


Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		



УТВЕРЖДЕНО

решением Ученого совета института
медицины, экологии и физической культуры
18 мая 2022 г., протокол № 9/239

Председатель / В.И. Мидленко /
подпись расшифровка подписи
18 мая 2022 г.

РАБОЧАЯ ПРОГРАММА ДИСЦИПЛИНЫ

Дисциплина	РАДИОХИМИЯ
Факультет	Экологический
Кафедра	Общей и биологической химии
Курс	3

Направление (специальность) **04.03.01 Химия**

Направленность (профиль/специализация) Химия окружающей среды, химическая экспертиза и экологическая безопасность

Форма обучения **Очная**

Дата введения в учебный процесс УлГУ: «1» сентября 2022г.

Программа актуализирована на заседании кафедры: протокол № 1 от 30.08. 2023г.


Программа актуализирована на заседании кафедры: протокол № 1 от 29.08.2024 г.

Программа актуализирована на заседании кафедры: протокол № _____ от _____ 20 _____ г.

Сведения о разработчиках:

ФИО	Кафедра	Должность, Ученая степень, звание
Подольская Зоя Владимировна	Общей и биологической химии	Кандидат химических наук, доцент

СОГЛАСОВАНО
Заведующий выпускающей кафедрой
( / <u>Шроль О.Ю.</u> / Подпись <u>ФИО</u> <u>« 16 »</u> мая 2022 г.

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

1 ЦЕЛЬ И ЗАДАЧИ ИЗУЧЕНИЯ ДИСЦИПЛИНЫ.

Цель дисциплины:

- изучение фундаментальных понятий, представлений и физико-химических моделей, используемых в современной радиохимии.

Задачи:

- разъяснить суть фундаментальных понятий и представлений радиохимии, раскрыть роль радиоактивности в физико-химических процессах, протекающих в земной коре, гидросфере и атмосфере.
- рассмотреть важнейшие химико-технологические и экологические проблемы современной атомной энергетики.


2 МЕСТО ДИСЦИПЛИНЫ В СТРУКТУРЕ ОПОП:

Дисциплина «Радиохимия» относится к циклу Б1. Дисциплины (модули) вариативная часть (дисциплины по выбору Б1.В1.ДВ.02.02). Дисциплина основывается на базовых знаниях отдельных дисциплин (физика, неорганическая химия, математика) и опирается на освоенные при изучении данных дисциплин знания и умения.

Дисциплина является предшествующей для изучения следующих дисциплин: кристаллохимия, строение вещества, химическая технология, безопасность жизнедеятельности.

3 ПЕРЕЧЕНЬ ПЛАНИРУЕМЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ ОБУЧЕНИЯ ПО ДИСЦИПЛИНЕ (МОДУЛЮ), СООТНЕСЕННЫХ С ПЛАНИРУЕМЫМИ РЕЗУЛЬТАТАМИ ОСВОЕНИЯ ОПОП

Код и наименование реализуемой компетенции	Перечень планируемых результатов обучения по дисциплине (модулю), соотнесенных с индикаторами достижения компетенций
ПК-1 способен выполнять стандартные операции предлагаемым методикам по	<p>Знать: Основные понятия и определения радиохимии; Законы радиоактивного распада; Радиоактивные семейства урана, актиноурана и тория; Классификацию методов выделения и разделения; Основные законы, закономерности, механизмы и области применения методов выделения и разделения радионуклидов (сокристаллизация, дробная кристаллизация, адсорбционное соосаждение, хроматография, экстракция, электрохимические методы);</p> <p>Уметь: Выбрать оптимальный метод выделения микрокомпонента; Выбрать необходимые для выделения реагенты, материалы, устройства; Представить все этапы химических процессов и химического анализа в виде уравнений реакций. Подготавливать пробы, содержащие радиоактивные элементы для радиометрического анализа; Использовать закон распада для расчета активности и массы радиоактивных веществ; Проводить расчеты изменения скорости счета при прохождении радиоактивного излучения через вещество;</p>


Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

	<p>Владеть: методиками подготовки проб радиоактивных элементов для проведения радиометрического анализа. навыками радиохимического выделения дочерних продуктов распада естественных радиоактивных элементов. навыками проведения радиометрических измерений. навыками обработки, анализа и осмысления результатов радиохимического выделения элементов и их радиометрического измерения. навыками представления итогов измерений в виде отчетов и публикаций</p>
--	---

4.1. Объем дисциплины в зачетных единицах (всего): 3 ЗЕ

4.2. по видам учебной работы (в часах): 108


Вид учебной работы	Количество часов 108 (форма обучения <u>очная</u>)	
	Всего по плану	в т.ч. по семестрам
		5
1	2	3
Контактная работа обучающихся с преподавателем	84	84
Аудиторные занятия:		
Лекции	42	42
Практические и семинарские занятия	42	42
Лабораторные работы (лабораторный практикум)	-	-
Самостоятельная работа	24	24
Текущий контроль (количество и вид: контрольная работа, коллоквиум, реферат)	Тестирование, устный опрос	Тестирование, устный опрос
Курсовая работа	-	-
Виды промежуточной аттестации (экзамен, зачет)	зачет	зачет
Всего часов по дисциплине	108	108 3 ЗЕ

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

4.3. Содержание дисциплины. Распределение часов по темам и видам учебной работы:

Форма обучения очная

Название разделов и тем	Всего	Виды учебных занятий				Самостоятельная работа	Форма текущего контроля знаний
		Аудиторные занятия		лабораторные работы	в т.ч. занятия в интерактивной форме		
		лекции	Практические занятия, семинары				
1	2	3	4	5	6	7	8
Раздел 1. Радиоактивность							
Тема 1. Развитие представлений о радиоактивности	7	2	4		4	1	устный опрос
Тема 2. Радиоактивный распад	10	4	4		4	2	устный опрос
Тема 3. Закон радиоактивного распада	10	4	4		4	2	устный опрос
Раздел 2. Взаимодействие излучения с веществом							
Тема 4. Взаимодействие различных видов излучения с веществом	10	2	6		2	2	устный опрос
Тема 5. Способы детектирования ионизирующих излучений	10	2	6		1	2	устный опрос
Раздел 3. Радиационная безопасность							
Тема 6. Воздействие излучения на живые организмы	10	2	6			2	устный опрос
Тема 7. Вклад различных факторов в дозу облучения	4	2				2	тестирование
Раздел 4. Радиоактивность окружающей среды							
Тема 8. Классификация радионуклидов по их происхождению	3	2				1	тестирование
Тема 9. Техногенные радионуклиды	5	4				1	тестирование
Раздел 5. Ядерные реакции и производство радионуклидов							
Тема 10. Ядерные реакции	5	4				1	тестирование

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

Тема 11. Получение реакторных радионуклидов	9	2	6			1	устный опрос
Тема 12. Радионуклидные генераторы	3	2				1	тестирование
Раздел 6. Применение радионуклидов							
Тема 13. Понятие о ядерной медицине	3	2				1	тестирование
Тема 14. Основы метода радиоактивных индикаторов	11	4	6			1	устный опрос
Раздел 7. Основы ядерной энергетики							
Тема 15: Ядерный топливный цикл. Устройство атомных реакторов	4	2				2	тестирование
Тема 16. Переработка облученного топлива	4	2				2	тестирование
ИТОГО	108	42	42		15	24	

Используемые интерактивные образовательные технологии

В процессе изучения дисциплины, с целью формирования и развития профессиональных навыков обучающихся, наряду с традиционными видами занятий, проводятся занятия в интерактивных формах: компьютерных симуляций, деловых и ролевых игр-семинаров, разбор конкретных ситуаций, в сочетании с внеаудиторной работой. В рамках учебного курса предусмотрены встречи с представителями российских и зарубежных университетов и научных организаций, мастер-классы экспертов и специалистов.

Лекции проводятся в следующих формах: лекция-визуализация (с использованием различных форм наглядности: компьютерные симуляции, рисунки, фото, схемы и таблицы), лекция-консультация (осуществляемая в формате «вопросы – ответы»), проблемная лекция и лекция с заранее запланированными ошибками.

Практические занятия проводятся в следующих формах: коллективный разбор решения ситуационных задач на основе анализа подобных задач, анализ результатов демонстрационного эксперимента, а также выполнение исследовательских работ частично-поискового характера.

Удельный вес занятий, проводимых в интерактивных формах, определен с учетом поставленной цели рабочей программы, особенностей обучающихся и содержания дисциплины и составляют не менее 20% от всего объема аудиторных занятий.

1. Содержание курса.


Раздел 1. Радиоактивность

Тема 1. Развитие представлений о радиоактивности.

Форма проведения – лекция-визуализация.

Вопросы для рассмотрения:

Открытие радиоактивности. Изотопы. Теория строения атома. Открытие нейтрона. Деление урана.

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

Тема 2. Радиоактивный распад.

Форма проведения – лекция-визуализация.

Вопросы для рассмотрения:

Радиоактивность. Энергия связи ядра. Энергия распада. Законы сохранения и радиоактивный распад. Нейтрино.

Тема 3. Закон радиоактивного распада.

Форма проведения – лекция-дискуссия.

Вопросы для дискуссии:

Единицы радиоактивности. Закон распада. Радиоактивные равновесия. Вековое равновесие, подвижное равновесие, отсутствие равновесия. Статистический характер радиоактивного распада

Раздел 2. Взаимодействие излучения с веществом

Тема 4. Взаимодействие различных видов излучения с веществом.

Форма проведения – лекция-дискуссия.

Вопросы для дискуссии:

Линейная передача энергии. Взаимодействие альфа-частиц с веществом. Кривая Брэгга. Взаимодействие электронов и позитронов с веществом. Тормозное излучение. Черенковское излучение. Взаимодействие гамма-квантов с веществом. Механизмы взаимодействия. Фотоэффект. Комптоновское рассеяние. Образование пар.

Тема 5. Способы детектирования ионизирующих излучений.

Форма проведения – лекция-конференция.

Вопросы для конференции:

Типы детекторов излучений. Ионизационные детекторы. Сцинтилляционный способ регистрации. Полупроводниковые детекторы. Радиография. Принципы спектрометрии. Понятие эффективности регистрации. Регистрируемая активность. Способы определения коэффициента регистрации.

Раздел 3. Радиационная безопасность

Тема 6. Воздействие излучения на живые организмы.

Форма проведения – лекция-конференция.

Вопросы для конференции:

Понятие дозы. Природа воздействия излучения на организм. Взаимосвязь эффект-доза. Принципы, лежащие в основе радиационной защиты.

Тема 7. Вклад различных факторов в дозу облучения.

Форма проведения – лекция-конференция.

Вопросы для конференции:

Проблема радона. Внутреннее облучение. Регионы с аномальной природной активностью. Космическое излучение. Высотные полеты. Медицинское рентгеновское обследование. Строительные материалы.

Раздел 4. Радиоактивность окружающей среды

Тема 8. Классификация радионуклидов по их происхождению

Форма проведения – лекция-конференция.

Вопросы для конференции:


Естественные ряды. Космическое излучение и космогенные радионуклиды. Основные пути образования радионуклидов в результате космического излучения. Миграция радионуклидов в природе. Калий-40. Уран. Радий.

Тема 9. Техногенные радионуклиды

Форма проведения – лекция-конференция.

Вопросы для конференции:

Техногенное происхождение радионуклидов. Ядерные взрывы. Деятельность

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

предприятий ядерно-топливного цикла. Транспортные энергетические установки. Аварии на АЭС: Чернобыль, Фукусима.

Раздел 5. Ядерные реакции и производство радионуклидов

Тема 10. Ядерные реакции

Форма проведения – лекция-конференция.

Вопросы для конференции:

Типы ядерных реакций. Сечение реакции. Механизм ядерной реакции. Составное ядро. Резонансные и нерезонансные процессы. Реакции под действием заряженных частиц. Реакции под действием нейтронов. Пороговые реакции.

Тема 11. Получение реакторных радионуклидов

Форма проведения – лекция-конференция.

Вопросы для конференции:

Удельная активность реакторных радионуклидов. Классификация изотопов – с носителем, без носителя, без добавления носителя. Закономерности накопления радионуклидов в реакторе. Мишень. Изотопно-обогащенные мишени. Способы переработки облученных материалов. Примеры производства реакторных радионуклидов: кобальт-60, иридий-192, иод-131, стронций-89

Тема 12. Радионуклидные генераторы

Форма проведения – лекция-дискуссия.

Вопросы для дискуссии:

Принцип работы радионуклидного генератора. Основные генераторные пары, находящие практическое применение. Конструкция генераторов. Генераторы сорбционного типа (генератор технеция-99m). Генераторы экстракционного типа (генераторы технеция-99m и иттрия-90). Особенности эксплуатации и накопления дочерних радионуклидов.

Раздел 6. Применение радионуклидов

Тема 13. Понятие о ядерной медицине

Форма проведения – лекция-дискуссия.

Вопросы для дискуссии:

Радионуклидная диагностика и терапия. Выбор радионуклидов. Радионуклиды для диагностики. Технеций-99m. Фтор-18. Принцип ОФЭКТ, ПЭТ. Терапевтические радионуклиды. Стронций-89, иттрий-90, иод-131. Средства доставки радионуклида. Радиофармпрепараты. Лучевая терапия.

Тема 14. Основы метода радиоактивных индикаторов

Форма проведения – лекция-дискуссия.

Вопросы для дискуссии:

Основы метода радиоактивных индикаторов. Изотопный обмен. Особенности поведения радионуклидов в удельно разбавленных растворах. Применение метода радиоактивных индикаторов в аналитической химии. Метод изотопного разбавления. Чувствительность метода. Радиометрическое титрование. Нейтронно-активационный анализ. Определение физико-химических параметров с использованием радиоактивных индикаторов.


Раздел 7. Основы ядерной энергетики

Тема 15. Ядерный топливный цикл. Устройство атомных реакторов

Форма проведения – лекция-визуализация.

Вопросы для рассмотрения:

Понятие ядерного топливного цикла. Добыча урана. Обогащение урана. Производство топлива. Устройство атомных реакторов.

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

Тема 16. Переработка облученного топлива

Форма проведения – лекция-визуализация.

Вопросы для рассмотрения:

Схемы переработки отработавшего ядерного топлива. Геологическое захоронение отработанного ядерного топлива и радиоактивных отходов.

6. ТЕМЫ ПРАКТИЧЕСКИХ И СЕМИНАРСКИХ ЗАНЯТИЙ

Темы лабораторных работ

РАБОТА 1. Измерение радиоактивности с помощью счетчиков Гейгера-Мюллера

- 1.1. Принцип работы газовых ионизационных детекторов
- 1.2. Обработка результатов измерения радиоактивности
- 1.3. Установка со счетчиком Гейгера-Мюллера

РАБОТА 2. Определение абсолютной активности методом фиксированного телесного угла

- 2.1. Влияние свойств изотопа и условий измерений на величину регистрируемой активности
- 2.2. Определение абсолютной активности препарата $^{90}\text{Sr}(^{90}\text{Y})$


РАБОТА 3. Идентификация радионуклидов методом гамма-спектрометрии

- 3.1. Гамма-спектрометрия
- 3.2. Определение абсолютных активностей радионуклидов в препаратах диоксида обедненного урана

РАБОТА 4. Дозиметрия ионизирующего излучения

- 4.1. Радиационная безопасность и основные понятия дозиметрии
- 4.2. Измерение мощности дозы гамма-излучения и расчет защиты

РАБОТА 5. Определение загрязненности радиоактивными веществами рабочих поверхностей

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

РАБОТА 1. ИЗМЕРЕНИЕ РАДИОАКТИВНОСТИ С ПОМОЩЬЮ СЧЕТЧИКОВ ГЕЙГЕРА-МЮЛЛЕРА

1.1. Принцип работы газовых ионизационных детекторов

Ядерное излучение в подавляющем большинстве случаев регистрируется с помощью детекторов – устройств, преобразующих энергию ядерного излучения в соответствующие электрические сигналы, которые затем измеряются и записываются радиометрической аппаратурой. Работа детекторов основана на ионизирующем действии излучения или эффектах, обусловленных ионизацией вещества. Ниже кратко рассматривается механизм регистрации ядерного излучения с помощью газовых ионизационных детекторов, среди которых наибольшее применение находят счетчики Гейгера-Мюллера.

Детекторы представляют собой заполненное газом устройства с двумя электродами, на которые подается высокое напряжение (схема включения на рис. 1.1). Под действием электрического поля электроны и ионы, образовавшиеся при прохождении ядерной частицы (фотона) через рабочий объем детектора, направленно перемещаются к электродам. При этом происходит «разряд» источника высокого напряжения через газовую среду и создается

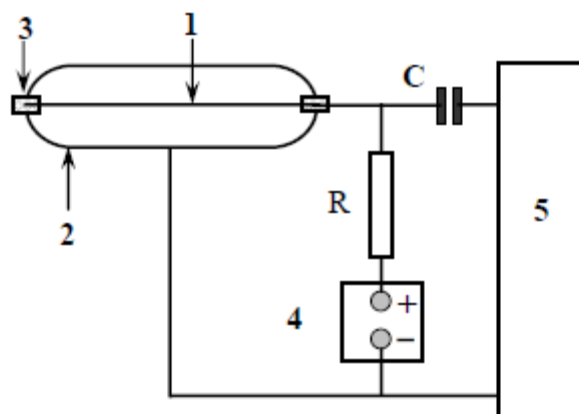



Рис. 1.1. Схема включения газового счетчика:
 1- анод; 2 – катод; 3 – изолятор; 4- источник высокого напряжения; 5- блок регистрации;
 R – нагрузочное сопротивление; C - конденсатор

разность потенциалов (выходной сигнал) на сопротивлении R. Амплитуда выходного сигнала во многом определяется процессом развития разряда, который, в свою очередь, зависит от приложенного напряжения, конструкции детектора и состава газа-наполнителя.

В настоящей работе используются цилиндрические самогасящиеся галогенные счетчики Гейгера-Мюллера типа СТС, рабочий объем которых заполнен смесью аргона (основной компонент) и хлора или паров брома (гасящая добавка). Стенки цилиндра являются катодом, а натянута по

оси счетчика тонкая металлическая нить – анодом. На электроды подается рабочее напряжение 400÷450 В. Поскольку диаметры электродов различаются между собой в сотни раз, напряженность поля вблизи нити на 2-3 порядка выше, чем около стенки цилиндра. Следует отметить, что цилиндрический катод-стенка и расположенный коаксиально анод-нить являются общим элементом конструкции счетчиков Гейгера-Мюллера любого типа.

Счетчики Гейгера-Мюллера характеризуются тем, что в некотором интервале подаваемого на электроды напряжения амплитуда выходного сигнала не зависит от энергии ядерной частицы. Рабочее напряжение, от правильного выбора которого во многом зависит стабильность работы счетчика, должно соответствовать середине это-

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

го интервала. В регистрирующих приборах, которые, как правило, снабжены детекторами определенного типа, требуемое (указанное в паспорте) постоянное напряжение поддерживается автоматически.


Рабочее напряжение обеспечивает появление так называемого «прерываемого коронного разряда». Электроны и ионы, образовавшиеся как при прохождении ядерной частицы (фотона) через рабочий объем детектора, так и на следующих стадиях развития разряда, ускоряются электрическим полем и приобретают энергию, достаточную для ионизации и возбуждения большого числа атомов. В результате в пространстве вблизи анода образуются лавины заряженных частиц. Фотоионизация молекул галогена и материала катода электромагнитным излучением возбужденных атомов аргона способствует мгновенному распространению разряда вдоль всей длины анода. В рабочем объеме детектора образуется до 10^9 пар ионов, причем их число не зависит от первичной ионизации.

Электроны быстро (менее, чем за 10^{-6} с) собираются на аноде, что вызывает импульс напряжения на сопротивлении R и позволяет зарегистрировать частицу. При этом вокруг анода остается «чехол» малоподвижных положительных ионов и напряженность поля уменьшается настолько, что разряд прерывается, а следующая ядерная частица не может вызвать новых лавин. Счетчик будет готов регистрировать новую частицу тогда, когда пространственный положительный заряд переместится к катоду и разность потенциалов между электродами достигнет порогового значения, при котором возможен коронный разряд. Время восстановления «работоспособности» детектора определяется в основном скоростью дрейфа положительных ионов и составляет примерно 10^{-4} с, что соответствует минимальному интервалу времени между двумя последовательными частицами, которые могут быть зарегистрированы раздельно (разрешающее время детектора τ).

Необходимо отметить, что в счетчике, заполненным только аргоном, после восстановления напряжения на электродах коронный разряд развивается уже без участия ядерной частицы. Нейтрализация положительных ионов аргона на катоде и (или) фотоионизация материала стенок приводит к появлению свободных электронов, которые порождают новые ионные лавины и, соответственно, ложный импульс. Через $\sim 10^{-4}$ с цикл повторяется. В результате возбуждается прерывистый коронный разряд и детектор становится нечувствителен к ядерным излучениям. Для устранения ложных разрядов в рабочий объем вводят вещества, молекулы которых имеют существенно более низкий потенциал ионизации, чем атомы аргона. При столкновениях ионы аргона передают заряд и энергию возбуждения молекулам примеси. Дезактивация этих возбужденных молекул происходит, в основном, безизлучательно и сопровождается их диссоциацией. Таким образом, гасящие добавки резко уменьшают вероятность появления ложных импульсов и полностью исключают возможность возникновения «неуправляемого» коронного разряда.

Развитие прерываемого коронного разряда предопределяет большую амплитуду выходного импульса и, соответственно, высокую чувствительность счетчика: частица, создавшая хотя бы одну пару ионов, будет зарегистрирована. Это делает счетчики особенно удобными для регистрации β -частиц, имеющих непрерывный спектр энергий. Вместе с тем независимость амплитуды импульса от энергии ионизирующей частицы не позволяет использовать счетчики Гейгера-Мюллера в спектрометрических исследованиях.

Важными характеристиками счетчиков являются фон и разрешающее время.

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

Фон (скорость счета фона) – число импульсов, зарегистрированных прибором в единицу времени, в отсутствие исследуемых радиоактивных препаратов. Фон детектора обусловлен как внешним излучением (космические лучи, естественная радиоактивность конструкционных материалов, лабораторные источники излучения, радиоактивные загрязнения деталей радиометрической установки и т.п.), так и самопроизвольными разрядами в счетчике (ложные импульсы). Поскольку устранить все причины появления фона нельзя, измеряемая скорость счета препарата всегда содержит фоновую составляющую. Фон оказывает влияние на точность определения скорости счета радиоактивного вещества и тем большее, чем ниже активность препарата (см. уравнение (1.32)). Очевидно, что фон надо свести к минимуму. В частности, чтобы уменьшить влияния внешнего излучения счетчик обычно помещают в защитный “домик” из свинца.

Фон, среднее значение которого указано в техническом паспорте каждого детектора, зависит от типа детектора, его конструкции, а также условий и срока эксплуатации. Например, у счетчиков типа СТС фон не должен быть выше 110 имп/мин. Превышение этого уровня, при условии правильно установленного рабочего напряжения и отсутствия радиоактивных загрязнений в защитном домике, указывает на выход счетчика из строя.

Разрешающее время (τ) детектора или установки в целом – это минимальный интервал времени между двумя последовательными импульсами (частицами), которые регистрируются раздельно. В течение времени τ установка не может фиксировать появление других частиц в рабочем объеме детектора. Потери при регистрации в общем случае определяются той частью установки, у которой разрешающее время максимально. Разрешающее время самогасящихся счетчиков Гейгера-Мюллера составляет приблизительно 10^{-4} с, сцинтилляционных детекторов - 10^{-8} – 10^{-6} с, полупроводниковых – 10^{-8} – 10^{-7} с. Электронные схемы блоков регистрации конструируются в каждом случае, как правило, так, чтобы их разрешающее время было меньше указанных значений τ . Поэтому соответствующие потери определяются детекторами.

Пусть в рабочий объем детектора проникает I_m частиц в секунду, каждая из которых ионизирует рабочее вещество. При этом установка фиксирует I_c импульсов (частиц). Тогда доля незарегистрированных частиц, в первом приближении, составит $\tau \cdot I_c$, а их среднее число будет равняться $I_m \cdot \tau \cdot I_c$. Число незарегистрированных частиц равно:


$$I_m \cdot \tau \cdot I_c = I_m - I_c \quad (1.1)$$

Согласно (1.1), разрешающее время можно рассчитать по уравнению:

$$\tau = \frac{I_m - I_c}{I_m \cdot I_c} \quad (1.2)$$

Разрешающее время можно определить, например, по изменению скорости счета серии препаратов с известной абсолютной активностью (A_i) каждого из них (см. раздел 1.3). Следует отметить, что значение τ , вычисленное согласно (1.2), будет близко к реальному при условии $(I_m - I_c) \leq 0,1 \cdot I_m$. В других случаях это уравнение можно использовать лишь для приблизительной оценки разрешающего времени.

Разрешающее время ограничивает максимальную скорость счета, которую может измерить данный детектор с желаемой точностью: чем больше τ , тем меньше достоверно фиксируемая скорость счета. Если доля нерегистрируемых частиц ($\tau \cdot I_c$) превышает 1÷3%, в результат измерения вводят поправку на разрешающее время (уравнение 1.3). Для счетчиков Гейгера-Мюллера, например, этому условию соответствует

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

$I_c = 50 \div 150$ имп/с. Сцинтилляционные детекторы позволяют регистрировать в сотни раз большую скорость счета.

Величину истинной скорости счета препарата I , которую также называют **регистрируемой активностью**, получают после вычитания скорости счета фона I_ϕ из исправленной на разрешающее время скорости счета I_m , рассчитанной по (1.1).

$$I = I_m - I_\phi = \frac{I_c}{1 - \tau \cdot I_c} - I_\phi \quad (1.3),$$

где I_c – измеренная суммарная скорость счета препарата вместе с фоном

1.2. Обработка результатов измерения радиоактивности

Обработка результатов любых измерений сводится не только к расчетам, но и учету систематических погрешностей, оценке случайных погрешностей и устранению возможных грубых ошибок.


Систематические погрешности имеют одинаковые значения при выполнении измерений одним и тем же методом с помощью одного и того же прибора. Они отклоняют результаты всех измерений в одну сторону, завышая или занижая истинное значение измеряемой величины. Эти погрешности можно выявить до начала измерений, свести к минимуму или, по крайней мере, оценить.

К систематическим относятся, например, погрешности, связанные с ослаблением излучения в воздухе и стенке детектора, его самоослаблением, обратным рассеянием и вероятностью регистрации частиц (фотонов) детектором. Соответствующие поправочные коэффициенты k , S , q и ε определяются, как правило, с помощью эмпирических формул и графиков, которые не всегда строго отвечают условиям конкретного измерения. Для многих нуклидов с разветвленной схемой распада погрешность определения ряда коэффициентов p также весьма значительна. Значения коэффициентов, используемые при расчетах, могут отличаться от истинных на 10-15%. Для уточнения каждой поправки конкретного измерения обычно требуется выполнить дополнительное, достаточно трудоемкое исследование. Поэтому в большинстве случаев довольствуются приблизительными значениями поправочных коэффициентов, допуская, что относительная погрешность их определения составляет ~15%.

Случайные погрешности обусловлены рядом причин, действие которых неодинаково в каждом эксперименте и не может быть учтено заранее. Результаты измерений, проведенных в одинаковых условиях, случайно отклоняются в положительную и отрицательную сторону от истинного значения измеряемой величины. Случайные погрешности определяются, например, классом точности и стабильностью работы приборов, а при радиометрических измерениях – также и вероятностным характером процесса распада ядер. С этим процессом связана минимальная, при данных условиях измерения, погрешность определения числа регистрируемых импульсов.

Генеральная и выборочная совокупность случайных величин. Дисперсия и стандартное отклонение

Каждый экспериментальный результат x_i , в частности, результат измерения числа импульсов представляет собой случайную величину. Абсолютно точное значение измеряемой величины (его называют *генеральным средним* и обозначают μ) может

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

быть получено лишь при бесконечно большом числе экспериментов. Пусть $P(x_i)$ – вероятность появления значения x_i случайной величины x , тогда

$$\mu(x) = \mu = \sum_{i=-\infty}^{\infty} x_i P(x_i) \quad (1.4)$$

Гипотетическую совокупность всех мыслимых результатов (от $-\infty$ до $+\infty$) называют *генеральной совокупностью*. Параметрами генеральной совокупности являются генеральное среднее μ и *генеральная дисперсия* σ^2 , которая служит мерой рассеяния случайной величины x относительно своего генерального среднего:

$$\sigma^2 = \sum_{i=-\infty}^{\infty} (x_i - \mu)^2 P(x_i) \quad (1.5)$$

Положительное значение корня квадратного из генеральной дисперсии называется *абсолютным стандартным отклонением* или *абсолютным средним квадратическим отклонением* и также характеризует рассеяние случайной величины относительно μ :

$$\sigma = \sqrt{\sigma^2} \quad (1.6)$$

Считается, что результаты измерений подчиняются нормальному закону распределения (распределению Гаусса). Вероятность того, что случайная величина окажется в пределах бесконечно малого интервала между x и $(x+dx)$, определяется как $\phi(x) dx$, где функция $\phi(x)$ – плотность вероятности нормального распределения

$$\phi(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right], \quad -\infty < x < \infty \quad (1.7)$$

Кривую нормального распределения характеризуют генеральные параметры μ и σ^2 .

На практике проводится ограниченное число экспериментов (измерений). Совокупность n реальных результатов, полученных при данных условиях эксперимента, рассматривают как случайную *выборку* из гипотетической генеральной совокупности, т.е. как *выборочную совокупность*. Измерения, результаты которых составляют выборочную совокупность, обычно называют *параллельными*. Для выборки из n результатов рассчитывают *выборочное среднее* (среднее арифметическое)

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (1.8)$$

Рассеяние результатов измерения x_i относительно среднего характеризуют *выборочная дисперсия* s^2 и(или) *выборочное среднее квадратическое отклонение* s

$$s^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (\bar{x} - x_i)^2 \quad \text{и} \quad s = \sqrt{s^2} \quad (1.9)$$


Величину s называют также *выборочным стандартным отклонением*.

Для серии из n измерений скорости счета I стандартное отклонение, согласно (1.9), равно:

$$s_I = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (I_i - \bar{I})^2} \quad (1.10)$$

Знаменатель в (1.9) и (1.10) представляет собой число степеней свободы f , т.е. число независимых измерений минус число связей между ними (минус число определяемых параметров). В этих уравнениях $f = (n-1)$, так как на n независимых результатов при расчете выборочного среднего накладывается только одна связь вида (1.8).

Следует отметить, что дисперсия и квадратическое (стандартное) отклонение характеризуют воспроизводимость результатов измерений.

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

Статистический характер радиоактивного распада. Распределение Пуассона

Радиоактивный распад ядра – процесс, которому присущ вероятностный характер. Пусть время наблюдения t над достаточно большим числом ядер существенно меньше периода их полураспада. Тогда число распавшихся в единицу времени ядер n , при условии стабильной работы приборов, число зарегистрированных импульсов N будут подчиняться распределению Пуассона. Вероятность $P(N)$ того, что за данный промежуток времени будет зарегистрировано N импульсов, если их среднее число равно \bar{N} , определяется выражением:

$$P(N) = \frac{\bar{N}^N}{N!} \exp(-\bar{N}) \quad (1.11)$$

Практически уже при $\bar{N} \geq 10$ распределение Пуассона аппроксимируется нормальным распределением^(*), оба параметра которого равны \bar{N} .

Таким образом, дисперсия пуассоновского распределения числа импульсов равна

$$\sigma_{n(N)}^2 = \bar{N} \quad (1.12)$$

Соответствующее абсолютное среднее квадратическое отклонение $\sigma_{n(N)}$ называют также *абсолютной квадратической флуктуацией*, чтобы подчеркнуть, что это отклонение обусловлено статистикой (флуктуацией) радиоактивного распада.

Распределение Пуассона позволяет определить абсолютную квадратическую флуктуацию отдельного измерения числа импульсов N_i , зарегистрированных за время t , или скорости счета I_i :

$$\sigma_{n(N)} = \sqrt{\bar{N}} \cong \sqrt{N_i} \quad \text{и} \quad \sigma_{n(t)} = \frac{\sqrt{\bar{N}}}{t} = \sqrt{\frac{\bar{I}}{t}} \cong \sqrt{\frac{I_i}{t}} \quad (1.13)$$

Доверительный интервал и доверительная погрешность среднего


При обработке результатов эксперимента исследователю важно ответить на вопрос, насколько близки полученные данные к истинному значению измеряемой величины. Среднее арифметическое \bar{x} и выборочная дисперсия s^2 являются лишь *точечными оценками* генеральных параметров

$$\mu \cong \bar{x} \quad \text{и} \quad \sigma^2 \cong s^2 \quad (1.14)$$

В пределе, при $n \rightarrow \infty$, среднее \bar{x} стремится к генеральному среднему, а выборочная дисперсия - к дисперсии генеральной совокупности σ^2 .

Однако приближенные равенства (1.14) не дают представления о надежности и точности оценки. Например, для скорости счета I , в отсутствие иных источников рассеяния, кроме статистического характера распада можно записать: $s_I \cong \sigma_{n(t)}$ (1.15).

При этом значение s_I в некоторых экспериментах может *случайно* оказаться меньше $\sigma_{n(t)}$, хотя именно величина $\sigma_{n(t)}$ характеризует минимально возможное, при заданных условиях измерения, среднее квадратическое отклонение скорости счета. Поэтому при обработке результатов рассчитываются границы *доверительного интервала*, внутри которого с заранее заданной *доверительной вероятностью* γ может находиться истинное значение параметра. Одновременно устанавливается *уровень значимости*

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

p – вероятность появления отклонений, лежащих вне доверительных границ: $p=1-\gamma$. Ширина этого интервала определяет точность результата измерений, а доверительная вероятность характеризует надежность оценки. Доверительные интервалы обычно вычисляют для 95%-ной вероятности ($\gamma=0,95$; $p=0,05$).

Доверительный интервал нужен как для корректного представления экспериментальных данных, так и для построения графиков, особенно при отсутствии теоретического описания данных. Экспериментальную кривую можно проводить в любых местах доверительных интервалов.

При построении доверительных интервалов для небольшой выборки используют распределение Стьюдента или t -распределение, которое имеет нормированная случайная величина

$$t = \frac{\bar{x} - \mu}{s_x} = \frac{\bar{x} - \mu}{s / \sqrt{n}} \quad (1.16)$$

В формуле (1.16) s_x – выборочное квадратическое отклонение среднего, которое в \sqrt{n} раз меньше квадратического отклонения отдельного измерения s :

$$s_x = \sqrt{s_x^2} = \frac{s}{\sqrt{n}} = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (\bar{x} - x_i)^2} \quad (1.17),$$

где s_x^2 – выборочная дисперсия среднего арифметического.

Значения t для задаваемой вероятности γ и числа степеней свободы f , связанного с выборочной дисперсией среднего арифметического s_x^2 , приведены в табл. П.2. Используя значения $t_{\gamma,f}$, можно определить доверительный интервал для генерального среднего μ при вероятности γ :

$$\bar{x} - t_{\gamma,f} \frac{s}{\sqrt{n}} < \mu < \bar{x} + t_{\gamma,f} \frac{s}{\sqrt{n}} \quad (1.18),$$

где s – выборочное квадратическое отклонение измеряемой величины, рассчитанное для совокупности из n результатов; $(n-1)=f$.

Соотношение (1.18) используют для интервальной оценки μ в тех случаях, когда значение генеральной дисперсии σ^2 не известно. Доверительной погрешностью или погрешностью среднего при доверительной вероятности γ называется величина:


$$\Delta_{\gamma,f} = \pm t_{\gamma,f} \cdot \frac{s}{\sqrt{n}} \quad (1.19)$$

Среднее \bar{x} из n случайных величин само по себе является случайной величиной и распределение \bar{x} , в общем случае, может подчиняться различным законам. Показано, что значения \bar{x} для нескольких выборочных совокупностей, которые содержат n результатов, являющихся составными частями одной нормальной совокупности с параметрами μ и σ^2 , также подчиняется нормальному распределению с тем же значением генерального среднего μ и генеральной дисперсией σ_x^2 , равной

$$\sigma_x^2 = \sigma^2 / n \quad (1.20)$$

Введем вместо случайной величины \bar{x} нормированную случайную величину z , которая распределена по нормальному закону с параметрами $\mu=0$ и $\sigma_z^2=1$:

$$z = \frac{\bar{x} - \mu}{\sigma_x} = \frac{\bar{x} - \mu}{\sigma / \sqrt{n}} \quad (1.21)$$

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

В этом случае вероятность γ того, что случайная величина z попадет в интервал с доверительными границами $(-u_\gamma, +u_\gamma)$ определяется выражением

$$P(-u_\gamma < \frac{\bar{x} - \mu}{\sigma / \sqrt{n}} < +u_\gamma) = \gamma \quad (1.22)$$

Значения u_γ для вероятности γ приведены в табл. 1.2.1. Отметим, что t -распределение при $n \rightarrow \infty$ превращается в нормальное, а значения t_∞ в табл. П.2 равны значениям u_γ .

Таблица 1.2.1

$u_\gamma = t_\infty$	1	1,281	1,5	1,645	1,960	2	2,576	3	3,291
γ	0,683	0,8	0,866	0,9	0,95	0,955	0,99	0,997	0,999

Соотношение (1.22) позволяет определить границы доверительного интервала для генерального среднего при вероятности γ , если известно значение генеральной дисперсии σ^2 :

$$\bar{x} - u_\gamma \frac{\sigma}{\sqrt{n}} < \mu < \bar{x} + u_\gamma \frac{\sigma}{\sqrt{n}} \quad (1.23)$$

Доверительная погрешность в данном случае определяется как:

$$\Delta_{\gamma, \mu} = \pm u_\gamma \frac{\sigma}{\sqrt{n}} \quad (1.24)$$

Таким образом, результат измерений среднего следует записывать, указывая при этом вероятность γ , в виде:

$$\bar{x} \pm \Delta_{\gamma, \mu} \quad \text{или} \quad \bar{x} \pm \Delta_{\gamma, \mu} \quad (1.25)$$

Относительная доверительная погрешность (δ_γ) среднего арифметического равна:

$$\delta_\gamma = \frac{\Delta_\gamma}{\bar{x}} \quad (1.26)$$

Статистический критерий пуассоновского характера распределения числа зарегистрированных импульсов

Рассеяние результатов измерения радиоактивности, в общем случае, может быть обусловлено не только статистическим характером распада и колебаний фона, но и другими случайными факторами (аппаратурные помехи, погрешности процедуры измерений и т.п.). Поэтому по завершению серии опытов проверяют соответствие распределения результатов измерения числа импульсов (скорости счета) закону Пуассона. Для оценки степени близости наблюдаемого распределения к пуассоновскому (теоретическому) распределению рассчитывают χ^2 -критерий:

$$\chi_p^2 = (n-1) \frac{s_N^2}{\sigma_{n(N)}^2} = \frac{\sum_{i=1}^n (N_i - \bar{N})^2}{\bar{N}} \quad \text{или} \quad \chi_p^2 = (n-1) \frac{s_I^2}{\sigma_{n(I)}^2} = \frac{\sum_{i=1}^n (I_i - \bar{I})^2}{\bar{I}/t} \quad (1.27)$$

Выборочная дисперсия s^2 учитывает все источники случайных погрешностей при регистрации импульсов, а дисперсия σ^2 – только статистику радиоактивного распада.

Различие между наблюдаемым и теоретическим распределениями считается несущественным, если экспериментальная величина $\chi_{\text{эксп}}^2$ не превышает табличного значения $\chi_{0,05}^2$ для заданного уровня значимости ($p=0,05$) и данного числа степеней свободы f (табл. П.3). В этом случае для оценки генерального среднего используют доверительный интервал вида (1.23). Например, доверительную погрешность среднего

(\bar{N}) из n измерений числа импульсов (N_i), обусловленную статистическим характером распада и(или) колебаний фона, рассчитывают на основании (1.24):

$$\Delta_{\gamma(N)} = \pm u_{\gamma} \frac{\sigma_{n(N)}}{\sqrt{n}} = \pm u_{\gamma} \frac{\sqrt{\bar{N}}}{\sqrt{n}} \quad (1.28)$$

В этом случае, т.е. в отсутствие аппаратных помех, доверительную погрешность отдельного измерения N_i можно определить как:

$$\Delta_{\gamma(N_i)} \cong \Delta_{\gamma(N)} = \pm u_{\gamma} \sigma_{n(N)} \cong \pm 1,96 \sqrt{N_i} \quad (1.29),$$

где для доверительной вероятности $\gamma=0,95$ постоянная $u_{\gamma}=1,96$ (табл. 1.2.1).

Если $\chi^2_{\text{эксп.}} > \chi^2_{0,05}$, то расхождение между указанными распределениями признается значимым. В этом случае генеральное среднее оценивают на основании величины s , вычисленной по (1.10), и доверительную погрешность среднего (\bar{I} или \bar{N}) находят в соответствии с (1.19).

С помощью χ^2 -критерия можно также проверить стабильность (надежность) работы регистрирующего прибора (см. раздел 1.3).

Погрешность косвенного измерения. Закон накопления погрешностей

В экспериментальной практике подлежащая определению величина Y во многих случаях не измеряется непосредственно, а рассчитывается по результатам прямого измерения нескольких параметров, от которых она зависит. Погрешность такого косвенного «измерения» можно вычислить с помощью закона накопления погрешностей. Если определяемая величина $Y=\phi(x_1, x_2, x_3, \dots, x_k)$ представляет собой функцию « k » переменных и известны выборочные дисперсии результатов непосредственных измерений $s_{x_1}^2, s_{x_2}^2, s_{x_3}^2, \dots, s_{x_k}^2$, то дисперсия Y равна:

$$s_Y^2 = \left(\frac{\partial Y}{\partial x_1}\right)^2 s_{x_1}^2 + \left(\frac{\partial Y}{\partial x_2}\right)^2 s_{x_2}^2 + \left(\frac{\partial Y}{\partial x_3}\right)^2 s_{x_3}^2 + \dots + \left(\frac{\partial Y}{\partial x_k}\right)^2 s_{x_k}^2 \quad (1.30)$$


В это соотношение вместо выборочных дисперсий можно подставить генеральные дисперсии $\sigma_{x_i}^2$ или квадраты доверительных погрешностей $\Delta_{\gamma(x_i)}^2$ (см. (1.19, 1.24)). Применение (1.30) для двух важных частных случаев дает следующие результаты:

Функция	Доверительная погрешность
$Y = \frac{x_1 \cdot x_2}{x_3}$	$\delta_Y^2 = \delta_{x_1}^2 + \delta_{x_2}^2 + \delta_{x_3}^2$
$Y = x_1 + x_2 - x_3$	$\Delta_Y^2 = \Delta_{x_1}^2 + \Delta_{x_2}^2 + \Delta_{x_3}^2$

Примером косвенных «измерений» является определение скорости счета препарата ($I_{np}=I_c-I_{\phi}$), которая рассчитывается по результатам измерений двух величин: суммарной скорости счета препарата вместе с фоном (I_c) и скорости счета фона (I_{ϕ}). В соответствии с (1.30) доверительная погрешность определения I_{np} равна:

$$\Delta_{\gamma(I_c-I_{\phi})} = \pm \sqrt{\Delta_{\gamma(I_c)}^2 + \Delta_{\gamma(I_{\phi})}^2} \quad (1.31)$$

Погрешности отдельного (единственного) измерения I_c и I_{ϕ} можно вычислить, предполагая отсутствие иных источников рассеяния результатов, кроме статистического характера распада и колебания фона, по уравнениям (1.29) и (1.13). В этом случае относительная погрешность скорости счета I_{np} для доверительной вероятности γ определяется уравнением вида:

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

$$\delta_{\gamma(I_{np})} = \delta_{\gamma(I_c - I_{\phi})} = \frac{\Delta_{\gamma(I_c - I_{\phi})}}{I_c - I_{\phi}} = u_{\gamma} \cdot \frac{1}{I_c - I_{\phi}} \cdot \sqrt{\frac{I_c}{t_c} + \frac{I_{\phi}}{t_{\phi}}} \quad (1.32)$$

Если проводится n_c параллельных измерений одного препарата и n_{ϕ} измерений фона, то доверительные погрешности для средних значений \bar{I}_c и \bar{I}_{ϕ} рассчитывают, в зависимости от значения χ^2 – критерия, согласно (1.19) или (1.24). В этом случае

$$\Delta_{\gamma(I_c - I_{\phi})} = \pm \sqrt{t_{\gamma, I_c}^2 \frac{S_{I_c}^2}{n_c} + t_{\gamma, I_{\phi}}^2 \frac{S_{I_{\phi}}^2}{n_{\phi}}} \quad \text{или} \quad \Delta_{\gamma(I_c - I_{\phi})} = \pm u_{\gamma} \cdot \sqrt{\frac{\bar{I}_c}{n_c t_c} + \frac{\bar{I}_{\phi}}{n_{\phi} t_{\phi}}} \quad (1.33)$$

Регистрация радиоактивности имеет свои особенности. Одной из них является *выбор оптимального соотношения между временем измерения скорости счета препарата с фоном t_c и временем измерения фона t_{ϕ}* , которое, при фиксированной общей продолжительности измерения t , обеспечивает минимальное значение погрешности определения I_{np} .

Комбинируя (1.30) и (1.13), можно получить выражение для абсолютной квадратической флуктуации скорости счета препарата за вычетом фона:

$$\sigma_{n(I_c - I_{\phi})} = \sqrt{\sigma_{n(I_c)}^2 + \sigma_{n(I_{\phi})}^2} = \sqrt{\frac{I_c}{t_c} + \frac{I_{\phi}}{t_{\phi}}} \quad (1.34)$$

После дифференцирования уравнения (1.34), используя условия минимума погрешности $d\sigma_{n(t)}=0$ и постоянства t ($t = t_c + t_{\phi} = \text{const}$), можно найти искомое соотношение:

$$\frac{t_c}{t_{\phi}} = \sqrt{\frac{I_c}{I_{\phi}}} \quad (1.35)$$

Соотношения (1.35) и (1.32), позволяют рассчитать время отдельного измерения препарата с фоном ($t_{c, \min}$) и фона ($t_{\phi, \min}$), необходимое для того, чтобы погрешность скорости счета препарата I_{np} не превышала заданной величины $\delta_{\gamma(I_{np})}$.

$$t_{c, \min} = u_{\gamma}^2 \frac{I_c + \sqrt{I_c I_{\phi}}}{\delta_{\gamma(I_{np})}^2 \cdot (I_c - I_{\phi})^2} \quad \text{и} \quad t_{\phi, \min} = u_{\gamma}^2 \frac{I_{\phi} + \sqrt{I_c I_{\phi}}}{\delta_{\gamma(I_{np})}^2 \cdot (I_c - I_{\phi})^2} \quad (1.36)$$

Если предполагается провести n параллельных измерений одного препарата или фона, то время каждого из этих измерений, соответствующее заданному значению $\delta_{\gamma(I_{np})}$, должно быть в n раз меньше, чем рассчитанное по (1.36).

Фон счетчиков Гейгера-Мюллера равен нескольким десяткам имп/мин и обычно во много раз меньше скорости счета препарата с фоном. Поэтому в большинстве случаев, согласно (1.32), погрешность $\delta_{\gamma(I_{np})}$ будет меньше 10% даже при одном измерении I_c и I_{ϕ} продолжительностью по 1÷2 мин. Оптимизация измерений необходима, если основной целью эксперимента является прямое определение I_{np} , а скорость счета I_c сопоставима со скоростью счета фона. Заметного снижения погрешности прямых радиометрических измерений следует добиваться также в тех случаях, когда эти погрешности вносят существенный вклад в погрешность результата косвенного определения величины Y (см. (1.30)). Напротив, если предварительный расчет показал, что погрешность непосредственного измерения I окажется заведомо меньше известной (или задаваемой) погрешности одного из параметров Y , можно ограничиться проведением нескольких измерений скорости счета препарата продолжительностью по 1 мин (см. работу 2).

1.3. Установка со счетчиком Гейгера-Мюллера

Цель работы

Приобрести навыки измерения скорости счета препаратов с помощью радиометрической установки;

проверить стабильность работы регистрирующей аппаратуры;

определить разрешающее время установки.

Оборудование и препараты

Радиометрическая установка со счетчиком Гейгера-Мюллера типа СТС.

Набор препаратов ^{90}Sr (^{90}Y) с известной абсолютной активностью и регистрируемой скоростью счета от 5 до 500 имп/с.

Выполнение работы

1. Измерение фона

Определение скорости счета фона проводят в тех же условиях, что и измерения радиоактивности препарата, т.е. при закрытой крышке защитного домика. Проводят 3 измерения продолжительностью $t = 50$ с (или 1 мин), в табл. 1.3.1 вписывают число фоновых импульсов (N_{ϕ}) и скорость счета ($I_{\phi} = N_{\phi}/t$). Полагая, что рассеяние числа отсчетов связано только со статистическим характером колебания фона, вычисляют доверительные интервалы для значений $I_{\phi,i}$, соответствующие 95%-ной доверительной вероятности ($\Delta_{0,95} = \pm 1,96\sigma_{\pi} \cong 2(I_{\phi,i}/t)^{1/2}$).

Среднее арифметическое значение скорости счета фона \bar{I}_{ϕ} сравнивают с паспортными данными. Если значение \bar{I}_{ϕ} выше 110 имп/мин, а рабочее напряжение установлено правильно и внутренние поверхности домика не содержат радиоактивных загрязнений, счетчик следует заменить.

Таблица 1.3.1

№	N_{ϕ} , имп	I_{ϕ} , имп/мин	$\Delta_{0,95}$	\bar{I}_{ϕ} , имп/мин
1				
2				
3				

2. Проверка стабильности работы аппаратуры

Статистический характер радиоактивного распада дает возможность проверить стабильность (надежность) работы регистрирующего прибора. С этой целью в строго одинаковых условиях проводят 10 последовательных измерений N_i продолжительностью $t = 50$ с (или 1 мин) для препарата со скоростью(*) счета 1000÷3000 имп/мин. Используя уравнения (1.19), (1.12) и (1.27), вычисляют выборочную дисперсию, дисперсию распределения Пуассона и значение χ^2 - критерия.

Таблица 1.3.2

№	Результаты измерений (N_i , имп)	Результаты расчетов
1		$\bar{N}; \sigma_{n(N)}^2; s_N^2; \chi_{\text{крит}}^2$
2		
...		
10		

* В этом случае $I_c \gg I_{\phi}$, а поправка на разрешающее время пренебрежимо мала.

Рассчитанное значение $\chi^2_{\text{эксп}}$ сравнивают со значением $\chi^2_{0,05}$ для уровня значимости $p = 0,05$ и числа степеней свободы $f=9$ ($\chi^2_{0,05}=16,9$; табл. П.3). Считают, что аппаратурные помехи, которые должны нарушить пуассоновский характер распределения числа регистрируемых импульсов, отсутствуют, если значение $\chi^2_{\text{эксп}} \leq 16,9$. В противном случае расхождение между наблюдаемым распределением и распределением Пуассона признается значимым, что свидетельствует о наличии случайных погрешностей, связанных с нестабильностью работы прибора.

3. Определение разрешающего времени


Для определения разрешающего времени измеряют скорость счета $I_{c,i}$ шести стандартных препаратов с известной абсолютной активностью A_i . Чтобы уменьшить погрешность, связанную с неточной фиксацией препаратов в кассете, проводят по 4 измерения, каждый раз поворачивая препарат вокруг оси на случайный угол. Усредняют полученные результаты.

Таблица 1.3.3

№	А, Бк	N, имп	I, имп/с	$\bar{I}_{c,i}$, имп/с	$\bar{I}_{c,i} \pm \Delta_{\gamma,i}$
1					
.....					
6					

Доверительный интервал среднего каждой серии измерений ($\bar{I}_{c,i}$) рассчитывают по формуле (1.19). Значение $t_{\gamma,f}$ для вероятности $\gamma=0,95$ и числа степеней свободы $f=3$ приведены в табл. П.2.

Строят график зависимости скорости счета $I_{c,i}$ препаратов от их абсолютной активности A_i , используя вычисленные доверительные интервалы. При малых значениях I_c , когда произведение $\tau \cdot I_c$ ничтожно мало, скорость счета пропорциональна A . В дальнейшем наблюдается отклонение от линейности. На экстраполированной части прямой линии над точкой I_c находят соответствующее ей значение I_m и по формуле (1.2) рассчитывают значение τ . Определяют максимально возможную скорость счета, которая не требует введения поправки на τ ($\tau \cdot I_{c,max} \leq 0,02$).

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

РАБОТА 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ АБСОЛЮТНОЙ АКТИВНОСТИ МЕТОДОМ ФИКСИРОВАННОГО ТЕЛЕСНОГО УГЛА

2.1. Влияние свойств радионуклида и условий измерений на величину регистрируемой активности

Одной из задач, решаемых с использованием детекторов, является измерение числа частиц определенного типа, испускаемых радиоактивным препаратом, и/или его абсолютной активности, т.е. числа ядер, распадающихся в препарате в единицу времени. Однако измерительные приборы фиксируют, как правило, только часть излучения, сопровождающего ядерные превращения. Доля частиц (фотонов), не зарегистрированных приборами, зависит от расположения препарата относительно детектора, поглощения излучения стенками детектора, вероятности взаимодействия излучения с рабочим веществом и других факторов. Кроме того, некоторые частицы, проникшие в чувствительный объем детектора, могут быть не зарегистрированы из-за наличия разрешающего времени. Вместе с тем любой детектор помимо импульсов от частиц, испускаемых исследуемым препаратом, фиксирует и посторонние импульсы – фон. Поэтому переход от числа импульсов I_c , регистрируемых прибором в единицу времени, к абсолютной активности A требует учета ряда поправок. Прежде всего, в измеренную скорость счета I_c вводят поправки на разрешающее время τ (если необходимо) и фон (см. уравнение (1.3)).

Регистрируемая активность I связана с абсолютной активностью A измеряемого образца, содержащего нуклид с простой схемой распада, соотношением

$$I = \varphi A = [\eta (p \varepsilon k S q)] A \quad (2.1),$$


где φ - коэффициент регистрации; η , p , ε , k , S и q – рассматриваемые ниже поправочные коэффициенты; I и A выражены соответственно числом импульсов и актов распада, отнесенных к одной и той же единице времени.

Если измеряют активность изотопа со сложной схемой распада или равновесной смеси изотопов, то произведение $(p \varepsilon k S q)$ вычисляют для каждой i -той компоненты излучения и результаты суммируют. В этом случае (2.1) приобретает вид:

$$I = A \eta \sum_i p_i \varepsilon_i k_i S_i q_i \quad (2.2)$$

Эффективностью детектора (ε) к данному виду излучения называется вероятность того, что частица (квант), передав часть своей энергии атомам рабочего вещества детектора, вызовет в нем процессы, позволяющие зарегистрировать эту частицу или квант. Коэффициент эффективности ε - отношение числа частиц (квантов) I_ε , вызвавших такие процессы, к общему числу частиц (квантов) I_d , проникших в рабочий объем детектора за время регистрации ($\varepsilon = I_\varepsilon / I_d$). Следует отметить, что в общем случае из-за наличия разрешающего времени число зарегистрированных импульсов $I_c \leq I_\varepsilon$.

Эффективность детектора ε определяется вероятностью взаимодействия частиц (фотонов) с атомами рабочего вещества, которая зависит не только от вида и энергии ядерного излучения, но и от количества вещества в рабочем объеме детектора. Для α -излучения, обладающего очень высокой ионизирующей способностью, $\varepsilon=1$. Эффективность счетчиков Гейгера-Мюллера к β -излучению близка к 100%, так как практически каждая β -частица создает хотя бы одну пару ионов даже в небольшом газовом объеме детектора.

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

Эффективность этих счетчиков к γ -излучению зависит от его энергии, материала и толщины катода, так как вероятность взаимодействия фотонов с атомами газа ничтожно мала. Коронный разряд в счетчике инициируют вторичные электроны, которые «выбиваются» фотонами из поверхностных слоев материала катода. Однако даже при оптимальной толщине катода эффективность не превышает 2%, а для γ -квантов с энергий $E_\gamma \leq 1$ МэВ коэффициент ε равен $0,2 \pm 0,6\%$.

Для регистрации γ -излучения используют, как правило, сцинтилляционные или полупроводниковые детекторы. Эффективность этих детекторов, в зависимости от энергии фотонов, состава и размеров сцинтиллятора (или полупроводникового кристалла) составляет от 20% до 100%. Эффективность регистрации заряженных частиц такими детекторами обычно близка к 100%.

Коэффициент ослабления k учитывает потери излучения на пути от источника до рабочего вещества детектора. Он равен отношению числа частиц I_d , проникших в чувствительный объем детектора через слой воздуха толщиной d_1 и стенку (окно)

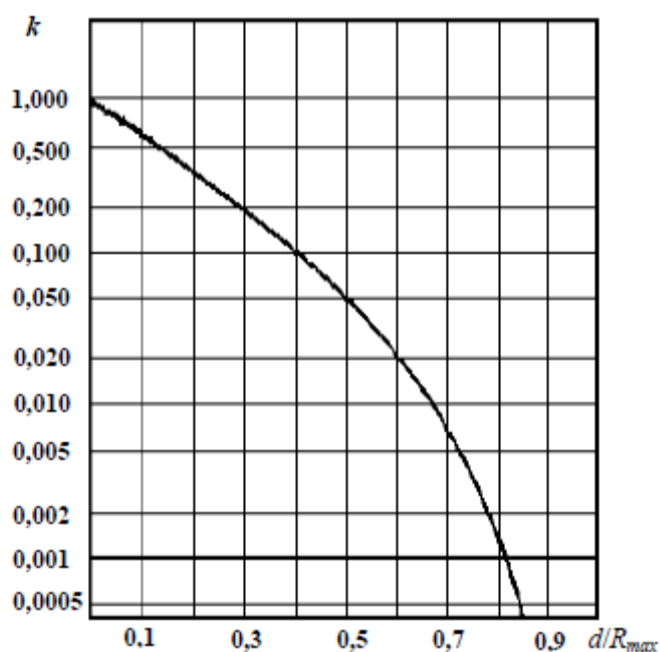


Рис. 2.1. Зависимость коэффициента ослабления k для β -частиц от отношения d/R_{max} .


счетчика толщиной d_2 , к числу частиц I_{qs} , испускаемых в направлении детектора с поверхности препарата ($k = I_d / I_{qs}$).

Проникающая способность β -излучения характеризуется максимальным пробегом R_{max} – минимальной толщиной поглотителя, который задерживает все β -частицы с начальной энергией $E_{\beta, max}$ (табл. П.4). Следовательно, регистрация β -частиц счетчиками Гейгера-Мюллера возможна при условии $d_2 < R_{max}$. В частности, для измерения низкоэнергетического излучения ($E_{\beta, max} < 0,2$ МэВ) обычно используют детекторы с окном толщиной $3 \div 5$ мг/см².

Ослабление потока β -частиц сравнительно тонкими поглотителями ($d \leq 0,3 R_{max}$) описывается, в первом приближении, эмпирической экспоненциальной зависимостью. В этом случае, с погрешностью $\sim 15\%$, коэффициент k можно определить по формуле:

$$k = \exp(-\mu d) \quad (2.3),$$

где μ – массовый коэффициент ослабления в см²/г (табл. П.4; значения μ и R_{max} , приведенные для алюминия, можно использовать для оценки ослабления β -излучения в других материалах), $d = d_1 + d_2$ – суммарная толщина слоя воздуха и окна в г/см².

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

Если толщина поглощающего слоя d превышает $0,3 \cdot R_{max}$, то для оценки k можно воспользоваться эмпирическим графиком (рис. 2.1).

Экспоненциальный закон ослабления γ -излучения выполняется при любой толщине поглотителя и коэффициент k для квантов с энергией E_γ всегда может быть рассчитан (значения μ_γ приведены в табл. П.5). Однако в большинстве случаев (например, при $E_\gamma > 0,1$ МэВ) потерями γ -излучения в стенках детектора пренебрегают, принимая $k = 1$.

Проникающая способность α -частиц крайне низка: их пробег в твердом веществе измеряется десятками микрометров. Поэтому α -излучающие препараты помещают внутрь рабочего объема (рабочего вещества) детектора; в этом случае $k=1$.

Коэффициент самоослабления S учитывает поглощение (рассеяние) ядерного излучения в самом радиоактивном веществе и равен отношению числа частиц или квантов I_S , испускаемых в направлении детектора с поверхности препарата, находящегося на бесконечно тонкой подложке, к полному числу частиц или квантов I_η , испускаемых этим препаратом в направлении детектора ($S = I_S / I_\eta$).

Поправку на самоославление следует учитывать, прежде всего, при регистрации β -частиц. Выше отмечалось, что ослабление β -излучения достаточно тонкими поглотителями подчиняется экспоненциальному закону. Для оценки S в этом случае ($d_{np} \leq 0,3 \cdot R_{max}$) можно воспользоваться формулой:

$$S = \frac{1 - \exp(-\mu d_{np})}{\mu d_{np}} \quad (2.4),$$

где толщина d_{np} выражена в линейных (см) или массовых единицах (г/см²); коэффициент ослабления μ - в см⁻¹ или см²/г, соответственно.

При регистрации β -излучения стараются использовать очень тонкие препараты, для которых произведение $\mu d_{np} \leq 0,02$. В этом случае, согласно (2.4), коэффициент $1 \geq S \geq 0,99$ и поправка на самоославление не вводится.


Поправка на самоославление не вводится также при относительных измерениях «толстых» ($d_{np} \geq 0,75 \cdot R_{max}$) источников β -излучения (метод насыщенных слоев). В этом случае регистрируемая скорость счета I пропорциональна удельной активности $A_{y\theta}$ образца, имеющего площадь s :

$$I = \frac{A_{y\theta} \cdot s}{\mu} (\varepsilon \cdot k \cdot q \cdot p \cdot \eta) \quad (2.5),$$

где ε , k , q , p и η - обсуждаемые в настоящем разделе поправочные коэффициенты; $A_{y\theta}$ может быть выражена либо в имп/с·г (μ - в см²/г), либо в имп/с·см³ (μ - в см⁻¹); размерность s - см².

Ослабление потока γ -квантов, как правило, пренебрежимо мало. Уравнение типа (2.4) целесообразно использовать, заменив коэффициенты μ (для β -излучения) на коэффициенты μ_γ из табл. П.5, для оценки самопоглощения мягкого γ -излучения в достаточно толстых препаратах ($\mu_\gamma \cdot d_{np} > 0,05$).

Коэффициент обратного рассеяния q - отношение числа частиц I_{qS} , испускаемых в направлении детектора с поверхности препарата, находящегося на подложке конечной толщины, к числу частиц I_S , испускаемых в направлении детектора с поверхности того же препарата при бесконечно тонкой подложке ($q = I_{qS} / I_S$).

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

Бета-частица может изменять направления своего движения при каждом взаимодействии с атомами материала подложки, на которую нанесен исследуемый препарат. В результате некоторая часть излучения, испускаемого в сторону подложки, может отражаться в направлении детектора.

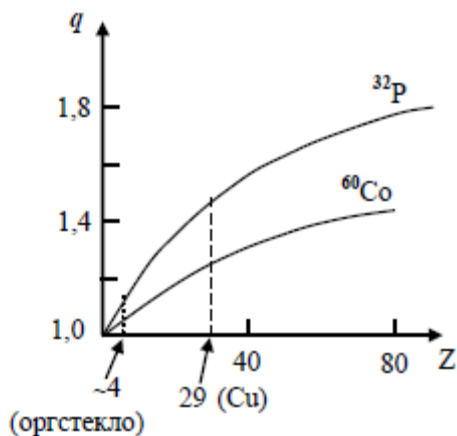


Рис. 2.2. Зависимость коэффициента q от материала подложки для β -излучения ^{60}Co и ^{32}P

Коэффициент q возрастает с увеличением толщины подложки h , достигая насыщения при $h \approx 0,2 \div 0,4 \cdot R_{max}$. Обратное рассеяние также растет при увеличении атомного номера материала подложки Z и энергии β -частиц, проявляя тенденцию к насыщению (рис. 2.2; ^{60}Co $E_{\beta,max} = 0,3$ МэВ; ^{32}P $E_{\beta,max} = 1,7$ МэВ). При этом обратное рассеяние излучения с энергией $E_{\beta,max} \geq 0,6$ МэВ одной и той же подложкой примерно одинаково. Если подложка изготовлена из легкого материала, например, оргстекла ($Z \approx 4$), то обратным рассеянием излучения практически для всех β -источников можно пренебречь ($1 < q \leq 1,1$; рис. 2.2).

Для достаточно толстых препаратов (практически начиная с $d_{np} > 0,2 \cdot R_{max}$) коэффициент $q=1$, так как отраженные β -частицы поглощаются самим препаратом.


При измерении γ -излучающих препаратов обратное рассеяние, как правило, не учитывают, так как в большинстве случаев $q \leq 1,02$.

Поправка на схему распада p . Спектр излучения, сопровождающего распад ядер большинства нуклидов, состоит из частиц и/или γ -квантов нескольких энергетических групп, которые характеризуются различными наборами коэффициентов ϵ_i , k_i , S_i и q_i . Доля излучения данного вида (или данной энергии) в спектре испускаемых ядром частиц (квантов) называется поправкой на схему распада p . Значения коэффициентов p_i приведены в таблицах изотопов (табл. П.1)

Геометрический коэффициент η учитывает потери излучения, обусловленные взаимным расположением препарата и счетчика. Он равен отношению числа частиц (квантов) I_η , испускаемых препаратом, находящимся на бесконечно тонкой подложке, в направлении чувствительного объема детектора к общему числу частиц (квантов) $A \sum_i p_i$, появляющихся при распаде ядер ($\eta = I_\eta / A \sum_i p_i$).

Геометрический коэффициент равен единице, если радиоактивный препарат находится внутри ионизационного газового детектора (4 π -счетчик) или радиоактивное вещество растворено в жидком сцинтилляторе. Коэффициент η в ряде случаев можно определить, рассчитав телесный угол ω , под которым детектор облучается источником излучения ($\eta = \omega / 4\pi$). В случае сложной конфигурации препарата используют экспериментальный метод нахождения η (см. п. 2.2).

Абсолютную активность препарата, согласно (2.2), можно найти по значению его истинной скорости счета, если известен коэффициент регистрации ϕ .

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

Точно определить или рассчитать все сомножители коэффициента ϕ , как отмечалось выше, во многих случаях весьма затруднительно. Поэтому для определения абсолютной активности часто используют либо «метод относительных измерений», либо «метод фиксированного телесного угла». Суть обоих методов – сравнение, в строго тождественных условиях, скорости счета исследуемого (контрольного) препарата (I_x) со скоростью счета эталонного (стандартного) препарата ($I_{эм}$), содержащего известное количество радионуклида.

Измерения проводят на одной и той же установке с одним и тем же детектором и кассетой для крепления образцов. Препараты должны иметь идентичные форму и размер и быть одинаково расположены относительно детектора. Радиоактивные вещества наносят на равные по толщине подложки, которые изготовлены из одного и того же материала. При регистрации β -частиц рекомендуется использовать тонкую органическую пленку или бумагу, обратное рассеяние от которых минимально. Для устранения погрешности, связанной с самоослаблением β -излучения, следует измерять скорость счета либо очень тонких препаратов ($\mu d_{пр} \leq 0,02$), либо препаратов, толщина которых сравнима (или больше) с максимальным пробегом β -частиц.

Если препараты содержат один и тот же радионуклид, то, при проведении измерений в одних и тех же условиях, коэффициенты регистрации ϕ будут одинаковы. В этом случае говорят об определении абсолютной активности (A_x) по «методу относительных измерений»:

$$A_x = \frac{I_x}{I_{эм}} A_{эм} \quad (2.6)$$


В тех случаях, когда отсутствуют стандартные препараты, содержащие тот же нуклид, что и используемый в работе, применяют «метод фиксированного телесного угла». Он заключается в измерении скорости счета препаратов при соблюдении постоянства геометрического коэффициента η в сочетании с расчетом всех необходимых поправок, входящих в коэффициент регистрации ϕ . Поскольку расчет каждого из коэффициентов в (2.2) будет увеличивать погрешность определения A , стремятся обеспечить такие условия регистрации, которые позволяют считать хотя бы некоторые поправки равными 1.

2.2. Определение абсолютной активности препарата $^{90}\text{Sr}(^{90}\text{Y})$

В настоящей работе для определения абсолютной активности контрольного препарата $^{90}\text{Sr}(^{90}\text{Y})$, в котором изотопы находятся в состоянии векового равновесия, используют эталонный препарат ^{204}Tl . Необходимые для последующих расчетов данные (периоды полураспада, энергия частиц $E_{\beta, max}$ и выходы частиц на распад) приведены в табл. П.1.

Препараты представляют собой алюминиевые диски толщиной 1 мм, на поверхность которых нанесено радиоактивное вещество в количестве, соответствующему условию «бесконечно тонкий образец» ($S=1$). Площадь активного пятна в центре дисков равна 1 см^2 . Для обоих источников эффективность регистрации β -излучения $\varepsilon=1$. Коэффициенты обратного рассеяния излучения ^{90}Sr , ^{204}Tl и ^{90}Y , в пределах погрешности измерений, можно считать одинаковыми ($1,2 \leq q \leq 1,3$).

Таким образом, на основании (2.2), с учетом равенства η , можно записать:

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

$$A_x = \frac{I_x \sum_j p_j \varepsilon_j k_j S_j q_j}{I_{zm} \sum_i p_i \varepsilon_i k_i S_i q_i} A_{zm} \quad \text{и} \quad A_x = A_{Sr(Y)} = \frac{I_{Sr(Y)}}{I_{П}} \cdot \frac{0,98 \cdot k_{П}}{(k_{Sr} + k_Y)} A_{П} \quad (2.7),$$

где индексы j и i относятся к эталонному и исследуемому препаратам, соответственно. Следует подчеркнуть, что в уравнениях (2.6, 2.7) значения I , I_x и I_{zm} - истинные регистрируемые активности, т.е. скорости счета, исправленные на разрешающее время τ и фон (см. уравнение (1.3)). В настоящей работе обычно используются препараты, скорость счета которых меньше 6000 имп/мин, что позволяет не вводить поправку на τ .

Основной вклад в погрешность искомой величины A_x вносит значительная погрешность определения коэффициентов ослабления k ($\delta_{k(П)} = \delta_{k(Sr)} = \delta_{k(Y)} = 0,15$); высокая точность измерения скорости счета практически не будет влиять на конечный результат. Учитывая это условие, для определения A_x можно ограничиться проведением, как правило, 4-5 измерений скорости счета препаратов продолжительностью по 1 мин (в большинстве случаев погрешность определения I_c будет меньше 10%).

Цель работы

Определение методом фиксированного телесного угла абсолютной активности препарата, содержащего равновесную смесь изотопов $^{90}\text{Sr}(^{90}\text{Y})$.

Оборудование и материалы

Установка с цилиндрическим счетчиком Гейгера-Мюллера.


Контрольный препарат $^{90}\text{Sr}(^{90}\text{Y})$.

Эталонный (стандартный) препарат ^{204}Tl с сопроводительным паспортом.

Выполнения работы

1. Проводят предварительные (продолжительностью $t=50$ с или $t=1$ мин) измерения скорости счета эталонного образца $I_{c,x}$, контрольного препарата $I_{c,zm}$ и фона I_{ϕ} . Используя соотношения (1.32; 1.33), оценивают минимальную относительную погрешность ($\delta_{\gamma(I_c)}$) определения скорости счета $I_{c,x}$ и $I_{c,zm}$ при доверительной вероятности $\gamma=0,95$ для 4^z измерений каждого препарата и фона продолжительностью по 1 мин^(*).
2. Проводят по 4 измерения скорости счета контрольного и стандартного препаратов, каждый раз поворачивая их вокруг оси на случайный угол, и фона продолжительностью по 1 мин. Находят средние скорости счета препаратов за вычетом фона. В отсутствие поправки на разрешающее время: $\bar{I}_{Sr(Y)} = \bar{I}_{m,x} - \bar{I}_{\phi} = \bar{I}_{c,x} - \bar{I}_{\phi}$ и $\bar{I}_{П} = \bar{I}_{m,zm} - \bar{I}_{\phi} = \bar{I}_{c,zm} - \bar{I}_{\phi}$.
3. Рассчитывают погрешности ($\Delta_{\gamma,t}$) определения $\bar{I}_{Sr(Y)}$ и $\bar{I}_{П}$ для 95%-ной доверительной вероятности, используя уравнения (1.19, 1.26 и 1.33) и табл. П.2.
4. Используя формулу (2.3) и табл. П.4, рассчитывают коэффициенты ослабления (k) β -излучения ^{90}Sr , ^{90}Y и ^{204}Tl (толщина стенки детектора и слоя воздуха $d=63$ мг/см²).
5. Рассчитывают, согласно (2.7), абсолютную активность контрольного препарата.
6. Применяя закон накопления погрешностей (1.30), рассчитывают относительную и абсолютную погрешности величины $A_{Sr(Y)}$, соответствующие 95%-ной доверительной вероятности, принимая, что погрешности $\delta_{k(П)} = \delta_{k(Sr)} = \delta_{k(Y)} = 0,15$. Погрешность определения $A_{П}$ указана в паспорте эталонного препарата.

$$\delta_{A_{Sr(Y)}}^2 = \delta_{I_{Sr(Y)}}^2 + \delta_{I_{П}}^2 + \delta_{k_{П}}^2 + \delta_{A_{П}}^2 + \frac{k_{Sr}^2}{(k_{Sr} + k_Y)^2} \delta_{k_{Sr}}^2 + \frac{k_Y^2}{(k_{Sr} + k_Y)^2} \delta_{k_Y}^2 \quad (2.8)$$

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

РАБОТА 3. ИДЕНТИФИКАЦИЯ РАДИОНУКЛИДОВ МЕТОДОМ ГАММА-СПЕКТРОМЕТРИИ

3.1. Гамма-спектрометрия

Гамма-излучение сопровождает ядерные превращения подавляющего большинства радионуклидов. Ядро, образующееся при радиоактивном распаде, чаще всего оказывается в возбужденном состоянии (E_{ex}), при переходе из которого на уровень с меньшей энергией или в основное состояние (E_g) испускается γ -квант. Энергия квантов ($E_\gamma = E_{ex} - E_g$) определяется структурой энергетических уровней конкретного ядра и, следовательно, γ -спектр является своеобразным «паспортом» радионуклида. Поэтому гамма-спектрометрия – определение энергетического спектра γ -квантов, испускаемых исследуемым веществом, – наиболее универсальный метод идентификации радионуклидов в пробах различного состава. Гамма-спектрометрия является также важной составной частью многих инструментальных методов химического анализа. Например, γ -спектры нуклидов, образующихся при нейтронном облучении сложного по составу образца, позволяют установить содержание различных химических элементов в исследуемом веществе.


3.1.1. Испускание и поглощение гамма-квантов

Энергетические состояния (уровни) ядра дискретны и имеют ширину Γ_0 , связанную со временем их жизни τ_{ex} соотношением Гейзенберга: $\Gamma_0 \cdot \tau_{ex} = h/2\pi$, где h – постоянная Планка. В соответствии с принципом неопределенности, γ -кванты, испускаемые возбужденными ядрами при одном и том же переходе, не могут иметь абсолютно одинаковую энергию. Спектральная линия, отвечающая такому переходу, не является бесконечно тонкой, а обладает естественной шириной Γ_0 , которая равна, как правило, $10^{-10} \div 10^{-6}$ эВ. Кроме того, при испускании фотонов часть энергии перехода может быть передана ядру (энергия отдачи E_R), а ширина линии испускания увеличивается до значения Γ_T из-за модуляции энергии при тепловом движении ядер (эффекта Доплера). Значения E_R и Γ_T пренебрежимо малы по сравнению с E_γ . Например, для ^{137}Cs ($E_\gamma = 662$ кэВ) отношения E_R/E_γ и Γ_T/E_γ равны, соответственно, $2,6 \cdot 10^{-6}$ и $6,3 \cdot 10^{-7}$. Поэтому спектр испускаемых γ -квантов считается, применительно к гамма-спектроскопии, дискретным.

Энергию γ -квантов, преобразованную в электрические сигналы детектора, определяют по положению линий аппаратного γ -спектра, формирование которого обусловлено, в основном, первичными процессами потери энергии γ -излучения в кристалле детектора: фотопоглощением, комптоновским рассеянием и образованием электронно-позитронных пар.

Фотопоглощение (фотоэффект) – процесс передачи всей энергии γ -кванта электрону, как правило, K - или L -оболочки атома облучаемого вещества. Кинетическая энергия выбитого электрона (фотоэлектрона) E_ϕ равна разности между энергией фотона и энергией связи в атоме, например, K -электрона: $E_\phi = E_\gamma - E_K$.

Вакансия, образовавшаяся на K -оболочке, заполняется электроном с одного из находящихся выше уровней, например, L_I . Выделяющаяся при этом энергия ($E_K - E_{L_I}$) может быть либо рассеяна в виде рентгеновского кванта ($E_X = E_K - E_{L_I}$), либо передана другому электрону, например, L_{II} -оболочки. Этот электрон покинет атом, т.к.

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

$E_K - E_{LII} > E_{III}$. В этом заключается эффект Оже. Каскадное размножение «дырок» после первого оже-перехода происходит до тех пор, пока они не переместятся во внешние оболочки. Таким образом, фотоэффект сопровождается либо рентгеновской флуоресценцией, либо каскадом Оже.

Количественной характеристикой вероятности взаимодействия γ -квантов с атомами поглотителя является «сечение взаимодействия». Сечение численно равно вероятности взаимодействия кванта на единице пути в веществе, содержащем один атом в единице объема, и имеет размерность площади (как правило, см^2). Сечение фотопоглощения (τ) резко возрастает при уменьшении E_γ и увеличении атомного номера Z вещества поглотителя: для квантов относительно небольшой энергии ($E_\gamma < 511$ кэВ) τ пропорционально отношению $Z^5/E_\gamma^{3,5}$. Следует отметить, что значение τ скачкообразно увеличивается в случае равенства E_γ энергии связи электронов на K -, L - или M -оболочках.

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


Комптоновское рассеяние – передача части энергии γ -квантов электронам внешних оболочек. Энергия связи этих электронов пренебрежимо мала по сравнению с E_γ и рассеяние трактуется как упругое столкновение фотона с отдельным свободным электроном. В результате электрон покидает атом, а γ -квант с энергией E_γ' отклоняется от направления движения первичного кванта. Кинетическая энергия комптоновских электронов ($E_{\text{компт.}} = E_\gamma - E_\gamma'$), выбитых моноэнергетическими квантами (E_γ , кэВ), изменяется в широких пределах: $0 < E_{\text{компт.}} \leq E_\gamma \cdot [1 + (511/2E_\gamma)]^{-1}$. Число фотонов, проходящих через поглотитель при регистрации γ -излучения, велико и энергетическое распределение комптон-электронов в указанных границах является фактически непрерывным.

Вероятность комптоновского рассеяния (σ) растет при уменьшении E_γ и при увеличении Z облучаемого вещества, но зависимости более плавные, чем в случае фотоэффекта: в первом приближении, $\sigma \propto Z/E_\gamma$. В большинстве поглотителей комптоновское рассеяние является основным первичным процессом взаимодействия для фотонов средних и высоких энергий, а при небольших Z – и для мягких γ -квантов.

Образование пар электрон-позитрон – взаимодействие высокоэнергетических γ -квантов с полем ядер, приводящее к исчезновению квантов и образованию заряженных частиц. Пороговая энергия процесса равна удвоенной энергии массы покоя электрона (1022 кэВ), а кинетическая энергия частиц $E_{e^-} = E_{e^+} = (E_\gamma - 1022)/2$. Последующая аннигиляция позитрона приводит к появлению двух квантов с энергией по 511 кэВ каждый, которые, в свою очередь, могут поглощаться веществом по механизму фотоэффекта или рассеяться на электронах. Вероятность образования пар (χ) пропорциональна Z^2 и растет с увеличением E_γ . Значение χ сравнительно велико лишь для фотонов с энергией более 4000 кэВ, а в диапазоне $1022 < E_\gamma < 2000$ кэВ во много раз меньше сечения комптоновского рассеяния.

Экспоненциальный закон ослабления и проникающая способность γ -излучения.

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

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

$$N_l = N_0 \exp(-\mu' l) \quad (3.1),$$

где N_0 и N_l – числа γ -квантов, падающих на поглотитель и прошедших сквозь него, соответственно, l – толщина поглотителя в см, μ' – коэффициент ослабления в см^{-1} .

Коэффициент ослабления μ' зависит от химического состава поглотителя и энергии γ -квантов (табл. П.5). Он характеризует полную вероятность взаимодействия фотонного излучения с веществом и равен сумме коэффициентов ослабления за счет фотопоглощения (τ'), комптоновского рассеяния (σ') и образования пар (χ'):

$$\mu' = (\tau + \sigma + \chi) \cdot 10^{-24} \cdot n_a = \tau' + \sigma' + \chi' \quad (3.2),$$

где τ , σ , χ – сечения основных процессов потерь энергии (в см^2), n_a – число атомов в 1 см^3 облучаемого материала.

Если толщина поглотителя, имеющего плотность ρ ($\text{г}/\text{см}^3$), выражена в $\text{г}/\text{см}^2$, то для оценки ослабления потока используют массовый коэффициент $\mu = \mu' / \rho$ ($\text{см}^2/\text{г}$).

Фотоны не имеют определенного пробега в веществе и экспоненциальный закон ослабления потока (3.1) выполняется при любом значении l . Для характеристики проникающей способности γ -излучения используют значение $1/\mu'$ (средняя глубина проникновения фотонов в данный материал) или толщину поглотителя, ослабляющего поток в 2 раза ($l_{1/2} = \ln 2 / \mu'$). Следует отметить, что значение $l_{1/2}$ для потока квантов с энергией E_γ в сотни раз больше слоя половинного ослабления потока электронов, имеющих кинетическую энергию $E_{кин} = E_\gamma$.

Ионизация среды.


Число заряженных частиц, образующихся непосредственно в первичных процессах передачи энергии, относительно невелико. Ионизирующее действие γ -излучения определяется, в основном, неупругими взаимодействиями фото-, комптоновских и электронов (позитронов) пар с атомами облучаемого материала: практически вся кинетическая энергия этих частиц расходуется на ионизацию и/или возбуждение атомов поглотителя. Вместе с тем, движение электронов через вещество *всегда* сопровождается электромагнитным тормозным излучением. Доля потерь на тормозное излучение увеличивается с ростом кинетической энергии частиц ($E_{кин}$) и атомного номера поглотителя Z . В кристаллах сцинтилляционных ($Z_{эфф} = 32$ для NaI) и полупроводниковых ($Z = 32$ для Ge) детекторов эти потери составляют лишь 2-3% для высокоэнергетических электронов ($E_{кин} = 2000 \div 3000$ кэВ) и пренебрежимо малы в случае $E_{кин} < 1000$ кэВ. В гамма-спектрометрии потери на тормозное излучение обычно не учитываются.

3.1.2. Процессы преобразования энергии гамма-квантов в детекторах

В настоящее время для спектрометрии γ -излучения преимущественно используют детекторы двух типов: сцинтилляционные и полупроводниковые.

Сцинтилляционные детекторы представляют собой кристалл-сцинтиллятор, оптически связанный с фотоэлектронным умножителем (ФЭУ). Чаще всего в качестве сцинтиллятора используется монокристалл иодида натрия, активированный таллием NaI(Tl); применяют также кристаллы CsI(Tl) и $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$.

Электроны (позитроны), появляющиеся при прохождении потока γ -квантов через кристалл, ионизируют и/или возбуждают большое число атомов. Максимальный пробег этих частиц, как правило, заведомо меньше размеров кристалла и практически вся кинетическая энергия передается сцинтиллятору^(*). Основная часть энергии воз-

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

буждения трансформируется в тепловую, часть – высвечивается: число световых фотонов составляет в среднем $10 \div 100$ на 1 кэВ поглощенной энергии γ -излучения. При этом доля энергии возбуждения, преобразуемой в световые импульсы, – величина постоянная для данного кристалла. Поэтому число фотонов, составляющих отдельную сцинтилляцию, пропорционально кинетической энергии заряженных частиц, т.е. доле энергии γ -кванта, переданной кристаллу.

Вспышки света, попадая на фотокатод ФЭУ, вызывают эмиссию электронов, которые в электрическом поле ускоряются и попадают на первый диод. Поток электронов, проходя систему диодов, увеличивается лавинообразно примерно в $10^5 \div 10^7$ раз, и электрический импульс с анода ФЭУ поступает в регистрирующую аппаратуру. Заряд, приносимый лавиной на анод, пропорционален числу электронов, выбитых с фотокатода, которое, в свою очередь, определяется интенсивностью световых вспышек. Таким образом, амплитуды сигналов на выходе ФЭУ пропорциональны энергии, передаваемой γ -квантами атомам сцинтиллятора в первичных процессах.

Развитие электронной лавины и формирование сигнала на аноде ФЭУ занимает $10^{-9} \div 10^{-8}$ с. Этот период меньше времени высвечивания фотонов неорганическими кристаллами (в случае NaI(Tl) $\sim 2 \cdot 10^{-7}$ с), которое определяет разрешающее время сцинтилляционных детекторов (см. стр.6).


Действие **полупроводниковых детекторов** основано на ионизации рабочего вещества детектора (монокристалл кремния или сверхчистого германия) заряженными частицами, появляющимися при его γ -облучении. Средняя энергия, затрачиваемая на образование одной пары электрон-вакансия, составляет 2,9 и 3,8 эВ для германия и кремния, соответственно. Электроны (позитроны) при торможении внутри рабочего объема детектора создают большое число свободных носителей заряда (пар электрон – вакансия), которые под действием приложенного напряжения движутся к электродам. В результате во внешней цепи детектора возникает электрический импульс, пропорциональный поглощенной энергии γ -кванта. Этот сигнал затем усиливается и регистрируется.

Большая подвижность носителей заряда в Ge и Si позволяет собрать заряд за время примерно $10^{-8} - 10^{-7}$ с, что обеспечивает высокое временное разрешение полупроводниковых детекторов. Эти детекторы (как и сцинтилляционные) позволяют регистрировать высокие скорости счета без поправки на разрешающее время τ (см. стр.6).

3.1.3. Аппаратурный спектр

Амплитуда сигнала детектора, как отмечалось выше, определяется поглощенной кристаллом кинетической энергией заряженных частиц, появляющихся в результате первичных процессов взаимодействия электромагнитного излучения с веществом. В этих процессах γ -кванты могут передать кристаллу либо всю энергию, либо только часть её, и, следовательно, даже при регистрации моноэнергетического излучения на выходе детектора формируются импульсы различной амплитуды.

При фотоэффекте вся энергия γ -кванта расходуется на удаление из атома, как правило, К-электрона. Возбужденный атом переходит в основное состояние, испуская кванты характеристического рентгеновского излучения E_X или оже-электроны. Процесс перестройки электронной оболочки завершаются примерно через 10^{-14} с после поглощения первичного фотона. К этому моменту энергия исходного γ -кванта (сумма

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

кинетической энергии фотоэлектрона и энергии возбуждения электронной системы атома) поглощается в локальной области кристалла, размер которой определяется или максимальным пробегом (R_{max}) выбитых электронов, или (при фотопоглощении низкоэнергетических γ -квантов) – проникающей способностью характеристического излучения. Например, значения R_{max} для высокоэнергетических электронов ($500 \text{ кэВ} < E_{\phi} < 3000 \text{ кэВ}$) в кристаллах NaI и Ge составляют от $\sim 0,8$ до ~ 7 мм, а для электронов $E_{\phi}=100 \text{ кэВ}$ – $0,06$ мм. Пробег оже-электронов во много раз меньше. В то же время для поглощения 99% потока рентгеновских квантов ($E_X \leq 28 \text{ кэВ}$) необходим слой вещества $\sim 0,5$ мм.

Таким образом, при фотопоглощении γ -кванта амплитуда импульса пропорциональна энергии E_{γ} , и в аппаратном спектре появляется максимум – пик полного поглощения энергии (ППЭ). Вылет рентгеновских квантов за пределы кристалла может привести к асимметрии пика ППЭ или к появлению дополнительного максимума. Например, для йода $E_X \approx 28 \text{ кэВ}$ и в аппаратном спектре детектора с тонким кристаллом NaI(Tl) может наблюдаться «пик вылета», отвечающий энергии $E_{пв} \approx E_{\gamma} - 28 \text{ кэВ}$.

При комптоновском взаимодействии доля энергии, которая остается у рассеянного кванта E_{γ}' , в каждом случае различна и относительно велика. Если рассеянные кванты вылетают за пределы кристалла, то при каждом взаимодействии детектору передается различная доля энергии первичного кванта ($E_{холлт.} = E_{\gamma} - E_{\gamma}'$). Такие события формируют непрерывную часть спектра (комптоновский континуум), лежащую левее пика полного поглощения энергии. Граница этого распределения соответствует максимальной энергии комптон-электронов: $E_{\gamma} [1 + (511/2E_{\gamma})]^{-1}$ (кэВ).

В спектре радионуклидов, испускающих высокоэнергетические кванты, могут наблюдаться, в дополнение к пику ППЭ и комптоновскому континууму, максимумы, соответствующие вылету за пределы кристалла одного или двух аннигиляционных квантов ($E_{\gamma} - 511 \text{ кэВ}$ или $E_{\gamma} - 1022 \text{ кэВ}$).

Необходимо отметить, что не только непосредственно фотоэффект, но и совокупность первичных процессов может привести к полному поглощению энергии кванта E_{γ} в кристалле. Например, рассеянный комптоновский квант E_{γ}' может поглотиться по механизму фотоэффекта. Так как перемещение комптон-электрона и фотопоглощение этого вторичного кванта в кристалле происходит практически одновременно, на выходе детектора формируется один результирующий импульс, который пропорционален энергии E_{γ} и вносит вклад в пик полного поглощения энергии. Этот пик часто называют **фотопиком**, подчеркивая тем самым, что его появление определяется фотопоглощением как первичных, так и части вторичных квантов. Чем больше кристалл, тем выше вероятность поглощения вторичных квантов и, следовательно, больше относительная интенсивность фотопика в аппаратном спектре.

Представленные выше механизмы взаимодействия γ -квантов с веществом являются общими для всех типов электромагнитного излучения сверхвысокой частоты, в том числе характеристического рентгеновского, аннигиляционного и тормозного. Поэтому регистрация и определение энергии, например, рентгеновских квантов основаны на тех же принципах, что и гамма-спектрометрия. В этой связи следует отметить, что радиоактивный распад может инициировать не только γ -излучение, но и характеристическое рентгеновское. Во многих случаях энергия возбуждения ядра передается непосредственно электрону, например, K -оболочки, который покидает атом (процесс внутренней конверсии). При последующей перестройке электронной системы испускаются рентгеновские кванты и электроны Оже. Подобный «внутренний фотоэф-

фekt» вызывает также распад ядра путем электронного захвата. В спектрах радионуклидов часто наблюдаются пики полного поглощения энергии «конверсионного» рентгеновского излучения (см. табл. 3.1).

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

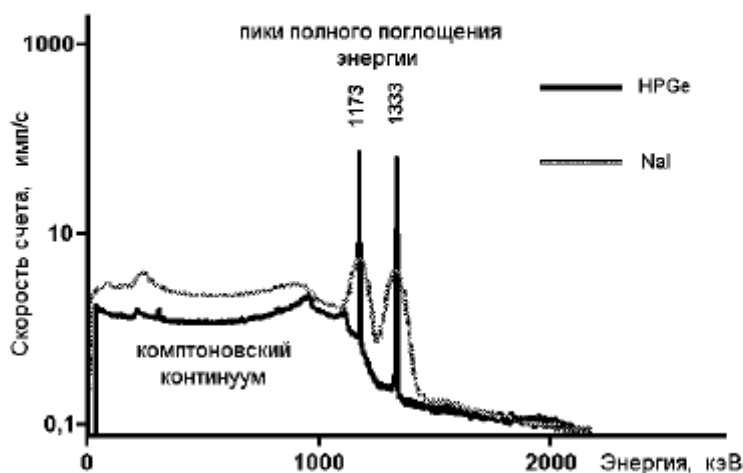


Рис. 3.1. Спектры ^{60}Co , полученные с помощью полупроводникового (HPGe) и сцинтилляционного (NaI) детекторов

из которых присваивается порядковый номер. Амплитуда сигналов, поступающих на вход АЦП, измеряется, и в каждый канал попадают соответствующие ему импульсы с амплитудой $v_1 \pm \Delta v_1, v_2 \pm \Delta v_2, \dots, v_n \pm \Delta v_n$, которая зависит от поглощенной кристаллом энергии $E_1 \pm \Delta E_1, E_2 \pm \Delta E_2, \dots, E_n \pm \Delta E_n$. Число импульсов, накопленных в каждом канале за время измерения t , подсчитывается и в результате получается аппаратный спектр. Он


представляет собой дискретное распределение, по оси абсцисс которого отложены номера каналов (амплитуды сигналов, энергия E_γ), а по оси ординат – число накопленных в каналах импульсов (рис. 3.1). В дальнейшем эта гистограмма аппроксимируется плавной кривой с использованием той или иной математической модели, например, функции Гаусса.

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

$$E_\gamma = a + b \cdot n \quad (3.3).$$

Важной характеристикой детекторов, применяемых для спектрометрии излучений, является их **относительное энергетическое (амплитудное) разрешение** - отношение ширины фотопика на его полувысоте (W) к энергии кванта E_γ , соответствующей этому пику. Чем меньше значение W/E_γ , тем лучше разрешены линии аппаратного спектра (см. рис. 3.1).

Ширина пика W отражает флуктуацию амплитуд сигналов на выходе детектора, обусловленную, главным образом, статистическим разбросом числа носителей заряда (n_e). Чем больше образуется носителей заряда, тем меньше (по закону Пуассона) относительное среднеквадратичное отклонение $\delta = 1/(n_e)^{1/2}$ и лучше амплитудное разре-

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

шение. Статистические колебания амплитуд выходного импульса сцинтиляционного детектора обусловлены флуктуациями весьма небольшого числа электронов, выбитых с фотокатода и приходящих на первый диод ФЭУ, а полупроводникового - большого числа пар электрон-вакансия. Например, при поглощении в кристалле NaI энергии $E_\gamma=600$ кэВ на первый диод попадает менее 200 электронов, что дает ~7% разброс в величине выходного импульса. При поглощении γ -кванта такой же энергии в кристалле германия образуется ~ 200000 носителей заряда, что в конечном счете предопределяет значительно лучшее относительное энергетическое разрешение полупроводниковых детекторов ($W/E_\gamma=0,003\div 0,009$ в диапазоне $1000\div 100$ кэВ) по сравнению со сцинтиляционными ($0,06\div 0,1$).

Площадь пика полного поглощения энергии гамма-кванта.

В спектре исследуемого источника определяют положение (энергию $E_{\gamma,i}$) фотопиков и их площадь (интенсивность) - общее число импульсов, обусловленных процессом полного поглощения энергии γ -кванта $E_{\gamma,i}$ и накопленных в единицу времени i каналах спектрометра, соответствующих этим пикам. Спектры нуклидов содержат как правило, несколько пиков ППЭ и соответствующие этим пикам комптоновские континуумы а также фоновую составляющую. Поэтому фотопик находится на «пьедестале», сформированном импульсами, в основном, комптоновских электронов, а также фона (см. рис. 3.1 и рис. 3.2). Для определения истинной площади пика ППЭ необходимо вычесть из общего числа импульсов, накопленных на рассматриваемом участке спектра

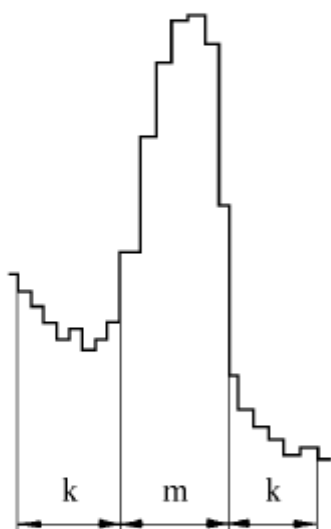



Рис. 3.2. Определение площади пика ППЭ [4]; пояснения в тексте

как правило, несколько пиков ППЭ и соответствующие этим пикам комптоновские континуумы а также фоновую составляющую. Поэтому фотопик находится на «пьедестале», сформированном импульсами, в основном, комптоновских электронов, а также фона (см. рис. 3.1 и рис. 3.2). Для определения истинной площади пика ППЭ необходимо вычесть из общего числа импульсов, накопленных на рассматриваемом участке спектра (I_{f+b}), ту их часть, которая образует «пьедестал» (I_b). Современные спектрометры имеют программное обеспечение, позволяющее найти границы пиков ППЭ и рассчитать их интенсивность. Вместе с тем, во многих случаях может быть полезна предварительная визуальная оценка истинной площади пика ППЭ, рекомендованная, например в работе [5] (рис. 3.2). Пусть I_p - скорость счета в одном из m каналов непосредственно под пиком I_{bi} и I_{bj} - скорости счета в одном из k каналов слева и справа от пика, соответственно. Предполагается, что распределение импульсов «пьедестала»

не содержит каких-либо максимумов, замаскированных фотопиком. Тогда истинная площадь пика (I_f) будет равна:

$$I_f = \int_{p=1}^m I_p - \frac{m}{2k} \left(\int_{i=1}^k I_{b,i} + \int_{j=1}^k I_{b,j} \right) \quad (3.4)$$

Длительность набора спектров определяется требуемой величиной дисперсии измеряемой площади пика ППЭ ($\sigma_{I_f}^2 = I_f + I_b[(m/2k)+1]$). Время отдельного измерения можно рассчитать по уравнению (1.36), заменив, соответственно, скорости счета препарата (I_c) и фона (I_ϕ) на общую площадь пика ($I_{f+b}=I_f+I_b$) и площадь «пьедестала» под пиком (I_b).

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

3.1.4. Эффективность регистрации гамма-квантов по пику полного поглощения и определение абсолютной активности радионуклида

Истинная скорость счета I , регистрируемая детектором любого типа, и абсолютная активность A нуклида со сложной схемой распада связаны соотношением (2.2). Для практической γ -спектрометрии наибольший интерес представляет число зарегистрированных импульсов, обусловленных полным поглощением энергии $E_{\gamma,i}$, или истинная площадь $I_{f,i}$ пика полного поглощения энергии этого кванта:

$$I_{f,i} = \varphi_i \cdot \omega_i \cdot A = p_i \cdot \varepsilon_{f,i} \cdot A \quad (3.5),$$

где φ_i – коэффициент регистрации квантов $E_{\gamma,i}$ (см. раздел 2.1); ω_i – доля квантов $E_{\gamma,i}$, энергия которых полностью поглощена в кристалле детектора; p_i – выход квантов $E_{\gamma,i}$ на распад (поправка на схему распада); $\varepsilon_{f,i}$ – эффективность регистрации (по пику полного поглощения) квантов $E_{\gamma,i}$ в условиях данного измерения; $I_{f,i}$ – площадь пика ППЭ в имп/с; A – активность источника в Бк.

Таким образом, эффективность регистрации γ -квантов (по пику полного поглощения) $\varepsilon_{f,i}$ – отношение числа зарегистрированных детектором квантов, энергия которых $E_{\gamma,i}$ полностью поглощена в кристалле, к общему числу квантов данной энергии, испускаемых источником в единицу времени. Используя (3.5) и (2.2), можно записать

$$\varepsilon_{f,i} = (I_{f,i} / p_i \cdot A) = (\varphi_i \cdot \omega_i / p_i) = \eta \cdot [\varepsilon_i \cdot k_i \cdot S_i \cdot q_i] \cdot \omega_i \quad (3.6),$$

где η – геометрический коэффициент^(**), ε_i – эффективность детектора, k_i – коэффициент ослабления, S_i – коэффициент самоослабления, q_i – коэффициент обратного рассеяния^(***); остальные обозначения приведены в (3.5).

Эффективность $\varepsilon_{f,i}$ зависит от энергии γ -квантов, взаимного расположения источника и детектора, состава и размеров кристалла детектора, толщины измеряемого препарата и некоторых других факторов. Очевидно, что рассчитать значение $\varepsilon_{f,i}$ сложно. Поэтому для определения абсолютной активности A_x исследуемого препарата обычно используют «метод относительных измерений» (см. раздел 2.1). Например, если исследуемый источник и стандартный образец (эталон), содержащий тот же нуклид известной активности A_{sm} , измеряют в строго тождественных условиях, то искомая активность, согласно (2.6) и (3.5), будет равна:


$$A_x = (I_{f,x} / I_{f,sm}) \cdot A_{sm} \quad (3.7)$$

Калибровка спектрометра по эффективности.

Если нет подходящих эталонов удельной активности, то эффективность регистрации γ -квантов изучаемого образца ($\varepsilon_{f,x}$) определяют по калибровочной зависимости ε_f от энергии E_γ для заданных условий измерения (рис. 3.3). Для калибровки спектрометра набирают спектры нескольких эталонных источников известной активности,

(**) Коэффициенты η , ε , k , S , q рассматриваются в разделе 2.1. В частности, эффективность детектора ε определяется значением коэффициента ослабления μ' . Например, для γ -излучения ^{137}Cs ($E_\gamma=662$ кэВ) в NaI коэффициент $\mu' = 0,277 \text{ см}^{-1}$ и с атомами кристалла толщиной $l=3$ см взаимодействует $\sim 56\%$ попавших в детектор квантов: $\varepsilon = (N_0 - N_l) / N_0 = (1 - e^{-0,277 \cdot 3}) = 0,564$. При регистрации мягких квантов ($E_\gamma < 100$ кэВ) эффективность такого детектора приближается к 100%.

(***) В данном случае коэффициент $q_i = 1$, т.к. вероятность упругого (без изменения энергии) рассеяния γ -квантов пренебрежимо мала.

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

излучающих γ -кванты в широком энергетическом диапазоне, вычисляют истинную площадь соответствующих им пиков ППЭ и, используя (3.6), - значения ϵ_f для каждой энергии. Построенная зависимость позволяет определить $\epsilon_{f,x}$ и, следовательно, истинную активность

$$A_x = I_{f,x} \cdot [p_x \cdot \epsilon_{f,x}]^{-1} \quad (3.8)$$

Измерения исследуемых и эталонных образцов проводят в одинаковых условиях, соблюдая постоянство геометрического коэффициента η и используя близкие по форме, составу и плотности препараты. Например, калибровку по эффективности для точечных источников можно провести по спектрам образцовых стандартных гамма-спектрометрических источников (ОСГИ). Для калибровки используют также препараты, содержащие известное количество природного тория в равновесии с продуктами распада. Их спектры содержат целый ряд интенсивных пиков (см. табл. 3.1), активности дочерних нуклидов в таких препаратах равны известной активности материнских.

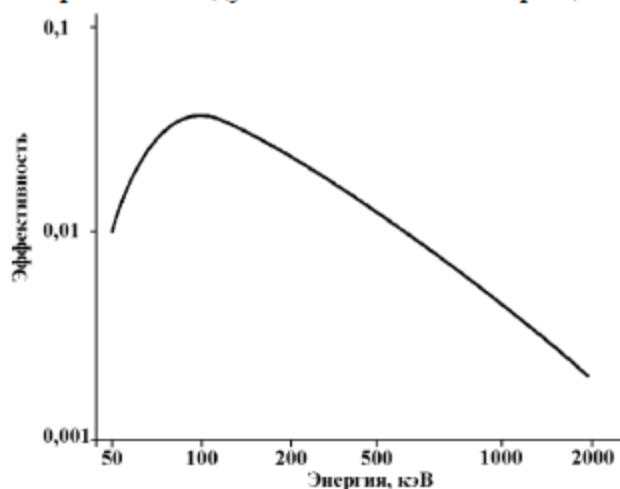



Рис. 3.3. Типичная зависимость эффективности регистрации γ -квантов (по пику ППЭ) от их энергии.

Учет фона.

Гамма-спектр измеряемого препарата всегда содержит фоновую составляющую, обусловленную излучением продуктов распада радона, которые присутствуют в атмосфере, а также радионуклидов, входящих в конструкционные и строительные материалы, космическим излучением, ложными импульсами (см. стр. 6). Если доля фоновых импульсов в спектре препарата невелика, то истинную площадь пиков ППЭ обычно определяют в предположении достаточно равномерного распределения импульсов «пьедестала», который к тому же лишь частично сформирован фоном. Фоновая компонента в спектрах препаратов низкой активности требует более тщательного учета, так как она всегда содержит «свои» максимумы, в частности, пики ППЭ излучения радионуклидов естественных радиоактивных семейств урана-радия и тория, а также пики ^{40}K , аннигиляционных квантов и другие. Эти фоновые максимумы и некоторые пики ППЭ в спектрах объектов исследования могут частично или полностью перекрываться. В этом случае в расчеты активности необходимо внести дополнительную поправку на площадь фонового фотопика:

$$A = \frac{I_f - I_{ff}}{p \cdot \epsilon_f} \quad (3.9),$$

где A – активность радионуклида, I_f – площадь (за вычетом «пьедестала») пика полного поглощения энергии E_γ в спектре препарата, I_{ff} – площадь пика ППЭ на участке спектра фона, соответствующего энергии E_γ .

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

Спектр фона набирают, как правило, непосредственно перед проведением измерений препарата и обязательно в тех же условиях, что и спектр препарата. В частности, для того чтобы учесть поглощение фонового излучения в изучаемом образце, следует разместить на детекторе муляж – образец такой же массы и геометрии, но не содержащий измеряемых радионуклидов (холостой опыт).

Программное обеспечение современных спектрометров позволяет учесть полученный спектр фона при расчете положения и интенсивности пиков спектра исследуемого препарата.

3.1.5. Идентификация радионуклидов

Идентификация нуклидов включает в себя следующие этапы:

1) калибровка спектрометра по энергии, 2) набор спектра объекта исследования, идентификация пиков ППЭ и определение их площади, 3) калибровка спектрометра по эффективности, 4) набор спектра фона, 5) расчет активности радионуклидов. Порядок выполнения операций 2)-4) определяется условиями проведения конкретного эксперимента.

В спектре исследуемого препарата выделяют максимумы и, используя калибровочную зависимость (3.3), определяют энергию квантов, соответствующую положению центров этих пиков. Сравнивают полученные результаты со справочными данными и отмечают максимумы, которые могут быть отнесены к пикам полного поглощения энергии γ -квантов предполагаемых нуклидов.

Большинства нуклидов с вероятностью p_i испускают кванты различной энергии $E_{\gamma,i}$ (см., например, табл. 3.1 и табл. П.1) и их спектры содержат несколько пиков полного поглощения энергии. Для надежной идентификации нуклида желательно сопоставить с табличными данными не только энергию, но и отношения значений p_i для рассматриваемых квантов. С этой целью определяют площади выделенных пиков ($I_{f,i} = A \cdot p_i \cdot \epsilon_{f,i}$) и, после калибровки спектрометра по эффективности (для заданных условий измерения), находят отношение вероятностей испускания p_i соответствующих γ -квантов. В сложном спектре источника, содержащего несколько нуклидов, удается надежно определить положение и площадь, как правило, только достаточно интенсивных пиков. Для идентификации неизвестного радионуклида необходимо, чтобы с литературными данными совпали параметры ($p_i, E_{\gamma,i}$) основных линий аппаратного γ -спектра (обычно линий, соответствующих $p_i \geq 5 \div 10\%$). По площади этих наиболее интенсивных пиков рассчитывают абсолютную активность нуклида.

В ряде случаев для идентификации используют также период полураспада, рассчитанный по изменению площади соответствующего пика от времени. Если препарат содержит нуклиды, имеющие существенно различные периоды полураспада, то со временем должно наблюдаться прогнозируемое изменение формы амплитудного распределения, а именно – заметное уменьшение интенсивности пиков, относящихся к короткоживущим нуклидам.

3.2. Определение абсолютных активностей радионуклидов в препаратах диоксида обедненного урана

Цель работы

Практическое ознакомление с аппаратурой для гамма-спектрометрического анализа, количественное определение γ -излучающих радионуклидов в объемных образцах.

Оборудование и препараты

Гамма-спектрометр с полупроводниковым или сцинтилляционным детектором; набор источников ОСГИ; препарат $^{232}\text{ThO}_2$, исследуемые препараты диоксида урана.

Выполнение работы

1. Калибровка гамма-спектрометра по энергии

Проводят последовательные измерения стандартных препаратов ОСГИ (^{241}Am , ^{22}Na , ^{137}Cs , ^{60}Co и др.) на расстоянии 10-15 см от детектора продолжительностью по 2-3 мин. Записывают номера каналов, отвечающие центрам пиков ППЭ в каждом спектре и соответствующие им значения E_γ , которые указаны в паспорте комплекта ОСГИ. Определяют коэффициенты линейного уравнения (3.3).

2. Калибровка гамма-спектрометра по эффективности

2.1. Проводят в течение ~ 30 мин. измерение стандартного препарата $^{232}\text{ThO}_2$. Выделяют все пики ППЭ в спектре препарата и, используя данные табл. 3.1, идентифицируют их (см. раздел 3.1.5).

Таблица 3.1

Наиболее интенсивные рентгеновские и γ -линии радионуклидов ряда ^{232}Th

E_i , кэВ	p_i , %	нуклид	E_i , кэВ	p_i , %	нуклид	E_i , кэВ	p_i , %	нуклид
72,8*	2,02	^{208}Tl	238,6	43,3	^{212}Pb	583,2	84,5	^{208}Tl
74,8*	10,4	^{212}Pb	241	3,90	^{224}Ra	727,3	6,58	^{212}Bi
75*	3,41	^{208}Tl	270,2	3,43	^{228}Ac	794,9	4,34	^{228}Ac
77,1*	17,5	^{212}Pb	277,4	6,31	^{208}Tl	860,6	12,42	^{208}Tl
87,3*	7,80	^{212}Pb	300,1	3,28	^{212}Pb	911,2	26,6	^{228}Ac
90*	1,94	^{228}Ac	328	2,95	^{228}Ac	964,8	5,11	^{228}Ac
93,4	3,20	^{228}Ac	338,3	11,3	^{228}Ac	969	16,2	^{228}Ac
129,1	2,45	^{228}Ac	463	4,44	^{228}Ac	1588,2	3,27	^{228}Ac
209,3	3,88	^{228}Ac	510,8	22,6	^{208}Tl	2614,5	99,16	^{208}Tl

* – характеристическое рентгеновское излучение

2.2. Используя программу обработки спектров, определяют истинную площадь $I_{f,i}$ (имп/с) каждого пика ППЭ. Рассчитывают, согласно (3.6), эффективность регистрации соответствующих квантов $\epsilon_{f,i} = (I_{f,i}/p_i \cdot A)$, где A – известная абсолютная активность препарата $^{232}\text{ThO}_2$ (Бк), p_i – выход квантов на распад (табл. 3.1)

Таблица 3.2

Результаты обработки спектра $^{232}\text{ThO}_2$

№	канал, n	E_i , кэВ	нуклид	p_i , %	$I_{f,i}$, имп/с	$\epsilon_{f,i}$
1						
2						
...						

2.3. Используя одну из программ (Microsoft Excel, Origin и т.п.), строят график зависимости эффективности регистрации ϵ_f от энергии квантов E (см. рис. 3.3). Левая и

правая ветви этой зависимости аппроксимируется различными полиномами в логарифмическом масштабе:

$$\ln \epsilon_f = a + b \ln E + c \ln E^2 + d \ln E^3 + \dots \quad (3.10)$$

3. Идентификация линий спектра препарата диоксида урана

Получают спектр препарата диоксида обедненного урана (продолжительность измерения 10÷15 минут). Выделяют максимумы, определяют площадь (за вычетом «педестала») каждого выделенного пика $I_{f,i}$. Проводят идентификацию пиков полного поглощения энергии, используя калибровку спектрометра по энергии (3.3) и данные из табл. 3.3 (см. раздел 3.1.5). Результаты заносят в табл. 3.4.

Таблица 3.3

Наиболее интенсивные рентгеновские и γ -линии нуклидов ряда ^{238}U и ^{235}U

E_i , кэВ	p_i , %	нуклид	E_i , кэВ	p_i , %	нуклид	E_i , кэВ	p_i , %	нуклид
92,4	2,8	^{234}Th	89,9	3,56	^{235}U	143,7	10,96	^{235}U
92,8	2,8	^{234}Th	93,3	5,81	^{235}U	163,3	5,08	^{235}U
1001,3	0,84	$^{234\text{m}}\text{Pa}$	105	2,69	^{235}U	185,7	57,2	^{235}U

Таблица 3.4

Результаты обработки спектра диоксида обедненного урана

№	канал, n	E_i , кэВ	нуклид	$I_{f,i}$, имп/с
1				
2				
...				

4. Набор спектра фона

Спектр фона набирается в течение 12-24 часов непосредственно перед выполнением задачи. Студенты получают массив данных и обрабатывают спектр фона. Результаты определения площади фотопиков в спектре фона ($I_{ff,i}$) заносят в таблицу 3.5, аналогичную табл. 3.4 (без указания радионуклида).

5. Расчет активности и изотопного соотношения $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$

5.1. Используя данные табл. 3.4 и табл. 3.5, определяют площадь пиков ППЭ спектра препарата урана за вычетом площади фотопиков на соответствующем участке спектра фона: $I_i = (I_{f,i} - I_{ff,i})$.


5.2. Используя полученную зависимость ϵ_f от E (3.10), определяют коэффициенты регистрации $\epsilon_{f,i}$ для квантов E_i , испускаемых препаратом урана. Вычисляют (по каждой линии спектра), согласно (3.9), и записывают в табл. 3.6 абсолютную активность A_i радионуклидов.

Таблица 3.6

Абсолютная активность радионуклидов в препарате диоксида обедненного урана

№	E_i , кэВ	Радионуклид	p_i , %	$\epsilon_{f,i}$	$(I_{f,i} - I_{ff,i})$, имп/с	A_i , Бк
1						
2						
...						

5.3. На основании полученных значений активности ^{235}U и ^{234}Th рассчитывают изотопное соотношение ^{235}U и ^{238}U в препарате, используя основной закон радиоактивного распада (^{234}Th - дочерний нуклид ^{238}U).

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

РАБОТА 4. ДОЗИМЕТРИЯ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

4.1. Радиационная безопасность и основные понятия дозиметрии

Характер взаимодействия ионизирующего излучения с веществом зависит от его вида, энергии частиц (фотонов), а также от свойств поглощающего материала. Излучение, состоящее из заряженных частиц, является непосредственно ионизирующим. Альфа-частицы расходуют практически всю кинетическую энергию при неупругих столкновениях с электронами среды, приводящих к ионизации и/или возбуждению атомов и молекул. В случае β -частиц реализуются два механизма потерь энергии: 1) неупругое взаимодействие (ионизационные потери), 2) преобразование части кинетической энергии в электромагнитное тормозное излучение (радиационные потери). Средняя энергия спектров β -частиц подавляющего числа радионуклидов меньше 1 МэВ. Для таких частиц радиационные потери не превышают 10% в любых средах, а при поглощении в легких материалах (воздух, биологическая ткань и т.п.) - пренебрежимо малы (например, в воде - менее 0,5 %).

Механизмы передачи энергии рентгеновского или γ -излучения веществу достаточно подробно рассмотрены выше (см. раздел 3.1). Число атомов, ионизированных непосредственно в результате трех первичных процессов, относительно невелико. Ионизирующее действие фотонного излучения обусловлено, главным образом, неупругими взаимодействиями фото-, комптоновских и электронов (позитронов) пар с атомами облучаемого материала. Поэтому оно называется косвенно ионизирующим.


Биологическое действие излучения определяется передачей энергии частиц (фотонов) молекулам клеток ткани и крови, разрушением части ионизированных или возбужденных молекул и появлением химически активных радикалов. Процессы с участием последних приводят к функциональным изменениям в клетках и определяют, таким образом, неблагоприятные биологические последствия облучения.

Любой человек постоянно подвергается воздействию космического излучения, излучения естественных радиоактивных изотопов, находящихся в тканях организма и в окружающей среде. Поглощенная при этом энергия (доза) мала и составляет фоновый уровень, к которому организм адаптировался за время эволюции. Поэтому любая работа с источниками ионизирующих излучений, в том числе с радионуклидами, должна быть организована так, чтобы снизить облучение до возможно низкого уровня, желательно близкого к фоновому. В общем случае допустимый (безопасный) уровень воздействия на человека ионизирующего излучения, искусственного или природного происхождения, жестко устанавливается «Нормами радиационной безопасности». В настоящее время действует документ, утвержденный в 2009 г. - НРБ-99/2009 [6].

Основным понятием радиационной безопасности является "доза излучения" (доза). **Поглощенная доза (D_n)** – отношение энергии dE ионизирующего излучения, переданной веществу в элементарном объеме, к массе dm вещества в этом объеме.

$$D_n = \frac{dE}{dm} \quad (4.1)$$

Поглощенная доза измеряется в джоулях, деленных на 1 кг; единица системы СИ - **грей (Гр)**. Внесистемная единица - **рад** (от англ. *radiation absorbed dose*). Соотношение между единицами: 1 рад = 100 эрг/г = 0,01 Дж/кг = 0,01 Гр.

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

Понятие «поглощенная доза» применимо к любым видам излучения и к любым облучаемым материалам. Для оценки воздействия на среду косвенно ионизирующих излучений используется также понятие **керма** (от англ. *kinetic energy released in material*). Керма (K) – отношение суммы первоначальных кинетических энергий dE_k всех заряженных ионизирующих частиц, образующихся под действием косвенно ионизирующего излучения в элементарном объеме, к массе вещества dm в этом объеме.

$$K = \frac{dE_k}{dm} \quad (4.2)$$

Единица кермы – грей - совпадает с единицей поглощенной дозы.

В случае фотонного излучения керма определяется кинетической энергией вторичных электронов и позитронов, в том числе той ее частью g , которая преобразуется в тормозное излучение. В общем случае значение кермы в условиях электронного равновесия^(*) совпадает с поглощенной дозой с погрешностью, определяемой значением g . Для фотонного излучения с энергией $E \leq 3$ МэВ (т.е. для γ -излучения практически всех радионуклидов) и сред с небольшой электронной плотностью доля энергии g весьма незначительна (~1% для воздуха, ~2% для биологической ткани). В качестве вещества, в котором определяется керма фотонного излучения, часто используется воздух. Значения поглощенной дозы и кермы в воздухе практически совпадают.


Для оценки действия рентгеновского и γ -излучения одним из первых было введено понятие **экспозиционной дозы** (D_x) – энергии излучения, преобразованной в кинетическую энергию заряженных частиц в единице массы сухого воздуха. Единица экспозиционной дозы в системе СИ – кулон на килограмм (Кл/кг). На практике использовали внесистемную единицу D_x – рентген^(**). Рентген (Р)- доза излучения, при которой в 0,001293 г воздуха (масса 1 см³ воздуха при 0°С и давлении 101,3 кПа) образуются ионы, несущие $3,336 \cdot 10^{-10}$ Кл заряда каждого знака. $1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4}$ Кл/кг.

Заряд электрона равен $1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл. Следовательно, при дозе в 1Р в 1 см³ воздуха образуется $2,08 \cdot 10^9$ пар ионов. Принимая среднюю энергию образования пары ионов в воздухе равной 33,85 эВ ($1 \text{ эВ} = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Дж = $1,602 \cdot 10^{-12}$ эрг), можно определить энергетические эквиваленты рентгена (для воздуха): $1 \text{ Р} = 0,113 \text{ эрг/см}^3 = 8,73 \cdot 10^{-6} \text{ Дж/г} = 87,3 \text{ эрг/г} = 0,873 \text{ рад} = 0,00873 \text{ Гр}$. Для биологической ткани выполняется соотношение: $1 \text{ Р} \approx 0,95 \text{ рад} = 0,0095 \text{ Гр}$.

Последствия воздействия разных видов излучения на человека могут различаться даже при одной и той же поглощенной дозе. Например, α -излучение гораздо опаснее β - или фотонного излучения. Для сопоставления биологического действия излучений различного состава введено понятие **эквивалентная доза** (H_R)

* Электронное равновесие - состояние взаимодействия излучения с веществом, при котором энергия излучения, поглощенная в некотором объеме вещества, равна суммарной кинетической энергии ионизирующих частиц, образованных в том же объеме. Электронное равновесие возможно при облучении фотонами однородной по атомному составу и плотности среды, например, воздуха.

(**) Экспозиционная доза, учитывающее ионизирующее действие фотонного излучения в воздухе, служит условной мерой эффекта облучения других веществ (биологической ткани): связь между D_x и D , можно установить лишь приближенно. Поэтому эта физическая величина в официальных документах, регламентирующих правила работы с источниками радиации, с 1990 г. не упоминается. Вместе с тем, ионизацию воздуха легко измерить и по результатам таких измерений можно судить об энергии, поглощенной биологической тканью. Выпускаемые ранее приборы, откалиброванные в единицах мощности экспозиционной дозы, до сих пор используются для дозиметрического контроля.

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

$$H_R = D_{\Pi,R} \cdot W_R \quad (4.3),$$

где взвешивающий коэффициент W_R (ранее использовавшееся название «коэффициент качества излучения») зависит от плотности ионизации среды излучением “R” и отражает степень его «биологической вредности».

В системе СИ единицей H_R является **зиверт** (Зв); $1 \text{ Зв} = (1 \text{ Гр}) \cdot W_R$. Для фотонов, электронов и β -частиц $W_R = 1 \text{ Зв/Гр}$; для нейтронов (в зависимости от энергии) W_R от 5 до 20 Зв/Гр; для α -частиц $W_R = 20 \text{ Зв/Гр}$. Внесистемной единицей является бэр (биологический эквивалент рада), $1 \text{ Зв} = 100 \text{ бэр}$.

При воздействии излучения сложного состава значение эквивалентной дозы равно сумме H_R для всех видов излучений.

$$H = \sum_R H_R = \sum_R D_{\Pi,R} \cdot W_R \quad (4.4)$$

Поток излучения со временем может изменяться. Поэтому действие излучения на вещество оценивается также величиной **мощности дозы (P)** – доза излучения за единицу времени (с, мин, ч и т.п.).

Пределы доз; допустимый уровень загрязнения поверхностей

В НРБ-99/2009 [6] выделяются три категории облучаемых лиц. Персонал группы А работает с источниками излучения непосредственно. Персонал группы Б в рабочее время может находиться в сфере воздействия источников излучения. Остальные люди относятся к категории «население».

Для персонала группы А установлены следующие пределы доз (ПД): 20 мЗв в год, но не более 100 мЗв за любые последовательные 5 лет; при 1700 рабочих часах в году допустимо 12 мкЗв в час; при шестичасовом рабочем дне – 72 мкЗв в день. Для кистей рук предел дозы увеличен до 300 мкЗв.


Для персонала группы Б, в том числе для учащихся старше 16 лет, ПД меньше в 4 раза. Для населения пределы доз меньше в 10 раз. Для сравнения, естественное (фоновое) облучение человека составляет в среднем 2,4 мЗв в год.

При работе с радиоактивными веществами в открытом виде нельзя исключать возможность загрязнения незащищенных участков тела, перчаток, спецодежды лабораторного оборудования и т.п. Если уровень загрязнения (плотность потока частиц) превышает предельно допустимый (см. работу 5, табл. 5.1), проводят дезактивацию поверхностей.

Доза от внешнего источника β -излучения

При работе с внешними источниками β -излучения как правило рассчитывают интегральную дозу в слое полного поглощения. Бета-излучение имеет непрерывный спектр и при расчете используют значение средней энергии \bar{E} (обычно принимают $\bar{E} = 0,4 E_{\beta,max}$; более точные значения \bar{E} для радионуклидов приведены, например, в [8, 9]). Необходимо также отметить, что для биологической ткани потери энергии, обусловленные отражением β -частиц или преобразованием их энергии в тормозное излучение, пренебрежимо малы.

Если на поверхность площадью s (в см^2) падает поток β -частиц, имеющих максимальную энергию $E_{\beta,max}$ (в МэВ) и максимальный пробег R_{max} (в г/см^2), то энергия этих частиц практически полностью поглощается в слое биологической ткани массой

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

$m = s \cdot R_{max}$. При плотности потока F_β (частиц/см²·с) мощность поглощенной дозы $P_{п,\beta}$ равна:

$$P_{n,\beta} = \frac{F_\beta \cdot \bar{E} \cdot s}{s \cdot R_{max}} = \frac{F_\beta \cdot 0,4E_{\beta,max}}{R_{max}} \left(\frac{МэВ}{г \cdot с} \right) \text{ или } P_{n,\beta} = 1,602 \cdot 10^{-10} \cdot \frac{F_\beta \cdot 0,4E_{\beta,max}}{R_{max}} \left(\frac{Гр}{с} \right) \quad (4.5)$$

Плотность потока F_β , создающего дозу мощностью в 1 Гр/с, согласно (4.5), равна:

$$F_\beta = 6,25 \cdot 10^9 \frac{R_{max}}{0,4E_{\beta,max}} \quad (4.6)$$

Выражение (4.6) может быть использовано для оценки мощности дозы β -излучения (в Гр/с) известного спектрального состава при регистрации его приборами, откалиброванными в единицах скорости счета (I , имп/с). $P_{n,\beta} = I / S_\beta \cdot \phi \cdot F_\beta$, где ϕ -коэффициент регистрации, S_β - площадь детектора в см².

Для точечного источника активностью A (в Бк), находящегося на расстоянии r (в см) от облучаемого объекта, учитывается ослабление потока β -частиц слоем воздуха, которое подчиняется, в первом приближении, экспоненциальному закону. Поглощенная доза, создаваемая источником со сложным составом излучения, равна:

$$D_{n,\beta} = 1,602 \cdot 10^{-10} \cdot \frac{At}{4\pi r^2} \sum_i \frac{p_i (0,4E_{\beta,max,i}) e^{-\mu_i \rho r}}{R_{max,i}} \quad (Гр) \quad (4.7),$$

где ρ - плотность воздуха (при н.у. 0,00129 г/см³); t - время (с); для i -ой группы частиц: p_i - доля частиц на распад, $E_{\beta,max,i}$ - максимальная энергия (МэВ), $R_{max,i}$ - максимальный пробег (г/см²), μ_i - коэффициент ослабления в воздухе (см²/г).

Значения R_{max} и μ для алюминия приведены в табл. П.4. При расчетах, не нуждающихся в особой точности, эти значения можно использовать для оценки $D_{n,\beta}$ в других материалах, в частности, в воздухе и в биологической ткани.

Доза от внешнего источника γ -излучения

При прохождении фотонного, например, γ -излучения, через вещество одна часть его энергия расходуется на ионизацию атомов среды, другая преобразуется в энергию вторичных (преимущественно комптоновских) фотонов и не участвует в создании дозы. Поэтому полный коэффициент ослабления γ -излучения μ можно представить как сумму коэффициента истинного поглощения (или электронного преобразования) μ_e и коэффициента μ_k , характеризующего вероятность преобразования первичного фотонного излучения во вторичное.


Пусть поток фотонов с энергией E_γ (МэВ) и плотностью F_γ (фотон/с·см²) проходит в течение t (с) через слой воздуха протяженностью Δl (см), площадью поперечного сечения s (см²) и плотностью ρ (г/см³). Тогда, с учетом экспоненциального закона ослабления потока, энергия, преобразованная в кинетическую энергию электронов (позитронов) в объеме массой $\Delta m = s \cdot \Delta l \cdot \rho$, равна: $\Delta E_\gamma = E_\gamma F_\gamma s t [1 - \exp(-\mu_e \Delta l \rho)]$.

При $\mu_e \Delta l \rho < 0,1$ справедливо $\Delta E_\gamma = E_\gamma F_\gamma s t \cdot \mu_e \Delta l \rho$ (4.8)

Как отмечалось, значения кермы (K) и поглощенной дозы ($D_{n,\gamma}$) в воздухе для γ -излучения радионуклидов практически (с погрешностью в 1%) совпадают. Исходя из (4.8) получим:

$$K = D_{n,\gamma} = \frac{\Delta E_\gamma}{\Delta m} = E_\gamma F_\gamma \mu_e t \quad (МэВ/г) \quad \text{или} \quad K = D_{n,\gamma} = 1,602 \cdot 10^{-10} E_\gamma F_\gamma \mu_e t \quad (Гр) \quad (4.9),$$

где μ_e - массовый коэффициент истинного поглощения (см²/г), (табл. П.6)

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

Экспозиционная доза в воздухе, учитывая энергетический эквивалент рентгена ($1P = 0,00873 \text{ Гр}$), равна: $D_3 = 1,835 \cdot 10^{-8} \cdot E_\gamma F_\gamma \mu_e t$ (P). Значение поглощенной дозы в биологической ткани (в радах) будет близким к этому значению (примерно $0,95 D_3$).

Выражение (4.9) позволяет оценить мощность дозы $P_{n,\gamma}$ (или мощность кермы в воздухе) по скорости счета I (имп/с), если для используемого детектора площадью S_δ (см^2) известна эффективность ε регистрации фотонов данной энергии E_γ .

$$P_{n,\gamma} = \frac{I}{S_\delta \cdot \varepsilon} \cdot \frac{1}{F_\gamma} = \frac{I}{S_\delta \cdot \varepsilon} \cdot \frac{E_\gamma \mu_e}{6,25 \cdot 10^9} \text{ (Гр/с)} \quad (4.10)$$

где F_γ - плотность потока фотонов, создающего в воздухе дозу (керму) мощностью 1 Гр/с.

Керма в воздухе K (как и поглощенная доза $D_{n,\gamma}$), создаваемая точечным источником моноэнергетического излучения на расстоянии r (в м) за время t (в с), равна:

$$K = D_{n,\gamma} = 1,602 \cdot 10^{-13} \cdot \frac{A \cdot p E_\gamma \mu_e}{4\pi r^2} \cdot t = \frac{A \cdot \Gamma_\varepsilon}{r^2} \cdot t \quad (\text{аГр}) \quad (4.11)$$

где $1,602 \cdot 10^{-13}$ – коэффициент пересчета МэВ в Дж (Дж/МэВ), A - активность (Бк), E_γ - энергия фотонов (МэВ), p - выход фотонов с энергией E_γ на распад, μ_e - коэффициент истинного поглощения ($\text{м}^2/\text{кг}$), Γ_ε - керма-постоянная радионуклида в [$\text{аГр} \cdot \text{м}^2/(\text{с} \cdot \text{Бк})$].

Параметр Γ_ε (табл. П.7) характеризует мощность воздушной кермы γ -излучения точечного источника активностью $A = 1 \text{ Бк}$ на расстоянии до точки детектирования $r = 1 \text{ м}$. Его обычно используемая размерность - [$\text{аГр} \cdot \text{м}^2/(\text{с} \cdot \text{Бк})$], где аГр (аттогрей) равен 10^{-18} Гр .

Полная керма-постоянная (Γ_ε) для радионуклида, испускающего фотоны различных энергий $E_{\gamma,i}$ (МэВ) с выходом на распад p_i и коэффициентом истинного поглощения $\mu_{e,i}$ ($\text{м}^2/\text{кг}$), равна сумме парциальных ($\Gamma_{\varepsilon,i}$)

$$\Gamma_\varepsilon = \sum_i \frac{p_i E_{\gamma,i} \mu_{e,i} \cdot 1,602 \cdot 10^{-13} \cdot 10^{18}}{4\pi} = \sum_i p_i \Gamma_{\varepsilon,i}^* = \sum_i \Gamma_{\varepsilon,i} \quad \left(\frac{\text{аГр} \cdot \text{м}^2}{\text{Бк} \cdot \text{с}} \right) \quad (4.12)$$

где $\Gamma_{\varepsilon,i}^*$ - нормализованная (т.е. рассчитанная для $p_i = 1$) парциальная керма-постоянная.


Используя (4.12) и данные, приведенные в табл. П.1, П.6 (или П.8), можно рассчитать, обращая при этом внимание на размерность вводимых величин, значение Γ_ε для любых источников с известным фотонным спектром, в т.ч. непрерывным. Для радионуклидов эти значения известны, часть из них приведена в табл. П.7. Определив Γ_ε , вычисляя, согласно (4.11), значения K (или $D_{n,\gamma}$) в точке детектирования.

Значения эквивалентной дозы в биологической ткани и поглощенной дозы в воздухе для фотонов с энергией $0,04 \div 15 \text{ МэВ}$ связаны соотношением $H = 1,09 \cdot D_{n,\gamma} \cdot W$. Поэтому практически для всех γ -излучающих нуклидов можно записать:

$$H = 1,09 \cdot D_{n,\gamma} \cdot W = 1,09 \cdot K \cdot W = 1,09 \frac{A \cdot \Gamma_\varepsilon \cdot t}{r^2} \cdot W \quad (4.13)$$

где размерность H - аЗв, $D_{n,\gamma}$ и K - аГр, $W=1 \text{ аЗв/аГр}$; остальные указаны в (4.11).

При расчете мощности экспозиционной дозы P_3 точечного источника используется значение гамма-постоянной радионуклида (Γ_ε). Она равна мощности дозы в P/ч, создаваемой γ -излучением данного радионуклидного источника активностью в 1 МКи на расстоянии 1 см от источника. Ее размерность P·см²/ч·МКи. Значения Γ_ε для некоторых нуклидов приведены в табл. П.7. При необходимости гамма-постоянную источника со сложным γ -спектром можно определить, воспользовавшись данными табл. П.6 и П.8.

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

$$\Gamma_{\gamma} = 194,5 \sum_i p_i E_{\gamma,i} \mu_{e,i} = \sum_i p_i \Gamma_{\gamma,i}^* = \sum_i \Gamma_{\gamma,i} \left(\frac{P \cdot \text{см}^2}{4 \cdot \text{мКи}} \right) \quad (4.14)$$

где для фотона с энергией $E_{\gamma,i}$ (МэВ) и выходом на распад p_i значения $\mu_{e,i}$ заданы в $\text{см}^2/\text{г}$; $\Gamma_{\gamma,i}^*$ - нормализованная (т.е. рассчитанная для $p_i=1$) парциальная гамма-постоянная.

Доза, создаваемая источником активностью A на расстоянии r за время t :

$$D_{\gamma} = P_{\gamma} \cdot t = \frac{A \cdot \Gamma_{\gamma}}{r^2} \cdot t \quad (P) \quad \text{и} \quad H \cong 0,95 D_{\gamma} \cdot W \quad (\text{бэр}) \quad (4.15)$$

Следует отметить, что экспозиционную дозу в воздухе, измеренную с помощью дозиметра в рентгенах, считают, как правило, равной эквивалентной дозе (H , бэр).

Защита от излучения


Проникающая способность **α -излучения** весьма незначительна: пробег α -частиц в воздухе не превышает 11 см, а в легких материалах (вода, дерево и т.п.) – 0,01 см. Следовательно, одежда, перчатки и даже лист бумаги полностью защищают от внешнего облучения. Вместе с тем, α -активные нуклиды, попавшие внутрь организма, представляют серьезную опасность, т.к. удельная ионизация биологической ткани α -частицами очень высока (на 1 мкм пробега несколько тысяч молекул). Взвешивающий коэффициент $W_{\alpha} = 20$ (см. уравнение(4.3)). Поэтому работа с α -излучателями (прежде всего, с эманулирующими препаратами) должна быть организована так, чтобы минимизировать возможное поступление радиоактивных газов и пыли в воздух рабочих помещений. Соответствующие химические операции проводятся в вытяжных шкафах, боксах; при необходимости используются респираторы.

Выполнение большинства экспериментов с источниками β - и γ -излучения связано с внешним облучением. При этом обычно ориентируются на дневную предельно допустимую дозу $H_{nd} = D_{nd} \cdot W_R = 72 \text{ мкЗв} = 7,2 \text{ мбэр}$ ($W_R = 1 \text{ мкЗв}/\text{мкГр} = 1 \text{ мбэр}/\text{мрад}$). Используя (4.7) и (4.13, 4.15), определяют минимально допустимое расстояние от источника r или, при заданных параметрах A и r , время t_{nd} , в течение которого можно находиться вблизи источника ионизирующего излучения. Например, для γ -источника

$$t_{nd} = \frac{H_{nd}}{W} \frac{r^2}{1,09 \cdot A \cdot \Gamma_{\gamma}} \quad (\text{с}) \quad \text{или} \quad t_{nd} = \frac{H_{nd}}{W} \frac{r^2}{0,95 \cdot A \cdot \Gamma_{\gamma}} \quad (\text{ч}) \quad (4.16)$$

Получаемые при работе с радионуклидами дозы, как это следует из (4.7) и (4.13), могут быть снижены за счет: 1) уменьшения активности радионуклида A и(или) времени эксперимента t (правильный выбор методики и применение высокоэффективной аппаратуры); 2) увеличения расстояния до источника r (использование простейших манипуляторов). Однако на практике нельзя безгранично уменьшать активность, время работы или увеличивать расстояние. Если «защита временем» и(или) «расстоянием» не позволяют снизить дозу до предельно допустимого уровня, устанавливают защитные экраны.

Для защиты от **β -излучения** применяют экраны, которые задерживают все β -частицы, т.е. с толщиной $d \geq R_{max}$ (табл. П.4). При этом используются материалы с небольшим атомным номером, например, полиметилметакрилат (оргстекло). В этом случае выход фотонного «тормозного» излучения незначителен, а для поглощения собственно β -частиц большинства радионуклидов достаточно экрана толщиной несколько мм.

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

Фотонное излучение лучше всего ослабляется материалами с большим атомным номером и высокой плотностью. При проектировании защиты в лаборатории, как правило, решается задача определения толщины свинцового экрана, обеспечивающего заданный уровень ослабления γ -излучения. При этом надо учитывать различия в ослаблении потока фотонов в условиях «узкого» и «широкого» пучков. В геометрии узкого пучка детектор регистрирует только нерассеянное излучение источника. В этом случае ослабление потока фотонов и дозы подчиняется экспоненциальной зависимости:

$$D_{\text{узк}} = D_0 \exp(-\mu d) \quad (4.17),$$

где $D_{\text{узк}}$ - доза, создаваемая узким пучком за защитным экраном толщиной d (см или г/см²), D_0 - доза в отсутствие экрана ($d = 0$), μ - полный коэффициент ослабления γ -излучения (см⁻¹ или см²/г) (табл. П.5).

Вычисление толщины экрана в соответствии с (4.17) всегда приводит к заниженному значению d . Это связано тем, что на облучаемый объект за экраном падает так называемый «широкий пучок», в состав которого кроме первичного излучения γ -источника (узкий пучок) входит также γ -излучение, рассеянное материалом защиты и увеличивающее мощность дозы. В случае моноэнергетического излучения доза (в аГр) на внутренней поверхности экрана равна

$$D_{\text{шпр}} = D_{\text{узк}} + D_{\text{расс}} = D_0 e^{-\mu d} + D_{\text{расс}} = D_0 e^{-\mu d} \cdot B_D = \frac{A \Gamma_\epsilon t}{r^2} e^{-\mu d} \cdot B_D \quad (4.18),$$

где A - активность источника (Бк), Γ_ϵ - керма-постоянная (табл. П.7), r - расстояние от источника (м), t - время облучения в с, B_D - фактор накопления дозы, который зависит от энергии фотонов E_γ , материала защиты и толщины экрана, выраженной в безразмерных единицах μd (табл. П.9, П.10); остальные обозначения в (4.17).

Для источника, спектр которого состоит из нескольких линий:


$$D_{\text{шпр}} = \frac{A \cdot t}{r^2} \sum_i p_i \Gamma_{\epsilon,i}^* e^{-\mu_i d} \cdot B_{D,i} = \sum_i D_{0,i} e^{-\mu_i d} \cdot B_{D,i} \quad (4.19),$$

где для компоненты спектра с энергией $E_{\gamma,i}$: p_i - выход на распад, $\Gamma_{\epsilon,i}^*$ - нормализованная частичная керма-постоянная (табл. П.8), μ_i - коэффициент ослабления (табл. П.5), $D_{0,i}$ - доза, создаваемая при $d=0$, $B_{D,i}$ - фактор накопления (табл. П.9).

Изменив размерности A , Γ_ϵ , t и r , можно получить аналогичные (4.18, 4.19) выражения для экспозиционной дозы.

Уравнения (4.18, 4.19) позволяют определить, во сколько раз экран известной толщины d уменьшает уровень облучения. Однако решить прямую задачу - рассчитать толщину экрана, обеспечивающего заданную кратность ослабления, можно только методом «последовательных приближений», так как значение B_D зависит от искомой величины d и не может быть заранее учтено.

Проектирование защиты проводят с коэффициентом запаса по мощности эквивалентной дозы, равным 2. Это создает резерв, компенсирующий возможные погрешности в исходных данных, возможность облучения от неучтенных источников и т.п. Таким образом, мощность дозы на поверхности защиты не должна превышать значения 6 мкЗв/ч (36 мкЗв за день). На практике для расчета защиты обычно используют таблицу Н.Г. Гусева (табл. П. 11), составленную численным моделированием для широкого пучка фотонного излучения с учетом дозового фактора накопления. Для источника моноэнергетического излучения E_γ , используя (4.13) или (4.15), вычисляют дозу (D_0 и H_0) в отсутствие защиты и определяют кратность ее ослабления до предельно

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

допустимого уровня: $k = 2(H_0/H_{н0})$, где $H_{н0} = 72$ мкЗв/день = 12 мкЗв/ч. В табл. П.11 находят толщину защиты, соответствующую значениям k и E_γ .

В тех случаях, когда источник имеет сложный спектр излучения, защиту рассчитывают методом «конкурирующих линий». Прежде всего, оценив значения $p_i \Gamma_{e,i}^*$ (см. 4.11, 4.12), выбирают в спектре несколько линий $E_{\gamma,i}$, которые вносят заметный вклад в дозу. Затем рассчитывают кратности ослабления k_i для доз, создаваемых каждой выбранной компонентой.

$$k_i = 2 \frac{H_{0,i}}{H_{н0}} = 2 \frac{H_0}{H_{н0}} \frac{\Gamma_{e,i}}{\Gamma_e} = k \frac{\Gamma_{e,i}}{\Gamma_e} \quad (4.20),$$

где $H_{0,i}$ – доза, создаваемая фотонами $E_{\gamma,i}$ при $d = 0$; $\Gamma_{e,i}$ и Γ_e – парциальная и полная керма-постоянные; k_i и k – кратности ослабления i -той линии и всего спектра, соответственно.

Далее для каждой линии $E_{\gamma,i}$ по значению k_i находят необходимую толщину защиты d_i . Выбирают главную линию (требующую наибольшей защиты d_z) и конкурирующую линию (следующая за наибольшей толщина защиты d_k). Кратности ослабления этих линий (k_z и k_k) удваивают, по таблице находят новые значения d_z' и d_k' (для $2 k_z$ и $2 k_k$, соответственно). По разности ($d_z' - d_z = \Delta_{1/2,z}$) и ($d_k' - d_k = \Delta_{1/2,k}$) определяют слои полуослабления для главной и конкурирующей линий и выбирают наибольшее из двух значений $\Delta_{1/2}$. Окончательно толщину защиты d находят из соотношений:

$$\begin{aligned} d &= d_z + \Delta_{1/2}, & \text{если} & \quad (d_z - d_k) = 0 \\ d &= d_k + \Delta_{1/2}, & \text{если} & \quad 0 < (d_z - d_k) < \Delta_{1/2} \\ d &= d_z, & \text{если} & \quad (d_z - d_k) > \Delta_{1/2} \end{aligned}$$

4.2. Измерение мощности дозы гамма-излучения и расчет защиты

Цель работы

- измерение мощности дозы, создаваемой источником γ -излучения на различных расстояниях;
- расчет допустимого времени работы с источником без защитного экрана;
- определение активности источника;
- расчет толщины защитного экрана.

Оборудование и препараты


Контейнер с источником γ -излучения (^{137}Cs); дозиметр ДРГ-05; рулетка;

Выполнение работы

1. Знакомятся с инструкцией по работе с дозиметром ДРГ-05 и готовят его к измерениям.

2. Измеряют мощность экспозиционной дозы P_3 (мкР/с) источника ^{137}Cs , установленного на рабочем столе сотрудниками практикума, на расстоянии r от 5 до 1 м (с шагом 50 см). Натянутая лента рулетки является направляющей, вдоль которой перемещают датчик дозиметра. В каждой точке проводят три последовательных измерения (с интервалом в 5÷10 с), в табл. 4.2.1 вносят среднее арифметическое значение P_3 . Отмечают **общее** время ($t_{\text{обт}}$ - время облучения) выполнения этой части работы.

Учитывая энергетический эквивалент рентгена, пересчитывают значения P_3 (мкР/с) в значения мощности воздушной кермы P_K (аГр/с).

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

3. Строят график зависимости P_K от $1/r^2$ и, в соответствии с уравнением (4.11), рассчитывают активность источника A в Бк.

Таблица 4.2.1

n/n	$r, \text{ м}$	$P_z, \text{ мкР/с}$	$P_K, \text{ аГр/с}$	$1/r^2, \text{ м}^{-2}$	$t_{нд}, \text{ с}$
1	5,0				
2	4,5				
...	...				
9	1,0				

4. По результатам измерения P_z (P_K) на расстоянии 1, 2 и 5 м определяют, согласно (4.13, 4.16), допустимое время работы с источником $t_{нд}$. Для студентов (персонал группы Б) допустимая дневная доза составляет 18 мкЗв.

Оценивают дозу, полученную при проведении измерений, считая, что в каждой из 9 точек учащийся находился в течение $\frac{1}{9}t_{обл}$.

5. Предполагая, что работа с источником будет проводиться ежедневно в течение 1 ч на расстоянии 1 м, определяют толщину свинцового экрана, уменьшающего облучение до предельно допустимого уровня (табл. П.11).

РАБОТА 5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАГРЯЗНЕННОСТИ РАДИОАКТИВНЫМИ ВЕЩЕСТВАМИ РАБОЧИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

При работе с радиоактивными изотопами в радиохимической лаборатории (практикуме), в соответствии с основными санитарными правилами обеспечения радиационной безопасности (ОСПОРБ-99/2010 [7]), необходимо регулярно проверять степень загрязненности различных поверхностей, на которые могли попасть радиоактивные вещества. Уровень загрязненности – плотность потока частиц, испускаемых загрязненной поверхностью, определяется по выходу α - или β -частиц в верхнюю полусферу над 1 см^2 поверхности (част./($\text{см}^2 \cdot \text{мин}$)). Различают нефиксированную (снимаемую), неснимаемую и общую (суммарную) загрязненность. Уровни загрязнения рук, перчаток, спецодежды, оборудования, поверхности столов и т.д. нормируются, исходя из потенциальной опасности попадания радионуклидов внутрь организма (НРБ-99/2009; табл. 5.1). Поэтому допустимое количество радиоактивных ядер на 1 см^2 поверхности во много раз меньше того количества, которое может создать предельно допустимую дозу внешнего облучения (см. уравнения (4.5, 4.6)).

Приборы, с помощью которых обнаруживают и измеряют радиоактивные загрязнения, называются радиометрами. Уровень общей загрязненности ($F_{загр}$) определяют переносными приборами по регистрируемой активности 1 см^2 поверхности с учетом коэффициента счета $K_{сч}$:

$$F_{загр} = \frac{(I_{с,загр} - I_{\phi})}{S_{\delta}} K_{сч} = \frac{(I_{с,загр} - I_{\phi})}{S_{\delta}} \frac{1}{\phi} \quad (5.1),$$

где $I_{с,загр}$ и I_{ϕ} – скорость счета(*) загрязненной поверхности и фона, соответственно (в имп/мин); S_{δ} – площадь окна детектора в см²; ϕ – коэффициент регистрации радиометра.

Для определения коэффициента счета проводится калибровка радиометра по излучению эталонных источников. Коэффициент $K_{сч}$ равен отношению числа частиц, испускаемым эталоном в минуту в угол 2π ($F_{эм(2\pi)}$, паспортные данные), к скорости счета ($I_{с,эм} - I_{\phi}$), измеренной при наложении эталона на окно детектора:

$$K_{сч} = \frac{F_{эм(2\pi)}}{(I_{с,эм} - I_{\phi})} \quad (\text{при } S_{\delta} \geq S_{эм}) \quad (5.2)$$

Для конкретного радионуклида значение $K_{сч}$ определяется по графику зависимости $K_{сч}$ от $E_{\beta, max}$, который строят по результатам измерений нескольких эталонов.

Таблица 5.1

Допустимые уровни радиоактивного загрязнения поверхностей (част./(см²·мин))


Объект загрязнения	Альфа-активные нуклиды*		Бета-активные нуклиды
	отдельные**	прочие	
Неповрежденная кожа, полотенца, внутренняя поверхность лицевых частей средств индивидуальной защиты и перчаток	2	2	200***
Основная спецодежда, внутренняя поверхность дополнительных средств индивидуальной защиты, спецобувь	5	20	2000
Поверхности помещений постоянного пребывания персонала и находящегося в них оборудования	5	20	2000
Поверхности помещений периодического пребывания персонала и находящегося в них оборудования	50	200	10000

* для поверхностей рабочих помещений и оборудования нормируется снимаемое (нефиксированное) загрязнение; для остальных поверхностей – суммарное (снимаемое и неснимаемое) загрязнение;

** альфа-активные нуклиды, допустимая объемная активность которых в воздухе рабочих помещений ДОА < 0,3 Бк/м³ (²³²Th, ²⁴¹Am и др.);

*** для равновесной смеси изотопов ⁹⁰Sr + ⁹⁰Y не более 40 част./см²·мин.

* Поправку на разрешающее время детекторов со счетчиками Гейгера-Мюллера в регистрируемую скорость счета обычно не вводят, так как величина I_c в уравнениях (5.1; 5.3), как правило, меньше 10000 имп/мин. Кроме того, даже при более высокой скорости счета ($I \approx 15000 - 20000$ имп/мин) некоторое снижение точности её определения, как показала практика, не приводит к существенному увеличению погрешности конечного результата расчетов – значений $F_{загр}$ или $\Delta F_{загр}$.

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

Нефиксированная загрязненность ($\Delta F_{загр}$) может быть определена с помощью как переносных, так и стационарных радиометров методом «взятия сухого мазка». Для этого фильтровальной бумагой, площадью меньшей, чем входное окно детектора, трижды протирают определенную площадь ($S_{маз}$) поверхности помещений или оборудования. На откалиброванном радиометре измеряют скорость счета пробы-«мазка» ($I_{с,маз}$) и рассчитывают нефиксированную загрязненность:

$$\Delta F_{загр} = F_{маз} = \frac{(I_{с,маз} - I_{\phi})}{S_{маз}} K_{сч} \quad (5.3)$$

Цель работы

Изучение работы радиометра; определение уровня нефиксированной (снимаемой) загрязненности поверхности β -активными нуклидами.

Оборудование и препараты

Радиометр УИМ-1М; набор эталонных источников β -излучения с сопроводительными паспортами; кюветы, поверхность которых загрязнена одним из используемых в практикуме β -активных нуклидов.

Выполнение работы

1. Знакомятся с краткой инструкцией по работе с радиометром и готовят его к измерениям.


2. Проводят 3 измерения скорости счета фона продолжительностью по 1 мин.

3. Градуируют радиометр УИМ-1М по эталонным источникам β -излучения: ^{14}C , ^{60}Co , ^{204}Tl , равновесная смесь ^{90}Sr (^{90}Y). Энергия излучения и период полураспада этих радионуклидов приведены в табл. П.1. «Эффективная» энергия β - частиц источника ^{90}Sr (^{90}Y), значение которой обычно используют при построении калибровочного графика в координатах $K_{сч}$ - $E_{\beta,макс}$, равна 1,6 МэВ.

Три эталонных препарата являются «чистыми» β -излучателями, в то время как распад ядра ^{60}Co сопровождается испусканием двух жестких γ -квантов. В этом случае при калибровке радиометра проводят два измерения: сначала - общей скорости счета эталонного препарата ($I_{с,эт1} = I_{\beta} + I_{\gamma} + I_{\phi}$), затем - скорости счета, обусловленной γ -излучением ($I_{с,эт2} = I_{\gamma} + I_{\phi}$). При втором измерении между окном детектора и препаратом помещают алюминиевый диск, толщина которого равна (или немного больше) максимальному пробегу β -частиц (80-81 мг/см²). Разность между $I_{с,эт1}$ и $I_{с,эт2}$ соответствует скорости счета β -излучения кобальта-60.

Для каждого эталона проводят по 3 измерения скорости счета $I_{с,эт}$ (для ^{60}Co по 3 измерения $I_{с,эт1}$ и $I_{с,эт2}$) продолжительностью по 1 мин, находят среднее значение ($\bar{I}_{с,эт} - \bar{I}_{\phi}$) и, согласно (1.19; 1.26; 1.33), - погрешность среднего для 95%-ной доверительной вероятности. По формуле (5.2) определяют коэффициент счета $K_{сч,i}$ для каждого эталона. Относительную погрешность определения $K_{сч,i}$ оценивают, используя закон накопления (1.30), рассчитанную погрешность средней скорости счета и погрешность определения $F_{эт,(2\pi)}$, указанную в паспорте:

$$\delta_{K_{сч,i}}^2 = \delta_{(I_{с,эт} - I_{\phi})}^2 + \delta_{F_{эт,(2\pi)}}^2 \quad \text{и} \quad \Delta_{K_{сч,i}} = (\delta_{K_{сч,i}}) \cdot K_{сч,i} \quad (5.4)$$

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

Полученные данные вносят в табл. 5.2 и, с учетом полученных значений $\Delta K_{сч,i}$, строят график зависимости коэффициента счета от энергии β -излучения.

Таблица 5.2

№	Нуклид, период полу-распада	$F_{эм(2\pi)}$, част/мин		$E_{\beta,max}$, МэВ	$(\bar{I}_{с,эм} - \bar{I}_{\phi})$, имп/мин	$K_{сч,i}$, част/имп	$K_{сч,j} \pm \Delta K_{сч,j}$
		по паспорту	на дату измерения				


4. Определяют нефиксированную загрязненность рабочей поверхности. Для этого, по согласованию с преподавателем, выбирают 2 участка (по 100÷200 см² каждый) загрязненной поверхности и определяют их площадь. Узнают, с каким радионуклидом проводились работы на данном рабочем месте, и, используя построенный график $K_{сч,i} - E_{\beta,max}$, определяют коэффициент счета для этого нуклида. Бумажным фильтром диаметром 3-4 см трижды протирают выделенный участок и измеряют скорость счета фильтра. Аналогичным способом берут «мазок» со второго участка. Вычисляют снимаемую загрязненность ($\Delta F_{загр}$; уравнение 5.3). Сопоставляют полученные результаты с данными табл. 5.1 и определяют отношение величины $\Delta F_{загр}$ к допустимому уровню загрязненности $F_{доz}$.

Таблица 5.3

№ рабочего места на плане	$(I_{с,маз} - I_{\phi})$, имп/мин	$K_{сч}$, част/имп	$\Delta F_{загр}$, част/см ² ·мин	$\Delta F_{загр} / F_{доz}^*$

*- допустимая загрязненность

7. ЛАБОРАТОРНЫЕ РАБОТЫ, ПРАКТИКУМЫ не предусмотрено учебным планом


Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

8. ТЕМАТИКА КУРСОВЫХ РАБОТ

не запланировано учебным планом

9. ПЕРЕЧЕНЬ ВОПРОСОВ К ЗАЧЕТУ

1. Энергия связи нуклонов в ядре. Причины нестабильности атомных ядер. Нуклидная карта.
2. Понятие радиоактивности. Основные типы радиоактивных превращений.
3. Спонтанное и нейтронно-индуцированное деление ядер. Радионуклиды для ядерной энергетики.
4. Сверхтяжелые элементы. Способы получения и причины нестабильности.
5. Типы радиоактивных превращений. Альфа-распад. Энергетические спектры альфа-излучения.
6. Типы радиоактивных превращений. Бета-распад с испусканием электронов.
7. Энергетические спектры бета-излучения.
8. Типы радиоактивных превращений. Бета-распад ядер с испусканием позитронов.
9. Энергетические спектры бета-излучения.
10. Типы радиоактивных превращений. Электронный захват. Вторичные процессы в атоме, происходящие при электронном захвате.
11. Испускание гамма-квантов при радиоактивном распаде. Изомерные переходы.
12. Энергетические спектры гамма-излучения.
13. Стохастический характер радиоактивного распада. Виды распределений, описывающие статистику радиоактивного распада и регистрации излучений.
14. Основной закон радиоактивного распада. Период полураспада. Способы определения периода полураспада. Единицы измерения радиоактивности.
15. Цепочки радиоактивных превращений. Радиоактивные равновесия.
16. Ядерные реакции. Энергетический эффект и энергетический порог ядерных реакций.
17. Ядерные реакции. Эффективное сечение. Расчет выходов ядерных реакций.
18. Получение радионуклидов с помощью ядерных реакций под действием заряженных частиц.
19. Ядерные реакции под действием нейтронов. Получение радионуклидов с помощью различных источников нейтронов.
20. Применение ядерных реакций и современной энергетике. Реакции деления и реакции нуклеосинтеза.
21. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом. Эффекты, сопровождающие прохождение излучения через вещество.
22. Взаимодействие альфа-частиц с веществом. Пробег альфа-частиц в веществе.
23. Кривая Брэгга.
24. Взаимодействие бета-частиц с веществом. Ослабление бета-излучения.
25. Взаимодействие бета-частиц с веществом. Тормозное излучение. Черенковское излучение.
26. Механизмы взаимодействия гамма-излучения с веществом.
27. Взаимодействие гамма-излучения с веществом. Ослабление гамма-излучения различными материалами.
28. Общая характеристика методов регистрации ионизирующих излучений. Типы детекторов.
29. Регистрация ионизирующих излучений. Влияние свойств радионуклида и условий измерений на величину регистрируемой активности.
30. Газовые ионизационные детекторы.
31. Методы регистрации гамма-излучения. Гамма-спектрометрия.

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		


32. Регистрация альфа- и бета-излучений с помощью жидкостной сцинтилляционной спектрометрии.
33. Физические и химические последствия воздействия ионизирующего излучения с веществом. Радиолит воды.
34. Действие ионизирующих излучений на живые организмы. Негативные эффекты облучения. Взаимосвязь эффект–доза.
35. Понятие доза облучения. Дозы, характеризующие непосредственно ионизирующие и косвенно ионизирующие излучения.
36. Поглощенная доза. Единицы измерения. Способы определения.
37. Керма. Экспозиционная доза. Единицы измерения. Связь между ионизацией воздуха гамма-излучением и поглощенной дозой в биологической ткани
38. Доза от точечного источника со сложным составом гамма-излучения. Керма-постоянная.
39. Эквивалентная и эффективная дозы. Допустимые уровни облучения для различных категорий населения.
40. Защита от ионизирующих излучений. Защита временем, расстоянием, с использованием экранов. Расчет защиты от внешнего бета- и гамма-излучения. Принципы, лежащие в основе радиационной защиты. Правила работы с радиоактивными веществами.

10 САМОСТОЯТЕЛЬНАЯ РАБОТА ОБУЧАЮЩИХСЯ


Содержание, требования, условия и порядок организации самостоятельной работы обучающихся с учетом формы обучения определяется в соответствии с «Положением об организации самостоятельной работы обучающихся», утвержденным Ученым советом УлГУ (протокол № 8/268 от 26.03.19 г.).

Форма обучения: очная.


Название разделов и тем	Вид самостоятельной работы	Объем в часах	Форма контроля
Раздел 1. Химическая термодинамика			
Раздел 1. Радиоактивность			
Тема 1. Развитие представлений о радиоактивности	Проработка учебного материала с использованием ресурсов учебно-методического и информационного обеспечения дисциплины; Подготовка к сдаче зачета	1	устный опрос, тестирование, включение вопросов на зачете
Тема 2. Радиоактивный распад	Проработка учебного материала с использованием ресурсов учебно-методического и информационного обеспечения дисциплины; Подготовка к сдаче зачета	1	устный опрос, тестирование, включение вопросов на зачете

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

Тема 3. Закон радиоактивного распада	Проработка учебного материала с использованием ресурсов учебно-методического и информационного обеспечения дисциплины; Подготовка к сдаче зачета	1	устный опрос, тестирование, включение вопросов на зачете
Раздел 2. Взаимодействие излучения с веществом			
Тема 4. Взаимодействие различных видов излучения с веществом	Проработка учебного материала с использованием ресурсов учебно-методического и информационного обеспечения дисциплины; Подготовка к сдаче зачета	1	устный опрос, тестирование, включение вопросов на зачете
Тема 5. Способы детектирования ионизирующих излучений	Проработка учебного материала с использованием ресурсов учебно-методического и информационного обеспечения дисциплины; Подготовка к сдаче зачета	1	устный опрос, тестирование, включение вопросов на зачете
Раздел 3. Радиационная безопасность			
Тема 6. Воздействие излучения на живые организмы	Проработка учебного материала с использованием ресурсов учебно-методического и информационного обеспечения дисциплины; Подготовка к сдаче зачета	1	устный опрос, тестирование, включение вопросов на зачете
Тема 7. Вклад различных факторов в дозу облучения	Проработка учебного материала с использованием ресурсов учебно-методического и информационного обеспечения дисциплины; Подготовка к сдаче зачета	1	устный опрос, тестирование, включение вопросов на зачете
Раздел 4. Радиоактивность окружающей среды			
Тема 8. Классификация радионуклидов по их происхождению	Проработка учебного материала с использованием ресурсов учебно-методического и информационного обеспечения дисциплины; Подготовка к сдаче зачета	1	устный опрос, тестирование, включение вопросов на зачете
Тема 9. Техногенные радионуклиды	Проработка учебного материала с использованием ресурсов учебно-методического и информационного обеспечения дисциплины; Подготовка к сдаче зачета	1	устный опрос, тестирование, включение вопросов на зачете

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

Раздел 5. Ядерные реакции и производство радионуклидов			
Тема 10. Ядерные реакции	Проработка учебного материала с использованием ресурсов учебно-методического и информационного обеспечения дисциплины; Подготовка к сдаче зачета	1	устный опрос, тестирование, включение вопросов на зачете
Тема 11. Получение реакторных радионуклидов	Проработка учебного материала с использованием ресурсов учебно-методического и информационного обеспечения дисциплины; Подготовка к сдаче зачета	1	устный опрос, тестирование, включение вопросов на зачете
Тема 12. Радионуклидные генераторы	Проработка учебного материала с использованием ресурсов учебно-методического и информационного обеспечения дисциплины; Подготовка к сдаче зачета	1	устный опрос, тестирование, включение вопросов на зачете
Раздел 6. Применение радионуклидов			
Тема 13. Понятие о ядерной медицине	Проработка учебного материала с использованием ресурсов учебно-методического и информационного обеспечения дисциплины; Подготовка к сдаче зачета	1	устный опрос, тестирование, включение вопросов на зачете
Тема 14. Основы метода радиоактивных индикаторов	Проработка учебного материала с использованием ресурсов учебно-методического и информационного обеспечения дисциплины; Подготовка к сдаче зачета	1	устный опрос, тестирование, включение вопросов на зачете
Раздел 7. Основы ядерной энергетики			
Тема 15: Ядерный топливный цикл. Устройство атомных реакторов	Проработка учебного материала с использованием ресурсов учебно-методического и информационного обеспечения дисциплины; Подготовка к сдаче зачета	2	устный опрос, тестирование, включение вопросов на зачете
Тема 16. Переработка облученного топлива	Проработка учебного материала с использованием ресурсов учебно-методического и информационного обеспечения дисциплины; Подготовка к сдаче зачета	2	устный опрос, тестирование, включение вопросов на зачете

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

11. УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКОЕ И ИНФОРМАЦИОННОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ДИСЦИПЛИНЫ

а) Список рекомендуемой литературы

Основная :

1. Давыдов, Ю. П. Основы радиохимии : учебное пособие / Ю. П. Давыдов. — Минск : Вышэйшая школа, 2014. — 319 с. — ISBN 978-985-06-2395-9. — Текст : электронный // Электронно-библиотечная система IPR BOOKS : [сайт]. — URL: <https://www.iprbookshop.ru/35519.html>
2. Мархоцкий, Я. Л. Основы радиационной безопасности населения : учебное пособие / Я. Л. Мархоцкий. — Минск : Вышэйшая школа, 2011. — 224 с. — ISBN 978-985-06-1962-4. — Текст : электронный // Электронно-библиотечная система IPR BOOKS : [сайт]. — URL: <https://www.iprbookshop.ru/20110.html>
3. Бекман, И. Н. Радиохимия в 2 т. Т. 1 Фундаментальная радиохимия : учебник и практикум для вузов / И. Н. Бекман. — Москва : Издательство Юрайт, 2020. — 473 с. — (Высшее образование). — ISBN 978-5-534-04180-4. — Текст : электронный // Образовательная платформа Юрайт [сайт]. — URL: <https://urait.ru/bcode/450184>
4. Бекман, И. Н. Радиохимия в 2 т. Т. 2. Прикладная радиохимия и радиационная безопасность : учебник и практикум для вузов / И. Н. Бекман. — Москва : Издательство Юрайт, 2020. — 386 с. — (Высшее образование). — ISBN 978-5-534-04182-8. — Текст : электронный // Образовательная платформа Юрайт [сайт]. — URL: <https://urait.ru/bcode/450473>

Дополнительная литература


1. Основы радиационного контроля. Практика отбора и подготовки проб : учебное пособие / П. В. Матюхин, Р. Н. Ястребинский, Л. В. Денисова [и др.]. — Белгород : Белгородский государственный технологический университет им. В.Г. Шухова, ЭБС АСВ, 2017. — 153 с. — ISBN 978-5-361-00541-3. — Текст : электронный // Электронно-библиотечная система IPR BOOKS : [сайт]. — URL: <https://www.iprbookshop.ru/80519.html>
2. Гергалов, В. И. Радиохимия : учебно-методическое пособие : в 2 частях / В. И. Гергалов. — Минск : БГУ, 2017 — Часть 2 : Использование радиоизотопов для решения практических задач — 2017. — 119 с. — ISBN 978-985-566-405-6. — Текст : электронный // Лань : электронно-библиотечная система. — URL: <https://e.lanbook.com/book/180646>

Учебно-методическая

1. Подольская З. В. Радиохимия : методические указания самостоятельной работы бакалавров направления подготовки 04.03.01 Химия / З. В. Подольская; УлГУ, Экол. фак. - Ульяновск : УлГУ, 2019. - 12 с. - Неопубликованный ресурс. - URL: <http://lib.ulsu.ru/MegaPro/Download/MObject/10922> . - Режим доступа: ЭБС УлГУ. - Текст : электронный.

Согласовано:

_____ / Окунева И.А. / _____
 Начальник отдела НБ УлГУ / ФИО
 Должность сотрудника научной библиотеки / Подпись 16.05.2022

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

б) программное обеспечение

1. Microsoft Office
2. ОС Windows Professional
3. Антиплагиат ВУЗ

Профессиональные базы данных, информационно-справочные системы

1. Электронно-библиотечные системы:

1.1. Цифровой образовательный ресурс IPRsmart : электронно-библиотечная система : сайт / ООО Компания «Ай Пи Ар Медиа». - Саратов, [2022]. – URL: <http://www.iprbookshop.ru>. – Режим доступа: для зарегистрир. пользователей. - Текст : электронный.

1.2. Образовательная платформа ЮРАЙТ : образовательный ресурс, электронная библиотека : сайт / ООО Электронное издательство ЮРАЙТ. – Москва, [2022]. - URL: <https://urait.ru>. – Режим доступа: для зарегистрир. пользователей. - Текст : электронный.

1.3. База данных «Электронная библиотека технического ВУЗа (ЭБС «Консультант студента») : электронно-библиотечная система : сайт / ООО Политехресурс. – Москва, [2022]. – URL: <https://www.studentlibrary.ru/cgi-bin/mb4x>. – Режим доступа: для зарегистрир. пользователей. – Текст : электронный.

1.4. Консультант врача. Электронная медицинская библиотека : база данных : сайт / ООО Высшая школа организации и управления здравоохранением-Комплексный медицинский консалтинг. – Москва, [2022]. – URL: <https://www.rosmedlib.ru>. – Режим доступа: для зарегистрир. пользователей. – Текст : электронный.

1.5. Большая медицинская библиотека : электронно-библиотечная система : сайт / ООО Букап. – Томск, [2022]. – URL: <https://www.books-up.ru/ru/library/>. – Режим доступа: для зарегистрир. пользователей. – Текст : электронный.

1.6. ЭБС Лань : электронно-библиотечная система : сайт / ООО ЭБС Лань. – Санкт-Петербург, [2022]. – URL: <https://e.lanbook.com>. – Режим доступа: для зарегистрир. пользователей. – Текст : электронный.

1.7. ЭБС **Znanium.com** : электронно-библиотечная система : сайт / ООО Знаниум. - Москва, [2022]. - URL: <http://znanium.com> . – Режим доступа : для зарегистрир. пользователей. - Текст : электронный.

1.8. Clinical Collection : научно-информационная база данных EBSCO // EBSCOhost : [портал]. – URL: <http://web.b.ebscohost.com/ehost/search/advanced?vid=1&sid=9f57a3e1-1191-414b-8763-e97828f9f7e1%40sessionmgr102> . – Режим доступа : для авториз. пользователей. – Текст : электронный.


1.9. База данных «Русский как иностранный» : электронно-образовательный ресурс для иностранных студентов : сайт / ООО Компания «Ай Пи Ар Медиа». – Саратов, [2022]. – URL: <https://ros-edu.ru>. – Режим доступа: для зарегистрир. пользователей. – Текст : электронный.

2. КонсультантПлюс [Электронный ресурс]: справочная правовая система. /ООО «Консультант Плюс» - Электрон. дан. - Москва : КонсультантПлюс, [2022].

3. Базы данных периодических изданий:

3.1. База данных периодических изданий EastView : электронные журналы / ООО ИВИС. - Москва, [2022]. – URL: <https://dlib.eastview.com/browse/udb/12>. – Режим доступа : для авториз. пользователей. – Текст : электронный.

3.2. eLIBRARY.RU: научная электронная библиотека : сайт / ООО Научная Электронная Библиотека. – Москва, [2022]. – URL: <http://elibrary.ru>. – Режим доступа : для авториз. пользователей. – Текст : электронный

Министерство науки и высшего образования РФ Ульяновский государственный университет	Форма	
Ф - Рабочая программа дисциплины		

13 СПЕЦИАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ ДЛЯ ОБУЧАЮЩИХСЯ С ОГРАНИЧЕННЫМИ ВОЗМОЖНОСТЯМИ ЗДОРОВЬЯ (ОВЗ) И ИНВАЛИДОВ

В случае необходимости, обучающимся из числа лиц с ограниченными возможностями здоровья (по заявлению обучающегося) могут предлагаться одни из следующих вариантов восприятия информации с учетом их индивидуальных психофизических особенностей:

– для лиц с нарушениями зрения: в печатной форме увеличенным шрифтом; в форме электронного документа; в форме аудиофайла (перевод учебных материалов в аудиоформат); в печатной форме на языке Брайля; индивидуальные консультации с привлечением тифлосурдопереводчика; индивидуальные задания и консультации;

– для лиц с нарушениями слуха: в печатной форме; в форме электронного документа; видеоматериалы с субтитрами; индивидуальные консультации с привлечением сурдопереводчика; индивидуальные задания и консультации;

– для лиц с нарушениями опорно-двигательного аппарата: в печатной форме; в форме электронного документа; в форме аудиофайла; индивидуальные задания и консультации.

В случае необходимости использования в учебном процессе частично/исключительно дистанционных образовательных технологий, организация работы ППС с обучающимися с ОВЗ и инвалидами предусматривается в электронной информационно-образовательной среде с учетом их индивидуальных психофизических особенностей.

Разработчик: _____



_____ доцент З.В. Подольская 16.05.22