнением программ, изменение параметров этапов программы без остановки работы печи и принудительную остановку работы программы термообработки.

Текущая температура на экране для камеры озоления контролируется внутри муфеля, для камеры выпаривания – на нагревательной поверхности плиты. Стрелка «Вверх» слева от значения температуры указывает, что идет увеличение температуры (нагрев) камеры, стрелка «Вниз» – снижение температуры (остывание) камеры. Значок нагрева справа от значения температуры мигает при осуществлении нагрева камер. Обратный отсчет времени, оставшийся до окончания выполняемого этапа программы, начнется по достижении температуры, на 3 °C меньше установленной для данного этапа, при этом двоеточие между часами и минутами начнет мигать.

В режиме «Диалог» проводят подтверждение выполнения команды, данной в ходе работы пульта. Если на дисплее высвечивается две команды, то активная команда, которая может быть подтверждена или отменена, выделена темной полосой. Выбор, подтверждение и отмену активной команды проводят соответственно с помощью кнопок ↑ / ↓, ВВОД и ОТМЕНА.

4.3. Порядок выполнения работы

Приборы и оборудование: Выполнение работы проводится с использованием программируемой двухкамерной печи ПДП-Аналитика, подключенного к персональному компьютеру гамма-бета-спектрометра МКС-АТ1315, программного обеспечения SPTR, выданными преподавателем образцами для анализа и весами.

Работа выполняется в следующей последовательности:

1. Подготовка спектрометра к проведению измерений.
2. Определение радионуклидного состава и активности образцов.
3. Концентрирование органической пробы с использованием печи.
4. Определение радионуклидного состава и активности образцов для прошедшей концентрирование пробы.

Подготовка спектрометра к проведению измерений

1. Запустить программу SPTR. На экране появится окно «Подготовка к работе». Если окно не появилось, его необходимо вызвать из главного меню → «Подготовка» → «Подготовка к работе...». В окне будет указание об установке в спектрометр контрольного источника.

2. Открыть крышку блока защиты и установить в него держатель с контрольным источником, выданный преподавателем. Закрыть крышку.

3. Нажать кнопку «Начать». Запустится прогрев спектрометра, инициируется проверка параметров и, при необходимости, корректировка усиления и стабилизация режима работы спектрометрического тракта. В случае появления сообщения «Параметры в норме» спектрометр считается работоспособным и можно приступить к следующему пункту.

4. Нажать кнопку «Продолжить». В окне будет указание об извлечении из спектрометра контрольного источника. Необходимо открыть крышку блока защиты, извлечь из него держатель с контрольным источником в место хранения и закрыть крышку.

5. Нажать кнопку «Начать». Начнется проведение оперативного контроля фона. Дождаться завершения этапа. Сообщение «Фон в норме» по завершении контроля свидетельствует о неизменности фоновых условий и положительных результатах оперативного контроля фона. После данного сообщения можно приступить к измерению проб. При появлении сообщения «ФОН НЕ В НОРМЕ» необходимо обсудить дальнейшие действия с преподавателем.

Определение радионуклидного состава и активности образцов

1. Получить от преподавателя анализируемые пробы. Определить массу каждой пробы путем взвешивания на весах пробы в сосуде и отдельно пустого сосуда соответствующего объема. С учетом объема используемого сосуда определить плотность пробы. Полученные параметры пробы занести в табл. 4.3.

2. Спектрометр обеспечивает автоматический учет плотности пробы в диапазоне от 0,2 до 1,6 г/см³. Удостовериться, что рассчитанные плотности проб входят в данный диапазон.

3. Открыть крышку блока защиты и установить в него одну из анализируемых проб. Верхняя плоскость сосудов заканчивается плоским ободком, который используется для установки сосудов в блок защиты и их извлечения из блока защиты. Закрыть крышку блока защиты.

4. В программе SPTR в режиме «Продукты» выполнить набор спектра установленной пробы со следующими параметрами: время набора 600 с, масса пробы (рассчитанная масса из предыдущего пункта), геометрия (указать в соответствии с используемым для пробы сосудом).

5. В соответствии с вышеописанной инструкцией по использованию программного обеспечения SPTR в разделе «Набор спектра», выполнить спектрометрическую обработку спектра. Отметить флажком функцию «Фон вычтен». В таблице основных параметров, найденных и автоматически обработанных ППП, найти пики, для которых определен радионуклид. Занести в табл. 4.3 рассчитанные программой параметры ППП.

6. Выполнить радиометрическую обработку спектра. Занести в табл. 4.3 рассчитанные программой параметры активности найденных радионуклидов.

7. Выполните пп. 3–6 для двух оставшихся проб.

Концентрирование органической пробы с использованием печи

Для концентрирования органической пробы получить от преподавателя органическую пробу, готовую к концентрированию, и методику ее подготовки для определения содержания удельной (объемной) активности радионуклидов.

1. Взвесить пробу и разместить ее в указанные преподавателем стаканы. Сообщить преподавателю массу пробы.

2. Разместить стаканы в подставку для камеры выпаривания/озоления и поместить подставку в камеру выпаривания/озоления. Выбор подставки и камеры печи зависит от метода концентрирования пробы в методике. В случае использования камеры озоления, необходимо закрыть крышку камеры и, во избежание перегрева пробы, не открывать ее в процессе работы камеры.

3. В соответствии с вышеописанной инструкцией по работе с программируемой двухкамерной печью ПДП-Аналитика, в режиме пульта «Просмотр/установка параметров программы» настроить программу работы соответствующей печи. Установить в программе единственный этап (этап 1) с температурой и временем, указанными в методике.

4. В режиме пульта «Запуск работы камер печи» включить работу соответствующей камеры.

В связи с длительным временем термообработки пробы (от 1 ч и более) и ограниченным временем на выполнение лабораторной работы, подготовленную данную пробу будет использовать для анализа следующая группа студентов при выполнении лабораторной работы.

5. Получить от преподавателя прошедшую концентрирование органическую пробу и значение исходной массы пробы. Используя весы, определить массу полученного концентрата.

Определение радионуклидного состава и активности образцов для прошедшей концентрирование пробы

Выполнить пп. 3–6 определения радионуклидного состава и активности образцов для прошедшей концентрирование пробы и занести в табл. 4.3 рассчитанные программой параметры ППП при спектрометрической обработке спектра и параметры активности при радиометрической обработке спектра. При выполнении п. 3, в окне «Набор» необходимо отметить флажком функцию «Концентрированная проба» и заполнить значение исходной массы, массы концентрата и указать исходный продукт.

Таблица 4.3

Результаты спектрометрической обработки спектра и определения концентрированных проб

Показатель \ Номер пробы	Проба № 1	Проба № 2	Проба № 3	Органическая проба
Масса пробы, г				*
Объем пробы, см ³				
Плотность пробы г/см ³				
Тип сосуда				
Время измерения, сек				
Параметры ППП: – энергия; – скорость счета импульсов и ее абсолютная погрешность				
Удельная активность, Бк/кг ¹³⁷ Cs ⁴⁰ K ⁹⁰ Sr				
Статистическая погрешность, % ¹³⁷ Cs ⁴⁰ K ⁹⁰ Sr				
Абсолютная погрешность, Бк/кг ¹³⁷ Cs ⁴⁰ K ⁹⁰ Sr				

* Для органической пробы записать исходную массу и массу концентрата.

Сделать сравнение полученных в ходе выполнения лабораторной работы удельных (объемных) активностей с установленными референтными уровнями содержания радионуклидов, приведенными в прил. 4, 5, 6.

4.4. Контрольные вопросы

1. Дайте определение термину активность радионуклида? В каких единицах измерения измеряется активность, удельная активность, объемная активность и поверхностная активность?

2. Какие процессы возникают в организме человека под воздействием радионуклидов? К каким последствиям они могут привести?

3. Что такое референтные уровни содержания радионуклидов?

4. Что такое концентрирование пробы и какие методы концентрирования при определении радионуклидов в объектах окружающей среды наиболее распространены на практике?

5. В чем особенность радиометрических и спектрометрических методов определения радионуклидов в объектах окружающей среды? В чем их отличия?

Список использованных источников

1. Ким, Д. Ч. Радиационная экология : учеб. пособие / Д. Ч. Ким, Д. И. Левит, Г. Д. Гаспарян. – 3-е изд., стер. – СПб. : Лань, 2022. – 244 с.

2. Сапожников, Ю. А. Радиоактивность окружающей среды : теория и практика / Ю. А. Сапожников, Р. А. Алиев, С. Н. Калмыков. – М. : БИНОМ. Лаборатория знаний, 2006. – 286 с.: ил.

3. Радиационная медицина и экология : метод. рекомендации / А. Н. Стожаров [и др.]. – 2-е изд., испр. – Минск : БГМУ, 2007. – 100 с.

4. О радиационной безопасности [Электронный ресурс] : Закон Респ. Беларусь от 18 июня 2019 г. № 198-З // Национальный правовой Интернет-портал Республики Беларусь. – Режим доступа: <https://pravo.by/document/?guid=12551&p0=N11900198>. – Дата доступа: 30.04.2025.

5. Об утверждении Санитарных норм и правил «Требования к обеспечению радиационной безопасности персонала и населения при осуществлении деятельности по использованию атомной энергии и источников ионизирующего излучения» и внесении дополнения в постановление Министерства здравоохранения Республики Беларусь от 28 декабря 2012 г. № 213 [Электронный ресурс] : постановление Министерства здравоохранения Респ. Беларусь, 31 дек. 2013 г., № 137 // Национальный правовой Интернет-портал Республики Беларусь. – Режим доступа: <https://pravo.by/document/?guid=12551&p0=W21428341p>. – Дата доступа: 30.04.2025.

6. Республиканские допустимые уровни содержания радионуклидов цезия-137 и стронция-90 в пищевых продуктах и питьевой воде (РДУ-99) [Электронный ресурс] : ГН от 26 апр. 1999 г. № 10-117-99 : текст по сост. на 30 апр. 2025 г. // Электронная информационная система «Энергодokument». – Минск, 2012–2025. – 3 с.

7. Республиканские допустимые уровни содержания цезия-137 в древесине, продукции из древесины и древесных материалов и прочей непищевой продукции лесного хозяйства (РДУ/ЛХ-2001) [Электронный ресурс] : ГН от 11 января 2001 г. № 2.6.1.10-1-01-2001: текст по сост. на 30 апр. 2025 г. // Электронная информационная система «Энергодokument». – Минск, 2012–2025 г. – 2 с.

8. Егоров, Ю. В. Методы концентрирования и разделения радионуклидов : учеб.-метод. пособие / Ю. В. Егоров, Н. Д. Бетенеков, В. Д. Пузако. – Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2016. – 128 с.

9. Радиационный контроль. Стронций-90 и цезий-137. Пищевые продукты. Отбор проб, анализ и гигиеническая оценка, МУК 2.6.1.11-8-3-2003 (МУК 11-8-3-2003) : [сборник]. – Минск : Министерство здравоохранения Республики Беларусь, 2003. – 63 с. – (Сборник нормативных документов по радиационной безопасности, 2003. – Ч. 1. – 63 с.).

10. Методика выполнения измерений объемной и удельной активности ^{90}Sr , ^{137}Cs и ^{40}K на гамма-бета-спектрометре типа МКС-АТ1315, объемной и удельной активности гамма-излучающих радионуклидов ^{137}Cs и ^{40}K на гамма-спектрометре типа ЕЛ 1309 (МКГ-1309) в пищевых продуктах, питьевой воде, почве, сельскохозяйственном сырье и кормах, продукции лесного хозяйства, других объектах окружающей среды : МВИ.МН от 11 нояб. 2011 г. № 1181-2011. – Минск : УП «АТОМТЕХ», 2011. – 32 с.

Массовый $(\mu_{en})_m$ и линейный μ_{en} коэффициент поглощения энергии для различных материалов в зависимости от энергии фотонного излучения

E_γ , МэВ	Бетон, $\rho = 2,3 \text{ г/см}^3$		Железо, $\rho = 7,86 \text{ г/см}^3$		Свинец, $\rho = 11,34 \text{ г/см}^3$	
	$(\mu_{en})_m$, $\text{см}^2/\text{г}$	μ_{en} , см^{-1}	$(\mu_{en})_m$, $\text{см}^2/\text{г}$	μ_{en} , см^{-1}	$(\mu_{en})_m$, $\text{см}^2/\text{г}$	μ_{en} , см^{-1}
0,01	25,1	57,7	138	1080	123	1390
0,015	7,65	17,6	49,2	387	88,4	1000
0,02	3,21	7,38	22,6	178	68,3	774
0,03	0,910	2,09	7,21	56,7	25,1	285
0,04	0,384	0,883	3,14	24,7	12,0	136
0,05	0,198	0,455	1,62	12,7	6,66	75,5
0,06	0,117	0,269	0,952	7,48	4,10	46,5
0,08	0,0591	0,126	0,408	3,21	1,90	21,5
0,1	0,0407	0,0936	0,217	1,70	2,23	25,3
0,145	0,0301	0,0693	0,0850	0,668	1,22	13,8
0,15	0,0298	0,0685	0,0787	0,618	1,14	12,9
0,2	0,0286	0,0658	0,0479	0,376	0,625	7,09
0,279	0,0291	0,0669	0,0361	0,284	0,300	3,40
0,3	0,0293	0,0674	0,0335	0,263	0,259	2,94
0,4	0,0298	0,0685	0,0303	0,238	0,144	1,63
0,412	0,0298	0,0685	0,0301	0,236	0,137	1,55
0,5	0,0299	0,0688	0,0292	0,230	0,0956	1,08
0,6	0,0296	0,0681	0,0284	0,223	0,0715	0,811
0,662	0,0293	0,0674	0,0280	0,220	0,0645	0,731
0,8	0,0287	0,0660	0,0272	0,214	0,0485	0,550
1,0	0,0278	0,0639	0,0260	0,204	0,0378	0,429
1,25	0,0266	0,0612	0,0249	0,196	0,0320	0,363
1,5	0,0254	0,0584	0,0238	0,187	0,0276	0,313
2,0	0,0236	0,0543	0,0221	0,174	0,0244	0,277
2,75	0,0211	0,0485	0,0208	0,163	0,0237	0,269
3,0	0,0208	0,0478	0,0205	0,161	0,0236	0,268
4,0	0,0194	0,0446	0,0199	0,156	0,0248	0,281
5,0	0,0183	0,0421	0,0198	0,156	0,0264	0,299
6,0	0,0177	0,0407	0,0200	0,157	0,0276	0,313
8,0	0,0170	0,0391	0,0207	0,163	0,0299	0,339
10,0	0,0166	0,0382	0,0213	0,167	0,0317	0,359

Линейный коэффициент ослабления γ -излучения μ (см^{-1}) и массовый коэффициент передачи энергии μ_{tr} ($\text{см}^2/\text{г}$) для алюминия, железа и свинца

E_γ , МэВ	Вода		Алюминий		Железо		Свинец	
	μ	μ_{tr}	μ	μ_{tr}	μ	μ_{tr}	μ	μ_{tr}
0,01	4,87	4,72	69,44	25,70	1328	139	1407	124
0,02	0,68	0,50	8,16	3,06	192	22	943	66
0,04	0,23	0,06	1,27	0,33	27	3,2	151	12
0,08	0,17	0,02	0,48	0,05	4,2	0,4	23,5	1,9
0,10	0,16	0,02	0,42	0,04	2,6	0,2	60,4	2,1
0,20	0,13	0,03	0,32	0,03	1,06	0,05	10,6	0,6
0,30	0,12	0,03	0,28	0,03	0,82	0,03	4,2	0,25
0,40	0,10	0,03	0,25	0,03	0,72	0,03	2,44	0,14
0,50	0,10	0,03	0,23	0,03	0,65	0,03	1,70	0,10
0,60	0,09	0,04	0,21	0,03	0,60	0,03	1,33	0,07
0,80	0,08	0,03	0,18	0,03	0,52	0,03	0,95	0,05
1,00	0,07	0,03	0,16	0,03	0,47	0,03	0,77	0,04
1,25	0,06	0,03	0,15	0,02	0,42	0,02	0,67	0,03
1,50	0,06	0,03	0,13	0,02	0,38	0,02	0,56	0,03
2,00	0,05	0,03	0,12	0,02	0,33	0,02	0,51	0,02

Коэффициенты качества для разных видов ионизирующих излучений k , Зв/Гр

Фотоны		Нейтроны		Электроны		β-излучение*		Протоны	
E_0 , МэВ	k	E_0 , МэВ	k	E_0 , МэВ	k	E_0 , МэВ	k	E_0 , МэВ	k
$5 \cdot 10^{-3}$	2,6	тепловые	2,9	$1 \cdot 10^{-1}$	1,1	0,2	1,1	2	13,5
$1 \cdot 10^{-2}$	1,8	$1 \cdot 10^{-7}$	2,4	$\geq 2 \cdot 10^{-1}$	1,0	0,3	1,1	5	11,7
$2 \cdot 10^{-2}$	1,4	$1 \cdot 10^{-6}$	1,9			0,4	1,1	10	9,4
$3 \cdot 10^{-2}$	1,5	$1 \cdot 10^{-5}$	1,7			0,5	1,1	20	7,0
$5 \cdot 10^{-2}$	1,7	$1 \cdot 10^{-4}$	1,7			$\geq 0,7$	1,0	50	4,7
$1 \cdot 10^{-2}$	1,5	$5 \cdot 10^{-3}$	2,8						
$2 \cdot 10^{-1}$	1,2	$2 \cdot 10^{-2}$	4,9						
$5 \cdot 10^{-1}$	1,1	$1 \cdot 10^{-1}$	8,0						
≥ 1	1,0	$5 \cdot 10^{-1}$	12						
		1	12						
		2,5	10						
		5	8,4						
		10	6,7						
		20	5,4						

* Для кожи как критического органа.

Республиканские допустимые уровни содержания радионуклидов цезия-137 и стронция-90 в пищевых продуктах и питьевой воде (РДУ-99)

№	Наименование продукта	Бк/кг, Бк/л
Для цезия-137		
1	Вода питьевая	10
2	Молоко и цельномолочная продукция	100
3	Молоко сгущенное и концентрированное	200
4	Творог и творожные изделия	50
5	Сыры сычужные и плавленые	50
6	Масло коровье	100
7	Мясо и мясные продукты, в том числе:	
7.1	говядина, баранина и продукты из них	500
7.2	свинина, птица и продукты из них	180
8	Картофель	80
9	Хлеб и хлебобулочные изделия	40
10	Мука, крупы, сахар	60
11	Жиры растительные	40
12	Жиры животные и маргарин	100
13	Овощи и корнеплоды	100
14	Фрукты	40
15	Садовые ягоды	70
16	Консервированные продукты из овощей, фруктов и ягод садовых	74
17	Дикорастущие ягоды и консервированные продукты из них	185
18	Грибы свежие	370
19	Грибы сушеные	2500
20	Специализированные продукты детского питания в готовом для употребления виде	37
21	Прочие продукты питания	370
Для стронция-90		
1	Вода питьевая	0,37
2	Молоко и цельномолочная продукция	3,7
3	Хлеб и хлебобулочные изделия	3,7
4	Картофель	3,7
5	Специализированные продукты детского питания в готовом для употребления виде	1,85

Республиканские допустимые уровни содержания цезия-137 в древесине, продукции из древесины и древесных материалов и прочей пищевой продукции лесного хозяйства (РДУ/ЛХ-2001)

№	Наименование продукции	Бк/кг, Бк/л
1	Лесоматериалы круглые:	
1.1	лесоматериалы круглые для строительства стен жилых зданий	740
1.2	лесоматериалы круглые прочие	1480
2	Древесное технологическое сырье	1480
3	Топливо древесное	740
4	Пилопродукция, изделия и детали из древесины и древесных материалов:	
4.1	пиломатериалы, изделия и детали из древесины и древесных материалов для строительства (внутренней обшивки) стен жилых зданий	740
4.2	пилопродукция, изделия и детали из древесины и древесных материалов прочие	1850
5	Прочая пищевая продукция лесного хозяйства	1850

Эффективная удельная активность ($A_{эфф}$) природных радионуклидов в строительных материалах (щебень, гравий, песок, бутовый и пиленный камень, цементное и кирпичное сырье и другие)

№	Применение материалов	Не должна превышать, Бк/кг
1	Для материалов, используемых в строящихся и реконструируемых общественных зданиях и жилых помещениях (I класс)	370
2	Для материалов, используемых в дорожном строительстве в пределах территории населенных пунктов и зон перспективной застройки, а также при возведении производственных сооружений (II класс)	740
3	Для материалов, используемых в дорожном строительстве вне населенных пунктов (III класс)	1500

При $1500 \text{ Бк/кг} < A_{эфф} < 4000 \text{ Бк/кг}$ (IV класс) вопрос об использовании материалов решается в каждом случае отдельно по согласованию с органами госнадзора.

При $A_{эфф} > 4000 \text{ Бк/кг}$ материалы не должны использоваться в строительстве.

Св. план 2025, поз. 10

Учебное издание

**Путилин Владимир Николаевич
Адамович Вадим Евгеньевич**

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

В двух частях

Часть 2

**ЗАЩИТА ОТ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ.
МЕТОДЫ И ТЕХНИЧЕСКИЕ СРЕДСТВА РАДИАЦИОННОГО
КОНТРОЛЯ**

УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКОЕ ПОСОБИЕ

Редактор *Л. И. Артёмова*
Компьютерная правка, оригинал-макет *Е. Г. Бабичева*

Подписано в печать 29.04.2026. Формат 60×84 1/16. Бумага офсетная. Гарнитура «Таймс».
Отпечатано на ризографе. Усл. печ. л. 4,77. Уч.-изд. л. 5,0. Тираж 45 экз. Заказ 132.

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