#### МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

#### НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ "МИФИ"

В.А. Климанов, Е.А. Крамер-Агеев, В.В. Смирнов

# Радиационная дозиметрия

Под редакцией В.А. Климанова

Монография

Москва 2014

УДК 539.1.07+539.1.03 ББК 31.42я7 К49

Климанов В.А., Крамер-Агеев Е.А., Смирнов В.В. **Радиационная дозиметрия.** *Монография* / Под ред. В.А. Климанова. — М.: НИЯУ МИФИ, 2014. — 648 с.

Настоящая монография представляет собой полное изложение и анализ современного состояния основных направлений радиационной дозиметрии, начиная с взаимодействия излучений с веществом и заканчивая вопросами применения методов радиационной дозиметрии в лучевой терапии и ядерной медицине. Монография разделена на две части. Основное содержание первой части составляют анализ вопросов передачи энергии от излучения в среды и рассмотрение теоретических основ дозиметрии: понятия основных дозиметрических характеристик полей ионизирующих излучений, теория полости, принципы дозиметрии, подходы к интерпретации дозиметрических измерений, основные характеристик дозиметров. Подробно обсуждаются методы расчета доз при внешнем облучении от основных элементарных источников. Вторая часть монографии в основном посвящена изложению и анализу экспериментальных методов дозиметрии и ее инструментария. Отдельные главы части 2 отведены внутренней дозиметрии и применению методов радиационной дозиметрии в лучевой терапии и ядерной медицине.

Монография предназначена для научно-технических работников, проводящих как научные исследования, так и ругинные измерения и расчет дозовых характеристик полей, создаваемых различными источниками ионизирующих излучений. Она будет также полезна для аспирантов и студентов вузов технического профиля и медицинских вузов, специализирующихся в области ядерной медицины и лучевой терапии.

Подготовлена в рамках Программы создания и развития НИЯУ МИФИ.

Рецензенты: д-р техн. наук Б.Я. Наркевич, д-р техн. наук Б.В. Поленов

ISBN 978-5-7262-2038-3

© Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 2014

Редактор Е.К. Коцарева

Подписано в печать 20.11.2014. Формат 60х84 1/16 Уч.-изд. л. 41,0. Печ. л. 41,0. Тираж 90 экз. Изд. № 033–2. Заказ № 12.

Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ". 115409, Москва, Каширское шоссе, 31. ООО «Клаб Принт». 127018, Москва, Марьиной Рощи 3-й проезд, д.40, корп. 1.

# Оглавление

Предисловие	
Основные обозначен	ия18
Часть І. Взаимодей	ствие излучений с
веществом. Теорет	ический фундамент дозиметрии
ГЛАВА 1. ХАРАКТЕРИСТ	ЧКИ ПОЛЯ ИОНИЗИРУЮЩЕГО
ИЗЛУЧЕНИЯ И ПОПЕРЕЧ	ЧНЫЕ СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ2(
1. Введение	
2. Характеристики, испо	ользуемые для описания поля ионизирующего
излучения	
2.1. Стохастически	е и нестохастические величины
2.2. Дифференциа	льные и интегральные характеристики поля
излучения	
2.3. Поперечные с	ечения взаимодействия излучений с
веществом	
Список литературы	
ГЛАВА 2. ВЗАИМОДЕЙС	ТВИЕ ФОТОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ37
1. Введение	
2. Рассеяние фотонов.	
2.1. Томсоновское	е рассеяние
2.2. Релеевское (к	огерентное) рассеяние
2.3. Комптоновско	е (некогерентное) рассеяние 42
3. Поглощение фотоно	в
3.1. Фотоэлектрич	еское поглощение55
3.2. Образование	электронно-позитронных пар 64
3.3. Фотоядерные	реакции
4. Полное микроскопич	еское сечение взаимодействия фотонов68
5. Макроскопические с	ечения взаимодействия фотонов с
веществом	
5.1. Полные макро	эскопические сечения70
5.2. Полный массо	овый коэффициент передачи энергии 72
5.3. Полный массс	овый коэффициент поглощения энергии 73
6. Эффективный атомн	ый номер

	Список литературы
г	лава з взаимолействие заряженных частии с
RI RI	FILIFCTBOM
יט	1 Общее описацие взаимолействия 77
	1. Общее описание взаимодействия
	1.1. Сравнение взаимодействия с веществом электронов и
	1.2. Особенности кулоновского взаимодействия заряженных
	частиц при разных значениях прицельного параметра
	2. сечения взаимодеиствия заряженных частиц с ороитальными
	электронами и ядрами
	2.2. Пеупругое рассеяние заряженных частиц
	2.5. Тормозное излучение заряженных частиц
	2.1. Общое рассмотрение
	3.1. Общее рассмотрение
	5.5. Компонент олизких столкновении для тяжелых заряженных
	Частиц
	3.4. Осолочечная поправка 105 2.5. Массорая тормозира способности вля элентронор
	3.5. Массовая тормозная способность для электронов
	и позитронов
	3.0. Эффект плотности или поправка на поляризацию среды100
	2.9. Ограничениая массорая тормозная способноств
	3.8. Ограниченная массовая тормозная способноств
	4. Пробеги заряженных частиц
	4.1. Общее рассмотрение
	4.2. Пробеги в приолижении непрерывного замедления
	3. этловое распределение многократно рассеянных заряженных 120
	5.1 Office parcmotheure 120
	5.1. Outee pacemonpende
	3.2. Улювое распределение многократно рассеянных электронов
	И массовая рассеивающая спосооность
	о. Расчет поглощенной дозы от пучков заряженных частиц
	6.2. Сродина доздовноши доздов тологой формон 124
	о.2. средняя поглощенная доза в толстои фольге
	7. выход тормозного излучения из толстых мишенеи

7.1. Энергетическое распределение тормозного излучения	128
7.2. Интегральные характеристики	132
Список литературы	136

ГЛАВА 4. ВЕЛИЧИНЫ, ОПИСЫВАЮЩИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
поля ионизирующего излучения с веществом 140
1. Введение
2. Передача и поглощение энергии
2.1. Стохастические величины
2.2. Нестохастические величины
2.3. Вычисление кермы и поглощенной дозы, основанное на
характеристиках поля
2.4. Керма, поглощенная доза и равновесие заряженных
частиц
3. Связь кермы и экспозиционной дозы с флюенсами частиц и
энергии
3.1. Керма на единичный флюенс фотонов
3.2. Керма на единичный флюенс нейтронов
3.3. Компоненты кермы
3.4. Связь между экспозиционной дозой и флюенсами фотонов и
флюенсом энергии фотонов
4. Радиационное равновесие158
4.1. Введение
4.2. Полное радиационное равновесие
4.3. Равновесие заряженных частиц
4.4. Нарушение РЗЧ в поле косвенно ионизирующего
излучения
4.5. Динамическое (переходное) равновесие заряженных
частиц
5. Дозовые характеристики поля и единицы, используемые в
радиационной безопасности
5.1.Относительная биологическая эффективность и
коэффициент качества 172
5.2. Эквивалентная доза и эквивалент дозы
5.3. Эффективная доза и коллективная эффективная доза 178
5.4. Операционные величины
6. Актуальные проблемы
Список литературы

ГЛАВА 5. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ С БИОЛОГИЧЕСКИМ	ИИ
ТКАНЯМИ	190
1. Введение	190
2. Типичные виды взаимодействия нейтронов с биологической	
тканью и веществом детекторов	193
2.1. Тепловые нейтроны	193
2.2. Нейтроны промежуточных энергий	200
2.3. Быстрые нейтроны	206
3. Расчёт кермы нейтронов в биологической ткани	210
4.Актуальные вопросы	214
Список литературы	214

# 

1. Законы ослабления косвенно ионизирующего излучения в
геометриях узкого и широкого пучков
2. Гамма-постоянные радионуклидных источников
2.1.Определение гамма-постоянных
2.2. Расчет дозы от изотропных источников фотонов
3. Дозовые ядра элементарных источников фотонов
3.1. Общее рассмотрение
3.2. Дозовые ядра для точечных изотропных источников 226
3.3. Дозовые ядра для тонкого луча
3.4. Дозовые ядра для дифференциального тонкого луча239
4. Преобразования источников и теорема обратимости
4.1. Теорема обратимости в бесконечной однородной среде 243
4.2. Теорема обратимости в негомогенной среде
5. Актуальные проблемы
Список литературы

ГЛАВА	7. ТЕОРИЯ ПОЛОСТИ	248
1. Co	отношение Брэгга–Грея	
2. Mo	одификация Спенсера	252
3. Mo	одификация Спенсера – Аттикса	256
4. Teo	ория полости Бурлина	259
Спис	сок литературы	263

ГЛАВА 8. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ДОЗИМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ И
ОБЩИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДОЗИМЕТРОВ
1. Введение
2. Упрощенная модель дозиметра
3. Интерпретация показаний дозиметра в полях фотонов и
нейтронов
3.1. Интерпретация в условиях равновесия заряженных
частиц
3.2. Согласование сред
3.3. Согласование материала стенок и среды интереса в фотонных
дозиметрах
3.4. Согласование материала стенок и среды интереса в
нейтронных дозиметрах
3.5. Согласование дозиметра со средой интереса,
когда w ≠ g
3.6. Поправки на ослабление излучения в дозиметре
4. Общие характеристики дозиметров
4.1. Абсолютность измерений
4.2. Погрешность, точность и воспроизводимость
4.3. Дозовый диапазон
4.4. Стабильность
4.5. Энергетическая зависимость чувствительности
5. Оценивание результатов радиационного контроля
5.1. Основные понятия
5.2. Оценивание результата измерений
5.3. Метрологические требования к методикам дозиметри
ческого контроля
5.4. Требования к суммарной погрешности измерения
индивидуальной дозы дозиметрами
Список литературы

# Часть II. Методы и инструментарий дозиметрии

ГЛАВА 9. ИОНИЗАЦИОННЫЙ МЕТОД ДОЗИМЕТРИИ
ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ 294
1. Основные процессы в газах в полях ионизирующего излучения294
1.1. Средняя энергия образования пары ионов в газах 295
1.2. Рекомбинация ионов 297
1.3. Ионизированный газ в электрическом поле
2. Ионизационная камера
2.1. Эффективность собирания ионов в ионизационной
камер
2.2. Экспериментальный метод определения величины
эффективности собирания ионов
2.3. Колонная рекомбинация
2.4. Ионизационные камеры различной геометрии
2.5. Экстраполяционная камера
2.6. Конденсаторная камера
3. Основные поправки
3.1. Поправка на отклонение температуры и давления от
стандартных значений
3.2. Учет влияния стенки камеры
3.3. Поправка на эффект полярности
4. Актуальные проблемы
Список литературы
Глава 10. КАЛИБРОВКА ПУЧКОВ ФОТОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ С
ПОМОЩЬЮ ПОЛОСТНЫХ ИОНИЗАЦИОННЫХ КАМЕР327
1. Введение
2. Абсолютные полостные ионизационные камеры
3. Рекомендации, основанные на калибровке по воздушной керме.330
3.1. От воздушной кермы к N <sub>к</sub> -фактору
3.2. От N <sub>к</sub> -фактора к N <sub>D,air</sub> -фактору
3.3. От N <sub>D,air</sub> -фактора к поглощенной дозе в воде
4. Рекомендации, основанные на калибровке по поглощенной дозе
в воде
4.1. Введение
4.2. Формализм, основанный на использовании N <sub>D</sub> , w

5. Соотношение между <i>N<sub>и</sub>-N<sub>2-и</sub>- и N<sub>2-и</sub>-</i> формадизмами	344
6 Факторы возмущения	345
6 1. Общее рассмотрение	345
6.2. Эффект смещения точки измерения (Р. сили р)	346
6.3. Эффект стенки камеры (п) и центрального	
электрода (п)	348
6.4. Эффект рассеяния в полость (р)	350
7. Киловольтовые пучки рентгеновского излучения.	
7.1. Особенности дозиметрии киловольтовых пучков	
рентгеновского излучения	353
7.2. Метод обратного рассеяния (низкие энергии)	
7.3. Фантомный метод (средние энергии)	355
8. Абсолютная дозиметрия малых и нестандартных пучков фот	гонного
излучения	357
Список литературы	358
ГЛАВА 11 ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ЛОЗИМЕТРЫ	363
1 Люминесцентная дозиметрия	362
1.1 Кинетика процессов в люминесцентных летекторах	364
1.2 Кинетика процессов в люмитеецентных детекторах.	
лозиметре (ТЛЛ).	368
1.3. Дозовая чувствительность термолюминесцентных	
лозиметров.	
1.4. Спонтанная утечка электронов из ловушек (фединг).	
1.5. Тушение люминесценции.	
1.6. Требования к материалам термолюминесцентных	
дозиметров	382
1.7. Оптически стимулированная люминесценция (ОСЛ).	
1.8. Твердотельные дозиметры на основе эффекта	
радиофотолюминесценции (РФЛ)	392
2. Фотографическая дозиметрия	396
3. Химическая дозиметрия	405
3.1. Общее рассмотрение	405
3.2. Радиационно-химический выход	406
3.3. Ферросульфатный дозиметр	408
3.4. Цериевый дозиметр	410
4. Гель-дозиметрия	410
5. Калориметрическая дозиметрия	413
6. Актуальные проблемы	416

Список литературы
ГЛАВА 12. ЛОЗИМЕТРИЯ ИМПУЛЬСНЫМИ ЛЕТЕКТОРАМИ 42
1 Ввеление 42
2 Пропорциональные счётчики в дозиметрии 42
3. Газоразрялные счётчики в дозиметрии
4. Сцинтилляционные лозиметры
4.1. Введение
4.2. Характеристики основных сцинтилляторов, применяемых в
дозиметрии
4.3. Сбор света и измерение сцинтилляционных вспышек 43
4.4. Дозиметрическое применение сцинтилляционных
детекторов
4.5. Сравнение сцинтилляционных дозиметров с ионизационной
камерой
4.6. Дозиметрия β-излучения сцинтилляционными
приборами
4.7. Использование дискриминации по форме импульса в
избирательной дозиметрии нейтронного и фотонного
излучений
5. Полупроводниковые детекторы в дозиметрии
5.1. Введение
5.2. Основные типы полупроводниковых детекторов
5.3. Применение кремниевых ППД без подачи
напряжения питания в дозиметрии
5.4. Использование ППД с обратным смещением
в дозиметрии
5.5. Применение ППД как заместителей ионизационной
камеры
5.6. Возможность применения ППД для дозиметрии
нейтронного излучения
6. Актуальные проблемы
Список литературы
<b>ГЛАВА 13. МЕТОДЫ ДОЗИМЕТРИЯ НЕЙТРОНОВ</b>
1. Источники нейтронов
2. Методы измерения кермы нейтронов

3. Расчёты поглощённой дозы и спектров ядер отдачи в фантомах
человека
4. Эквивалент дозы и эквивалентная доза нейтронов 503
5. Способы измерения амбиентного эквивалента дозы нейтронов. 512
6. Методы измерения индивидуального эквивалента доз
7. Дозиметрия нейтронов в аварийной ситуации
8. Актуальные проблемы
Список литературы

#### ГЛАВА 14. ДОЗИМЕТРИЯ ИНКОРПОРИРОВАННЫХ РАЛИОНУКЛИЛОВ.

ИОНУКЛИДОВ 52	:9
. Общее рассмотрение	29
. Источники внутреннего облучения	1
. Поступление радиоактивных веществ в организм человека53	35
3.1. Основные пути поступления РВ в организм	35
3.2. Поступление через органы дыхания	
(ингаляционный канал)	5
3.3. Желудочно-кишечный тракт (ЖКТ, пероральный канал) 538	8
3.4. Поступление РВ через кожные покровы	9
. Тканевая доза, обусловленная излучением инкорпорированных	
радионуклидов	9
. Роль времени в формировании дозы излучения	
инкорпорированных нуклидов	2
. Камерные модели	3
6.1. Общее рассмотрение	13
6.2. Простая кинематика нуклидов в рамках однокамерной	
модели	5
6.3. Двухкамерная модель	8
. Актуальные проблемы	19
писок литературы	9

#### ГЛАВА 15. ДОЗИМЕТРИЯ В ПОЛЯХ ИМПУЛЬСНОГО

ИЗЛУЧЕНИЯ	552
1. Импульсный режим облучения ионизационной камеры	553
1.1. Соотношение Боуга при импульсном облучении	553
1.2. Экспериментальный метод определения эффективности	
собирания ионов в импульсном режиме	.557

1.3. Метод расчета эффективности собирания ионов в
импульсном режиме облучения
2. Химических дозиметры в импульсных полях
3. Другие интегральные дозиметры в полях импульсного
излучения
3.1. Калориметрический метод измерения дозовых характе-
ристик в полях импульсного излучения
3.2. Твердотельные дозиметры импульсного излучения567
4. Актуальные проблемы
Список литературы
ГЛАВА 16. ДОЗИМЕТРИЯ В ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ
1. Введение
2. Разработка протоколов для измерения поглощенной дозы в РФ. 573
3. Абсолютные измерения поглощенной дозы при дистанционной
лучевой терапии
3.1. Стандартные условия
3.2. Фантомы
3.3. Определение качества пучка
3.4. Неопределенности в определении поглощенной дозы в
воде для пучков разного вида излучений
4. Относительные измерения поглощенной дозы
4.1. Выбор фантомов и детекторов
4.2. Относительные дозовые распределения
5. Измерения в малых полях
5.1. Влияние размера источника излучения и геометрии
коллимации пучка
5.2. Пробеги электронов и потеря электронного равновесия595
5.3. Детекторы
6. Определение спектра пучков медицинских линейных ускорителей
электронов (ЛУЭ)
7. Актуальные проблемы
Список литературы
<b>ГЛАВА 17. ДОЗИМЕТРИЯ В ЯДЕРНОЙ МЕДИЦИНЕ</b> 610
1. Историческая справка
2. Дозиметрия на разных этапах разработки и внедрения
радиофармпрепаратов

# Предисловие

Ионизирующее излучение широко применяется во многих областях науки, производства и медицины. Для того чтобы лучше понимать и использовать ионизирующее излучение, необходимо освоить систему физических основ, методов и свод терминов и понятий. Ряд методов был развит для высокоточного измерения количества радиации, но не всегда удаётся измерить нужную характеристику. Тогда прибегают к расчётным методам.

Цель представляемого издания – дать общую картину дозиметрических методов и специфической аппаратуры, используемой для измерения доз. В монографии представлен теоретический фундамент для углублённого понимания методов и адекватного применения инструментария. Множество устройств применяется в дозиметрии и нет возможности описать каждое из них, но большая часть основополагающих методов, реализуемых в приборах, изложена в достаточной мере, включая и такие которые зародились недавно и будут перспективны в будущем.

Монография состоит из двух частей. В первую часть входят главы 1—8. Первая глава начинается с введения фундаментальных понятий, описывающих характеристики поля ионизирующего излучения и используемых для количественного описания процесса взаимодействия излучений с веществом. Вторая и третья главы посвящены подробному изложению элементарных актов взаимодействия  $\gamma$ -излучения и заряженных частиц с веществом, передаче и поглощению энергии излучения в веществе при этих актах взаимодействия, образованию тормозного излучения и макроскопическим понятиям, применяемым для описания процесса многократного взаимодействия заряженных частиц.

В четвертой главе анализируется статистическая природа поглощения энергии и вопросы радиационного равновесия. На этой основе вводятся базовые понятия радиационной дозиметрии, а именно, керма, поглощенная и экспозиционные дозы, связь этих величин с характеристиками поля и между собой. В заключительных разделах главы обсуждаются базовые понятия радиационной безопасности, а именно, коэффициент качества, эквивалентная и эффективные дозы, коллективная эквивалентная доза, дозовые эквиваленты и операционные величины, применяемые на практике для радиационного мониторинга. Пятая глава посвящена вопросам взаимодействия нейтронов с атомами элементов, входящих в состав биологической ткани. При этом взаимодействии рождаются ядра отдачи, продукты ядерных реакций (протоны, альфа-частицы) и вторичное γ-излучение. Быстрые и промежуточные нейтроны в результате нескольких актов взаимодействия передают энергию ткани, становясь тепловыми. Тепловые нейтроны захватываются, в основном, водородом и рождается захватное γ-излучение. Часть тепловых и медленных нейтронов вступают в реакцию с атомами азота, что приводит к появлению протонов с энергией 0,586 МэВ.

В шестой главе рассматриваются законы ослабления излучения в веществе и пространственные дозовые распределения, создаваемые различными элементарными источниками в средах.

В седьмой и восьмой главах изложены теоретических основ дозиметрии: теории полости, принципам дозиметрии, подходам к интерпретации дозиметрических измерений, основным характеристикам дозиметров.

Вторая часть монографии посвящена рассмотрению основных методов радиационной дозиметрии, ее инструментария и применению этих методов в различных областях. Вторая часть начинается с изложения ионизационного метода (глава 9). Далее идет применения ионизационных камер для калибровка пучков, т.е. для абсолютных и относительных измерений дозы и дозовых распределений, создаваемых пользовательскими пучками фотонов и электронов (глава 10).

Значительное место в части 2 уделено широко используемым для индивидуальной дозиметрии термолюминесцентным и радиофотолюминесцентным дозиметрам, относящимся к классу интегрирующих дозиметров (глава 11). К этому же классу относятся химические и фотодозиметры. Последние ещё иногда находят применение в производственных условиях.

Особый класс составляют устройства детектирования, с которых информация снимается в виде отдельных импульсов, амплитуда которых пропорциональна энергии, потерянной заряженными частицами в чувствительном объёме счётчика. Сюда относятся пропорциональные счётчики, полупроводниковые и сцинтилляционные детекторы. Интегрирование потока импульсов на конденсаторе при правильно подобранной *RC*-цепочке позволяет определять средний ток и, следовательно, мощность дозы. Сложение амплитуд импульсов приводит к измерению дозы с высокой чувствительностью.

Особняком стоят газоразрядные счётчики. Природа подарила такую энергетическую зависимость чувствительности счётчиков с катодами из алюминия, стали, меди, которая позволяет с некоторым приближением трактовать регистрируемую скорость счёта пропорциональной мощности дозы в широком энергетическом интервале, а установка фильтров расширяет диапазон вплоть до 30 кэВ. Приборы с газоразрядными счётчиками являются самыми распространёнными дозиметрами фотонов в России. Все вопросы применения импульсных детекторов для дозиметрии рассматриваются в главе 12.

Глава 13 посвящена описанию и анализу различных методов дозиметрии нейтронов. Нейтроны, как и фотоны, относятся к косвенно ионизирующему излучению. В главе рассмотрены специфические методы избирательной дозиметрии нейтронов.

Особое место занимает раздел дозиметрии инкорпорированных радиоактивных веществ (глава 14). Важность раздела связана с прошлой деятельностью лиц в атомной промышленности и аварийными ситуациями, когда в организм ликвидаторов аварии, несмотря на жёсткие требования безопасности попадали радиоактивные вещества, а население подвергалось и подвергается внутреннему облучению, проживая на загрязнённых территориях. Рассмотрены расчётно-теоретические и экспериментальные методы дозиметрии инкорпорированных источников. В главе 15 рассматриваются особенности измерения дозовых величин в импульсных полях.

Отдельные главы (16 и 17) посвящены дозиметрическим методам, применяемым в лучевой терапии и ядерной медицине. Медицина предъявляет очень высокие требования к точности определения доз, неопределённость результатов расчётов и измерений приближается к Государственным Эталонам. Поэтому в лучевой терапии применяют хорошо отработанные высокоточные экспериментальные методы дозиметрии и тщательно тестированные программные продукты. Ядерная медицина и входящая в нее радиоформацевтика, – сравнительно молодые направления науки и практики. Здесь требуется не только знания в области радиационной физики, но и чёткое представление о физиологических аспектах поведения радиоактивных веществ и радиофармпрепаратов в организме человека.

В монографии главы 1÷4, 6, 8, 10, 16 и 17 написаны проф. Климановым В.А., главы 5, 12 и 13 написаны проф. Крамер-Агеевым, главы 7, 9, 11, 14 и 15 написаны доц. Смирновым В.В., предисловие написано совместно проф. Климановым В.А. и проф. Крамер-Агеевым Е.А. Раздел 5 главы 16 написан аспирантом НИЯУ МИФИ Казанцевым П.В.

В заключение авторы выражает глубокую благодарность кандидатам физико-математических наук Петрову Д.Э., Моисееву А.Н. и ст. преподавателю НИЯУ МИФИ Могиленцу Н.Н. за неоценимую помощь в подготовке материалов и оформлении монографии.

## Основные обозначения

- е заряд электрона= $1,602 \cdot 10^{-19} K$ ;
- $m_e$  масса покоя электрона = 9,109 · 10<sup>-11</sup>;
- $m_e c^2$  энергия массы покоя электрона = 0,511 МэВ;
- $r_e$  классический радиус электрона = 2,817 · 10<sup>-15</sup> м;
- $N_A$  число Авогадро = 6,023 · 10<sup>-15</sup> моль<sup>-1</sup>;
- А атомное массовое число (атомный вес);
- *Z* атомный номер (заряд ядра атома);
- $\lambda$  постоянная распада, с<sup>-1</sup>;
- $T_{1/2}$  период полураспада, с;
- $n_e$  число электронов в единице объема, см<sup>-3</sup>;
- $\rho$  плотность вешества, кг/м<sup>3</sup> (или г/см<sup>3</sup>);
- Е энергия частицы, МэВ;
- *Т* кинетическая энергия заряженной частицы, МэВ;
- $E_{\gamma}$  энергия фотона, МэВ;
- *k* энергия тормозных фотонов, МэВ;
- *W* средняя энергия, идущая на образование пары ионов, эВ;
- τ микроскопическое сечение эффекта фотоэлектрического поглощения на атом, см<sup>2</sup>;
- σ<sub>KN</sub> микроскопическое сечение эффекта комптоновского рассеяния на свободном электроне, см<sup>2</sup>;
- σ<sub>inc</sub> микроскопическое сечение эффекта некогерентного рассеяния на атом, см<sup>2</sup>;
- χ микроскопическое сечение эффекта параобразования на атом, см<sup>2</sup>;
- σ<sub>in</sub> микроскопическое сечение неупругого взаимодействия на атом, см<sup>2</sup>;
- σ<sub>el</sub> микроскопическое сечение упругого взаимодействия на атом, см<sup>2</sup>;
- σ<sub>t</sub> полное микроскопическое сечение эффекта взаимодействия на атом, см<sup>2</sup>
- $\Sigma$  макроскопическое сечение взаимодействия, см<sup>-1</sup>;
- μ линейный коэффициент ослабления фотонов, см<sup>-1</sup>;
- µ/р массовый коэффициент ослабления фотонов;

- $\mu_{tr}/\rho$  массовый коэффициент передачи энергии фотонов, см<sup>2</sup>/г;
- μ<sub>en</sub>/ρ массовый коэффициент истинного поглощения энергии фотонов, см<sup>2</sup>/г;
- $(S/\rho)_{tot}$  полная массовая тормозная способность, МэВ/(г/см<sup>3</sup>);
- $(S/\rho)_{col}$  массовая тормозная способность столкновения (ионизационная, МэВ/(г/см<sup>3</sup>);
- $(S/\rho)_r$  радиационная массовая тормозная способность, МэВ/(г/см<sup>3</sup>);
- *L* линейная потеря энергии, МэВ/см;
- *R* пробег заряженной частицы;
- *R<sub>CSDA</sub>* пробег заряженной частицы в приближении непрерывного замедления, см;
- *R*<sub>ex</sub> экстраполированный пробег заряженной частицы, см;
- $\phi$  плотность потока частиц, см<sup>-2</sup> · c<sup>-1</sup>;
- $J плотность тока частиц, см^{-2} \cdot c^{-1};$
- $\Phi$  флюенс частиц, см<sup>-2</sup>;
- *К* керма, Гр [Дж/кг];
- *K*<sub>col</sub> керма столкновения (ионизационная), Гр [Дж/кг];
- $K_r$  керма радиационная, Гр [Дж/кг];
- *D* поглошенная доза, Гр [Дж/кг];
- Х-экспозиционная доза, Кл/кг;
- Н эквивалентная доза, Гр [Дж/кг];
- *є* чувствительность детектора;
- i ток детектора, A;
- *Q* собранный заряд, Кл;
- f эффективность собирания ионов;
- КГУ коэффициент газового усиления детектора

# Часть І. Взаимодействие излучений с веществом. Теоретический фундамент дозиметрии

# Глава 1. Характеристики поля ионизирующего излучения и поперечные сечения взаимодействия

### 1. Введение

В этой главе основное внимание уделяется макроскопическому описанию ионизирующих излучений, в которых движение ансамбля (множества) фотонов, нейтронов и заряженных частиц рассматриваются как радиационные поля, непрерывно изменяющиеся в пространстве и времени и непрерывно взаимодействующие с веществом. Такой подход представляет собой рассмотрение усредненного (нестохастического) поведения излучения и величин, используемых для характеристики ожидаемых значений, описываемых в дифференциальной форме.

Перед углублением в эти вопросы дадим, исходя из рекомендаций Международной комиссии по радиационным единицам и измерениям (МКРЕ), определения непосредственно ионизирующего излучения и косвенно ионизирующего излучения.

К непосредственно ионизирующему излучению относятся заряженные частицы, которые передают свою энергию (в основном небольшими порциями) в вещество в результате многократного кулоновского взаимодействия с атомами вещества. Примером этого вида излучения являются α- и β-частицы, протоны и др.

К косвенно ионизирующему излучению относятся нейтральные элементарные частицы (фотоны и нейтроны), которые передают свою энергию через промежуточные заряженные частицы (например, электроны) в результате относительно небольшого количества взаимодействий (по сравнению с непосредственно ионизирующим излучением) нейтральных частиц с веществом. Получив энергию, заряженные частицы, в свою очередь, передают ее в вещество. Подчеркнем, что ионизация не является единственным процессом, в результате которого энергия излучения при взаимодействии передается в вещество. Большое значение для возникновения биологических, физических и химических эффектов от воздействия излучения имеет также процесс возбуждения атомов и молекул вещества. Разграничение между возбуждением и ионизацией определяется пороговой энергией, передача которой необходима для ионизации атома и которая изменяется от вещества к веществу. Ее величина особенно важна при рассмотрении низкоэнергетического излучения и при сравнении взаимодействия с веществом электронов и позитронов.

## 2. Характеристики, используемые для описания поля ионизирующего излучения

#### 2.1. Стохастические и нестохастические величины

Обычно значения характеристик радиационного поля, связанные с числом элементарных частиц, принято определять в определенной точке пространства, например в точке P. Однако точка как математическое понятие не имеет поперечных размеров, следовательно, вероятность прохождения элементарной частицы точно через точку равняется нулю. Поэтому для количественного описания поля необходимо ввести вокруг точки некоторый ненулевых размеров объем. Целесообразно выбрать такой объем в виде сферы, в центре которой находится выбранная точка P (рис. 1.1), так как только сфера имеет одинаковое поперечное сечение независимо от его ориентации. Выбор размеров такой сферы зависит от типа физической величины, применяемой для описания поля: является ли она стохастической или нестохастической. Стохастические величины согласно работе [1] имеют следующие особенности:

• их значения являются случайными и, следовательно, не могут быть точно предсказанными. Однако вероятность появления любого конкретного значения определяется вероятностным распределением;

• они определяются только для конечной (т.е. не бесконечно малой) области. Их значения изменяются не непрерывно в про-

странстве и времени, поэтому бессмысленно говорить об их градиенте или скорости изменения;

• в принципе их значения могут быть измерены с произвольной малой погрешностью;

• ожидаемое значение  $N_e$  стохастической величины является средним значением  $\overline{N}$  измеренных значений  $N_e$  при стремлении числа измерений к  $\infty$ , т.е.  $\overline{N} \rightarrow N_e$  при  $n \rightarrow \infty$ .



Рис. 1.1. Определение поля ионизирующего излучения через число частиц, пересекающих сферическую поверхность S, или проникающих в объем V (или dV)

Нестохастические величины, в свою очередь, имеют согласно работе [1] следующие особенности:

• при заданных условиях их величина, в принципе, может быть с помощью вычислений предсказана;

• они представляют, вообще говоря, "точечные функции", определяемые для бесконечно малых объемов; следовательно, они являются непрерывными и дифференцируемыми функциями пространства и времени, и можно говорить об их пространственном градиенте и скорости изменения;

• их значение равно или основывается на ожидаемом значении связанной стохастической величины (если она существует). Хотя, в общем случае, такая связь не обязательна, в контексте ионизирующих излучений она имеется.

Из этого анализа вытекает, что объем воображаемой сферы, окружающий точку P, может быть малым, но должен быть конечным, если рассматриваются стохастические величины. Данный объем может быть бесконечно малым (dV) по отношению к нестохастическим величинам. Эти же соображения относятся к площади поперечного сечения (ds), вмещающей массы (dm) и времени облучения (dt). Так как большинство величин, применяемых для описания поля ионизирующего излучения, являются нестохастическими, то отложим дальнейшее обсуждение стохастических величин до главы "Микродозиметрия", где они имеют важное значение.

В общем случае можно считать, что "постоянное" радиационное поле является строго случайным по отношению к тому, сколько частиц проходит в заданной точке через единицу площади и единичный временной интервал. Можно показать, что число частиц, наблюдаемых в повторяющихся измерениях, следует закону Пуассона. При большом количестве событий (измерений) распределение Пуассона хорошо аппроксимируется нормальным распределением. Если  $N_e$  – ожидаемое значение числа частиц, детектируемых в одном измерении, то стандартное отклонение от  $N_e$  одного случайного измерения равно

$$\sigma = \sqrt{N_e} \cong \sqrt{N} , \qquad (1.1)$$

и соответствующее относительное процентное отклонение равно

$$S = \frac{100\sigma}{N_e} = \frac{100}{\sqrt{N_e}} \cong \frac{100}{\sqrt{N}}.$$
 (1.2)

Аппроксимация  $N_e$  с помощью среднего значения  $\overline{N}$  в уравнении (1.1) необходима, потому что  $N_e$  неизвестно, но среднее значение может быть приближенно к  $N_e$  как угодно близко при стремлении числа измерений  $n \to \infty$ . Полезно знать, насколько близко  $\overline{N}$  аппроксимирует  $N_e$  при данном числе измерений n. Ответ на этот вопрос находится, используя стандартное отклонение среднего значения  $\overline{N}$  от  $N_e$ :

$$\sigma' = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} = \sqrt{\frac{N_e}{n}} \cong \sqrt{\frac{\overline{N}}{n}}$$
(1.3)

и соответствующее относительное процентное отклонение

$$S' = \frac{100\sigma'}{N_e} = \frac{100}{\sqrt{nN_e}} \cong \frac{100}{\sqrt{n\overline{N}}} = \frac{100}{N_T},$$
 (1.4)

где  $N_{T} = n\overline{N} - суммарное$  число частиц, зарегистрированных в *n* измерениях. Согласно нормальному распределению вероятность

того, что  $\overline{N}$  лежит в интервале ( $N_e - \sigma', N_e + \sigma'$ ) равна 68,3 % и равна 95 % для интервала ( $N_e - 2\sigma', N_e + 2\sigma'$ ).

Важно подчеркнуть, что вышеприведенные уравнения  $(1.1) \div (1.4)$  основываются исключительно на стохастической природе радиационных полей и не учитывают приборные и иные экспериментальные флуктуации. Поэтому наблюдаемые в эксперименте отклонения будут всегда больше. Оценка точности (т.е. близости к  $N_e$ ) любого однократного случайного измерения N, сделанного радиационным детектором, должна определяться не из формулы (1.1), а из *n* таких измерений и следующего уравнения:

$$\sigma' \cong \left[\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^{n} (N_i - \bar{N})^2\right]^{1/2}, \qquad (1.5)$$

где *N<sub>i</sub>* – значение, полученное в *i*-измерении.

Оценка точности среднего значения  $\overline{N}$  из *n* измерений проводится аналогично не из формулы (1.3), а из уравнения:

$$\boldsymbol{\sigma}' \cong \left[\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^{n} (N_i - \bar{N})^2\right]^{1/2}.$$
 (1.6)

## 2.2. Дифференциальные и интегральные характеристики поля излучения

В радиационной дозиметрии существуют два основных класса характеристик полей фотонов и заряженных частиц. Один описывает поле через количество и энергию элементарных частиц в определенной точке пространства, в том числе и непосредственно в пучке. Второй класс описывает количество энергии излучения, поглощаемой в единице массы или объема в конкретных средах. Чаще всего такими средами являются воздух и биологическая ткань. В данном разделе рассматриваются характеристики, относящиеся к первому классу. Они, в свою очередь, разделяются на дифференциальные характеристики, аргументами которых в случае стационарных полей являются энергия E и/или направление движения частиц  $\vec{\Omega}$ , и интегральные, зависящие от пространственных координат  $\vec{r}$  и

не зависящих от E и  $\overline{\Omega}$ . Здесь и далее, когда речь идет о заряженной частице, под энергией частицы E подразумевается ее кинетическая энергия. Поэтому для большей ясности для идентификации кинетической энергии используется обозначение T.

Для нестационарных полей дополнительным аргументом является время *t*. Кроме того, различают потоковые и токовые характеристики. Так как в радиационной дозиметрии чаще используются потоковые характеристики, им и будет уделено большее внимание.

#### 2.2.1. Потоковые и токовые дифференциальные характеристики

Пусть в произвольной точке пространства  $\vec{r}$  находится элементарная площадка *da* (рис. 1.2). Наиболее полная информация о стационарном поле ионизирующего излучения задается пространственной энергетически-угловой плотностью потока частиц  $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ 



Рис. 1.2. К определению пространственно-временной энергетически-угловой плотности потока

Эта величина представляет собой отношение числа частиц с энергией в интервале от E до E+dE, распространяющихся в направлении  $\vec{\Omega}$  в пределах элементарного телесного угла  $d\Omega$  и пересекающих в момент времени t за интервал времени dt помещенную в точке  $\vec{r}$  пространства элементарную площадку da, нормаль к которой совпадает с выбранным направлением распространения частиц  $\vec{\Omega}$ , к площади элементарной площадки da, к интервалу времени dt, к энергетическому интервалу dE, и к элементарному телесному углу  $d\Omega$ . Она иногда называется более кратко "дифференциальная плотность потока" и может быть записана в виде производной по области *n*-мерного фазового пространства:

$$\varphi(\vec{r}, E, \Omega, t) = \frac{d^4 N}{da \cdot dE \cdot d\Omega \cdot dt}.$$
(1.7)

Отметим, что дифференциалы в знаменатели (1.7) достаточно малы по сравнению с градиентом поля излучения, с другой стороны, достаточно велики, чтобы можно было регистрировать достаточно много частиц, т.е. чтобы иметь дело с нестохастическими величинами. Единица измерения  $\varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$  в СИ 1/(м<sup>2</sup>·Дж·ср·с) или м<sup>-2</sup>·Дж<sup>-1</sup>·сp<sup>-1</sup>·с<sup>-1</sup>. На практике более удобной единицей измерения является см<sup>-2</sup>·МэВ<sup>-1</sup>·ср<sup>-1</sup>·с<sup>-1</sup>.

При решении некоторых задач бывает полезной пространственно-временная энергетически-угловая плотность тока частиц,  $\vec{J}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$  которая совпадает по модулю с  $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ , но в отличие от  $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$  является вектором, совпадающим по направлению с вектором  $\vec{\Omega}$ :

$$\vec{J}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = \vec{\Omega} \cdot \varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t).$$
(1.8)

Единицы измерения  $\vec{J}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$  такие же, как и для  $\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ .

В определенных случаях интересуются переносом частиц не через элементарную поверхность, ориентация которой однозначно фиксируется вектором  $\vec{\Omega}$ , а через поверхность, произвольным образом ориентированную в пространстве. Такая задача эквивалентна определению скалярной величины  $J_{\vec{k}}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$  – проекции пространственно-временной энергетически-угловой плотности тока частиц на направление, задаваемое вектором  $\vec{k}$ , являющимся нормалью к элементарной площадке. Эта величина называется скалярной дифференциальной плотностью тока и определяется из следующего выражения:

$$J_{\vec{k}}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = (\vec{J}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t), \vec{k}) = (\vec{\Omega}, \vec{k}) \cdot \varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) =$$
  
=  $\varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \cdot |\cos(\theta_{\vec{\Omega}, \vec{k}})|,$  (1.9)

где  $\theta_{\vec{\Omega},\vec{k}}$  – угол между векторами  $\vec{\Omega}$  и  $\vec{k}$ .

Рассмотрим теперь для простоты (и как более частый случай) стационарные поля ионизирующего излучения, т.е. не зависящие от времени. Интегрированием функций  $\varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$  по энергетической или угловой переменной получают пространственно-угловую  $\varphi(\vec{r}, \vec{\Omega})$  или пространственно-энергетическую  $\varphi(\vec{r}, E)$  плотность потока частиц. Аналогичным образом можно получить пространственно-угловую  $\vec{J}(\vec{r}, \vec{\Omega})$  и пространственно-энергетическую  $\vec{J}(\vec{r}, E)$  плотность тока частиц.

Все рассмотренные выше дифференциальные характеристики поля описывали плотность потока и плотность тока частиц. Однако в некоторых прикладных задачах требуется знание дифференциальных характеристик для плотности потока энергии. Наиболее общей величиной здесь является пространственно-временная энергетически-угловая плотность потока энергии (или короче дифференциальная плотность потока энергии)  $I(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$ , определяемая из формулы

$$I(\vec{r}, E, \Omega, t) = E \cdot \varphi(\vec{r}, E, \Omega, t).$$
(1.10)

Если на практике требуются менее детальные характеристики чем пространственно-временная энергетически-угловая плотность потока энергии, то они получаются так же как и для дифференциальной плотности потока через интегрирование  $I(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$  по отдельным переменным.

#### 2.2.2. Интегральные характеристики поля

К интегральным характеристикам поля принято [1] относить величины  $\Phi(\vec{r}), \phi(\vec{r}), \vec{J}(\vec{r}), I(\vec{r})$ . Их можно получить с помощью интегрирования дифференциальных характеристик  $\phi(\vec{r}, E, \Omega, t)$ ,  $\vec{J}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$  и  $I(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$  по переменным *E*, *t* и  $\vec{\Omega}$ . Рассмотрим некоторые из них более детально. Однако для большей наглядности введем интегральные характеристики несколько иначе, чем дифференциальные характеристики, а именно привязываясь к рис. 1.1.

**Флюенс.** Пусть опять  $N_e$  представляет ожидаемое число частиц, проникающих со всех направлений в объем сферы *S*, окружающей точку *P*, течение конечного временного интервала от произвольного значения  $t_0$  до *t*. Если поперечное сечение сферы  $\Delta s$  уменьшить до бесконечно малого значения *ds*, то можно определить величину, называемой флюенсом, как частное от деления  $N_e$  на *ds*:

$$\Phi(\vec{r}) = \frac{dN_e}{ds}(\vec{r}), \qquad (1.11)$$

где  $\vec{r}$  – координата точки *P*.

Флюенс представляет собой скалярную величину, единицей его измерения является в Си  $1/m^2$ , но чаще используется см<sup>-2</sup>.

Понятие флюенса полезно также проиллюстрировать на рис. 1.3, где показаны пучки излучения, входящие с разных направлений в объем элементарной сферы. При определении суммарного значения флюенса работает принцип аддитивности, т.е вклады от пучков, приходящих с разных направлений, складываются.



Рис. 1.3. Иллюстрация аддитивного свойства флюенса и плотности потока частиц

В некоторых задачах применяется понятие дифференциального по энергии флюенса  $\Phi(\vec{r}, E)$ , в котором учитываются не все частицы, проникающие в объем элементарной сферы, а только те, которые имеют энергию *E* в единичном интервале вокруг *E*. Соответствующая расчетная формула имеет вид

$$\Phi(\vec{r}, E) = \frac{d^2 N_e}{ds \cdot dE}(\vec{r}, E).$$
(1.12)

Единицей измерения  $\Phi(\vec{r}, E)$  в СИ является  $1/(M^2 \cdot Д ж)$ , но на практике чаще применяется см<sup>-2</sup>·MэB<sup>-1</sup>.

Кроме флюенса частиц в радиационной дозиметрии используется также понятие флюенса энергии в дифференциальном и интегральном вариантах. Значение дифференциального по энергии флюенса энергии  $\psi_E$  определяется для моноэнергетических частиц как произведение флюенса частиц на их энергию:

$$\Psi_E(\vec{r}) = E \cdot \Phi(\vec{r}). \tag{1.13}$$

Единицей измерения  $\psi_E$  в СИ является Дж/м<sup>2</sup>, но чаще применяется несистемная единица МэВ/см<sup>2</sup>.

Интегральное значение флюенса энергии  $\Psi$  можно найти через интегрирование по энергии:

$$\psi(\vec{r}) = R(\vec{r}) = \int \psi_E(E) dE = \int E \cdot \Phi(\vec{r}, E) \cdot dE.$$
(1.14)

Если речь идет о заряженных частицах, то под энергией E понимается только кинетическая энергия, которую для ясности обозначают T. Параллельно с термином флюенс энергии  $\psi(\vec{r})$  в теории дозиметрии довольно часто используется понятие "лучистая энергия" (англ. radiant energy) и обозначается чере  $R(\vec{r})$ . Фактически в большинстве случаев эти два понятия совпадают между собой, поэтому в уравнение (1.14) введены обе величины. Исключение представляет только использование термина «лучистая энергия» также для энергии, испускаемой из точки  $\vec{r}$ .

При рассмотрении глубинных распределений частиц в средах полезной величиной является плоскостной флюенс  $\Psi_P$ , определяемый как число частиц, пересекающих фиксированную плоскость в любых направлениях (т.е. суммируются пересечения со всех направлений), отнесенное к единице площади. Это понятие особенно удобно при анализе глубинного распределения пучков заряженных частиц. В определенных ситуациях, например на небольшой глубине для параллельных пучков электронов, значение плоскостного флюенся остается постоянным с увеличением глубины проникновения (до определенных пределов), в то время как значение флю-

енса увеличивается вследствие изменения направления электронных треков. Это различие иллюстрируется на рис. 1.4.

**Плотность потока частиц.** Численная величина флюенса определяется из уравнения (1.11) для всех значений t в интервале от  $t = t_0$  (для которого  $\Phi = 0$ ) до  $t = t_{max}$  (для которого  $\Phi = \Phi_{max}$ ). Тогда в любой момент времени t внутри выделенного интервала можно определить величину плотности потока в т. P из следующего уравнения:

$$\varphi(\vec{r},t) = \frac{d\Phi}{dt}(\vec{r},t) = \frac{d}{dt} \left(\frac{dN_e}{da}(\vec{r},t)\right),\tag{1.15}$$

где  $d\Phi$  – приращение флюенса за бесконечно малый временной интервал dt в момент времени t. Единицей измерения плотности потока частиц в СИ является  $1/(m^2 \cdot c)$ , но допускается и  $1/(cm^2 \cdot c)$ .



Рис. 1.4. Иллюстрация понятия плоскостного флюенса (адаптировано из [2])

Так как плотность потока может быть найдена из (1.15) в любой момент времени *t*, то имеется возможность выразить флюенс  $\Phi$  в точке *P* через интеграл от  $\varphi$  по времени:

$$\Phi(\vec{r};t_0,t_1) = \int_{t_0}^{t_1} \phi(\vec{r},t) \cdot dt.$$
(1.16)

Для стационарного поля плотность потока постоянна, и выражение (1.16) упрощается:

$$\Phi(\vec{r}) = \varphi(\vec{r}) \cdot (t_1 - t_0) = \varphi(\vec{r}) \cdot \Delta t.$$
(1.17)

Подчеркнем, что далее для упрощения выражений наличие переменная  $\vec{r}$  будет подразумеваться, но не указываться в формулах в качестве аргумента за исключением особых случаев, когда без этого обойтись нельзя.

**Плотность тока частиц.** По аналогии с интегральной плотностью потока частиц вводится понятие плотности тока частиц, величина которого определяется из следующего уравнения:

$$\vec{J}(\vec{r},t) = \int dE \int d\Omega \cdot \vec{\Omega} \frac{d^4 N(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)}{dE d\Omega}.$$
(1.18)

Эту величину называют еще векторной плотностью потока [3].

**Векторные** флюенс частиц и флюенс энергии. Определение векторного флюенса частиц аналогично определению флюенса частиц по формуле (1.16), только вместо плотности потока нужно подставить плотность тока:

$$\vec{\Phi}(\vec{r};t_0,t_1) = \int_{t_0}^{t_1} \vec{J}(\vec{r},t) \cdot dt.$$
(1.19)

Для стационарного поля выражение (1.19) упрощается:

$$\vec{\Phi}(\vec{r}) = \vec{J}(\vec{r}) \cdot (t_1 - t_0) = \vec{J}(\vec{r}) \cdot \Delta t.$$
(1.20)

Аналогичным образом определяется векторный флюенс энергии  $\vec{\psi}(\vec{r})$ .

## 2.3. Поперечные сечения взаимодействия излучений с веществом

#### 2.3.1. Микроскопические сечения взаимодействия

В силу статистической природы взаимодействия излучения с веществом для количественного описания этого процесса удобно пользоваться понятиями, имеющими вероятностный характер. Основополагающим при этом является понятие сечение взаимодействия (или точнее поперечное сечение взаимодействия). Введем это понятие на примере взаимодействия γ-излучения, причем из всех видов взаимодействия будем пока рассматривать только процесс рассеяния частиц.

Пусть в малой окрестности определенной точки пространства *P*, где каким-либо источником фотонов создается поле  $\gamma$ -излучения с

плотностью потока  $\varphi$ , помещается мишень, содержащая  $\Delta n_a$  атомов какого-нибудь элемента (рис. 1.5,*a*). Предположим, что v падающих на мишень частиц испытали за время *dt* взаимодействие с атомами мишени.Тогда микроскопическим поперечным сечением взаимодействия  $\sigma$  называется отношение

$$\sigma = \frac{v}{\varphi \cdot \Delta n_a \cdot dt},\tag{1.21}$$

имеющее размерность квадрата длины. Единицей измерения сечения в СИ является квадратный метр (допускается см<sup>2</sup>). В практике расчетов широкое распространение получила внесистемная единица барн (б) (1 б =  $10^{-28}$  м<sup>2</sup>).



Рис. 1.5. К определению понятия микроскопического поперечного сечения (*a*) и его вероятностной интерпретации (б)

Для большей наглядности полезно также выразить смысл сечения взаимодействия через понятие вероятности. Поместим на пути мононаправленного пучка фотонов с плотностью потока  $\varphi$  образец вещества в виде тонкого цилиндра высотой dl и площадью основания S так, чтобы фотоны падали нормально к основанию (рис. 1.5, $\delta$ ). Если в единице объема данного вещества находится  $n_a$  атомов, то, исходя из формулы (1.21), полное число взаимодействий, которое будет иметь место в этом образце объемом  $dV = S \cdot dl$  в единицу времени, равно:

$$d\mathbf{v} = \mathbf{\sigma} \cdot \mathbf{\phi} \cdot \mathbf{n}_a \cdot dV. \tag{1.22}$$

Тогда вероятность для одного фотона испытать взаимодействие на пути в данном образце равна отношению числа фотонов, испытавших взаимодействие, к числу упавших на образец

$$w = \frac{dv}{\varphi S} = \frac{\sigma \cdot \varphi \cdot n_a \cdot dl}{\varphi \cdot S} = \sigma \cdot n_a \cdot dl.$$
(1.23)

Теперь, если в формуле (1.23) положить  $n_a$  и dl равными единице, то вероятность w окажется численно равной сечению  $\sigma$ . Таким образом, микроскопическое поперечное сечение численно равно вероятности взаимодействия фотона (или другой элементарной частицы) на единичном пути в веществе, в единичном объема которого находится один атом (или электрон, или ядро, если сечение процесса определяется по отношению к взаимодействия с этими мишенями).

Так как микроскопическое поперечное сечение взаимодействия имеет размерность квадрата длины, т.е. площади, то его можно трактовать как площадь, которую занимает мишень (атом или ядро, или электрон), при прохождении через которую фотон испытывает рассеяние (в общем случае взаимодействие). Эта трактовка иллюстрируется на рис. 1.6, где показан образец материала площадью 1 см<sup>2</sup> и толщиной dx, содержащий  $n_a$  мишенных центров в 1,0 см<sup>3</sup> и расположенный нормально к падающему пучку фотонов. Поверхностная плотность мишеней (приведенная к облучаемой поверхности) в этом случае равняется  $n_a \times dx$ , см<sup>-2</sup>.



Рис.1.6. К определению микроскопического поперечного сечения как площади, занимаемой мишенью (адаптировано из [3])

Взаимодействие между падающими (первичными) фотонами и мишенными центрами вызывает уменьшение плотности потока частиц *d* $\phi$ , пропорциональное плотности потока падающих фото-

нов и поверхностной плотности мишенных центров. Это уменьшение равно

$$\frac{d\varphi}{\varphi} = -\sigma \cdot n_a \cdot dx \,. \tag{1.24}$$

Константа пропорциональности  $\sigma$  между относительным уменьшением плотности потока и поверхностной плотностью мишенных центров имеет размерность площади и ее можно рассматривать как поперечное сечение одного мишенного центра. Так как каждый мишенный центр имеет площадь поперечного сечения  $\sigma$ , то суммарная площадь, покрытая мишенными центрами, равна  $\sigma \cdot n_a \cdot dx$  и каждый падающий фотон, который попадает в эту площадь, выходит из первичного пучка. Интегрируя по конечной толщине мишени L, получим экспоненциальный закон ослабления первичного пучка фотонов

$$\varphi = \varphi_0 \cdot e^{-\sigma n_a L} = \varphi_0 \cdot e^{-\Sigma L}, \qquad (1.25)$$

где  $\phi_0$  – плотность потока первичного пучка на нулевой глубине;  $\Sigma$  – макроскопическое сечение взаимодействия, имеющее размерность (см<sup>-1</sup>). Для фотонов эта величина называется линейным коэффициентом ослабления и обозначается через µ.

Микроскопические поперечные сечения (или просто сечения) подразделяются на полные и парциальные. Полное сечение равняется сумме парциальных сечений, соответствующих различным видам взаимодействия (упругое и неупругое рассеяние, поглощение, различные ядерные реакции и т.д.). Эти виды для неделящихся ядер часто объединяют в две группы: сечение рассеяния и сечение поглощения. В соответствии с такой группировкой

$$\sigma = \sigma_s + \sigma_a, \tag{1.26}$$

где  $\sigma_s$  – сечение рассеяния;  $\sigma_a$  – сечение поглощения.

# 2.3.2. Микроскопические дифференциальные сечения взаимодействия

Все введенные выше сечения относились к процессам взаимодействия излучения с микрочастицами вещества (электроном, атомом, ядром), поэтому их принято называть [1] микроскопическими поперечными интегральными сечениями. Их величина зависит от энергии налетающих частиц и от атомного номера атомов среды распространения (а для нейтронов и от массового номера атома).

Помимо интегральных сечений для описания вероятности изменения направления движения частицы при рассеянии с  $\vec{\Omega}$  на  $\vec{\Omega}'$ вводится понятие микроскопического дифференциального сечения рассеяния  $\sigma_{e}(E, \vec{\Omega} \rightarrow \vec{\Omega}')$ .

Микроскопическое дифференциальное сечение рассеяния численно равняется вероятности частицы ионизирующего излучения с энергией *E* при движении в гипотетическом веществе, имеющем в единице объема один атом, испытать на единице пути рассеяния, в результате которого она изменит направление своего движения с  $\vec{\Omega}$  на  $\vec{\Omega}'$  в единице телесного угла вокруг  $\vec{\Omega}'$  (рис. 1.7). Размерность микроскопического дифференциального сечения рассеяния квадрат длины/стерадиан, обычно используется см<sup>2</sup>/ср.



Рис. 1.7. К определению микроскопического дифференциального сечения рассеяния

Как правило, дифференциальное сечение зависит не отдельно от каждого из направлений  $\vec{\Omega}$  и  $\vec{\Omega}'$ , а от косинуса полярного угла между этими векторами и не зависит от азимутального угла, т.е.  $\sigma_s(E,\Omega \to \Omega') = \sigma_s(E,\cos\theta_s).$  (1.27)

# 2.3.2. Макроскопические поперечные сечения взаимодействия

При прохождении излучения через конкретное вещество вероятность взаимодействия падающей частице на единице пути в данном веществе в силу аддитивности процесса взаимодействия на отдельных атомах будет равна

$$\Sigma = \sigma \cdot n_a \,. \tag{1.28}$$

Эту величину называют макроскопическим сечением взаимодействия [1] и обозначают  $\Sigma$ . В случае  $\gamma$ -излучения макроскопическое сечение принято называть линейным коэффициентом ослабления фотонов и обозначать  $\mu$ . Единицей измерения  $\Sigma$  и  $\mu$  в СИ является м<sup>-1</sup>, но на практике допускается и чаще используется см<sup>-1</sup>.

Наряду с линейным коэффициентом ослабления широко используется также массовый коэффициент ослабления  $\mu_m = \mu/\rho$ , где  $\rho$  – плотность среды. Поэтому размерность  $\mu_m$  [см<sup>2</sup>/г].

#### Список литературы

1. Гусев Н.Г., Климанов В.А, Машкович В.П., Суворов А.П. Защита от ионизирующих излучений. Том 1. Физические основы защиты от излучений . М.: Энергоатомиздат. 1989.

2. Nahum A. Principles and basic concepts in radiation therapy // In: Handbook of radiotherapy. Theory and practice / Eds: P. Mayles, A. Nahum, J-C. Rosenwald. New York, London: 2007. Taylor & Francis.

3. McParland B.J. Nuclear medicine radiation dosimetry. Advanctd theoretical principles / London, New York: 2010. Springer.
# Глава 2. Взаимодействие фотонов с веществом

## 1. Введение

Согласно квантовой теории электромагнитное излучение – это рождение и перенос фотонов – квантов (элементарных частиц) электромагнитного излучения. Масса покоя фотона  $m_{\gamma} = 0$ , а скорость равна скорости света. Результаты опытов Комптона показали, что фотоны подчиняются тем же кинематическим законам, что и микрочастицы вещества (например, фотон с частотой  $\omega$  обладает энергией  $E_{\gamma} = \hbar \omega$  и импульсом  $p = \hbar \omega/c$ ), а после открытия волновых свойств у всех микрочастиц можно считать, что фотон выделяется среди других частиц, главным образом, отсутствием массы покоя и заряда и скоростью движения.

Фотоны или γ-излучение принято разделять в зависимости от способа их образования на следующие виды:

• характеристическое излучение (или *х*-лучи), образующееся в результате перехода орбитальных электронов на другую орбиту атома;

• тормозное излучение (или *х*-лучи), являющееся результатом кулоновского взаимодействия электронов с ядрами атомов;

 фотоны (или γ-кванты), образующиеся при ядерных превращениях;

• аннигилляционное излучение (или аннилилляционные кванты), образующееся при аннигиляции позитрона с электроном.

Двигаясь в среде, фотоны, так же как и заряженные частицы, испытывают различные взаимодействия с атомами и ядрами среды. Если не учитывать эффекты, связанные с поляризацией излучения, то эффективные сечения всех процессов взаимодействия не зависят от происхождения электромагнитного излучения и определяются лишь его энергией (длиной волны) и характеристиками среды.

Анализируя основные виды взаимодействия фотонов с веществом, разделим их для удобства на два класса:

• взаимодействия, при которых не происходит исчезновения фотона. К ним относятся разные виды рассеяния, а именно, томсоновское, релеевское и комптоновское рассеяния;

• взаимодействия, при которых фотон исчезает (поглощается). К ним относятся фотопоглощение фотона, процесс образования пар (электрон и позитрон) и реакции с образованием нейтронов.

Рассмотрим кинематику и зависимость микроскопических поперечных сечений взаимодействия от энергии фотонов и параметров среды.

# 2. Рассеяние фотонов

Рассеяние фотонов происходит на электронах и электронных оболочках атомов. В первом случае электроны предполагаются свободными, а во втором электроны находятся на электронных орбитах атомов, т.е. для их отрыва от оболочек необходимо преодолеть энергию связи, зависящую от атомного номера атома и удаленности орбиты от ядра.

## 2.1. Томсоновское рассеяние

Томсоновское рассеяние является упругим взаимодействием между фотоном, проявляющим себя как классическая электромагнитная волна, и "свободным" электроном, при котором электрон испытывает осциллирующие колебания и не происходит передачи энергии от фотона электрону. В реальности электрон не является, строго говоря, свободным, так как, если он свободен от связи с атомом, то может быть связан, например, внутри кристаллической решетки. В результате импульс отдачи разделяется с атомом, и поэтому им можно пренебречь. Осциллирующий электрон излучает электромагнитную энергию с такой же частотой, как и у падающей волны, и угловым распределением электрического диполя.

Если падающее излучение не поляризовано, то дифференциальное поперечное сечение томсоновского рассеяния описывается следующим выражение:

$$\sigma_{Tho}(\cos\theta_s) = \frac{d\sigma_{Tho}}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} (1 + \cos\theta_s^2), \qquad (2.1)$$

где  $r_0 = e^2/m_0c^2 = 2,818 \cdot 10^{-28}$  см – классический радиус электрона;  $\theta_s$  – угол рассеяния фотона (рис. 2.1).

Отметим, что дифференциальное сечение не зависит от энергии падающего фотона и симметрично относительно угла рассеяния 90° (рис. 2.2). Интегральное (полное) поперечное сечение томсоновского рассеяния определяется интегрированием (2.1) по телесному углу и равно  $\sigma_{Tho} = 0,665$  барн:

$$\boldsymbol{\sigma}_{Tho} = \frac{r_0^2}{2} \int_{0}^{2\pi} \int_{-1}^{1} d\phi \cdot d(\cos\theta_s) \cdot (1 + \cos^2\theta_s) = \frac{8\pi}{3} r_0^2.$$
(2.2)



Рис. 2.1. Кинематика томсоновского рассеяния



Рис. 2.2. Угловое распределение фотонов при томсоновском рассеянии

### 2.2. Релеевское (когерентное) рассеяние

В то время как томсоновское рассеяние описывает упругое рассеяние фотона на одиночном электроне, бо́льший практический интерес представляет процесс упругого рассеяния фотона на пространственно распределенном ансамбле электронов, таких как, например, атомные электроны, находящиеся на орбитах вокруг ядра. В этом случае появляется возможность интерференции волн, рассеянных различными электронами. Процесс является упругим в том смысле, что фотоны теряют при этом пренебрежимо малую долю своей энергии, атом же получает некоторый импульс отдачи для выполнения законов сохранения. Поскольку передаваемый импульс мал и поглощается всем атомом, то частота падающего и рассеянного излучения практически совпадают. Этот процесс взаимодействия фотонов называется релеевским рассеянием.

Дифференциальное поперечное сечение релеевского рассеяния, когда частота падающей волны много больше собственной частоты колебаний электронов в атоме, а длина волны еще велика по сравнению с размерами атома, можно записать в виде

$$\frac{d\sigma_{Ray}}{d\Omega}(\cos\theta_s, Z) = \frac{d\sigma_{Tho}}{d\Omega}(\cos\theta_s) |F(|\vec{p}_e|, Z)|^2, \qquad (2.3)$$

где Z – атомный номер атома;  $F(\vec{p}_e |, Z)$  – формфактор атома, в первом приближении можно считать, что  $F \sim Z^2$ ;  $\vec{p}_e$  – импульс, передаваемый атому.

На рис. 2.3 демонстрируется зависимость формфактора от передаваемого импульса для атома водорода, а на рис. 2.4 показана зависимость дифференциального сечения релеевского рассеяния от угла рассеяния на атомах углерода для фотонов разных энергий.



Рис. 2.3. Зависимость формфактора от передаваемого импульса для атома водорода [1]

40



Рис.2.4. Зависимость дифференциального поперечного сечения релеевского рассеяния на атомах углерода от угла рассеяния для фотонов разных энергий [1]

Как видно из рис. 2.4 и табл. 2.1 релеевское рассеяние происходит в основном на малые углы, причем в отличие от томсоновского рассеяния вероятность отклонения фотона на определенный угол от направления первоначального распространения зависит и от энергии фотона, и от атомного номера атома.

Таблица 2.1

Элемент	Энергия фотонов, МэВ		
	0,1	1,0	10,0
Алюминий	15°	2°	0,5°
Свинец	30°	4 <sup>°</sup>	1,0°

Максимальные значения углов, на которые отклоняются фотоны разных энергий при релеевском рассеянии на атомах алюминия и свинца [2]

Интегральное поперечное сечение релеевского рассеяния получается с помощью численного интегрирования выражения (2.3). Приближенно можно считать, что

$$\sigma_{Ray} \sim \frac{Z^2}{E_{\gamma}^2}.$$
 (2.4)

На рис. 2.5 показаны результаты численного интегрирования для углерода, а в табл. 2.2 даются значения интегрального поперечного сечения релеевского рассеяния по отношению к полному поперечному сечению взаимодействия фотонов.



Рис. 2.5. Зависимость интегрального поперечного сечения релеевского рассеяния фотонов на атомах углерода от энергии фотонов [1]

Таблица 2.2

#### Отношение интегрального поперечного сечения релеевского рассеяния к полному поперечному сечению взаимодействия фотонов различных энергий для разных элементов

Элемент	Энергия фотонов, МэВ		
	0,01	0,1	1,0
Углерод	0,07	0,02	0
Медь	0,006	0,08	0,007
Свинец	0,03	0,03	0,003

Из представленных данных следует, что относительная важность релеевского рассеяния невелика, и его максимальный вклад составляет несколько процентов в полное поперечное сечение взаимодействия. Однако при низких энергиях и небольших углах рассеяния этот вид взаимодействия является существенным.

## 2.3. Комптоновское (некогерентное) рассеяние

#### 2.3.1. Введение

Томсоновское и релеевское рассеяния представляют классические электродинамические процессы, в которых не происходит передачи энергии в вещество. Комптоновское рассеяние (или эффект Комптона), напротив, является квантовым электродинамическим взаимодействием, приводящим к прямой передаче энергии от фотона электрону отдачи. Объяснение этого процесса возможно только с помощью квантовой электродинамики, где фотон рассматривается как квант. Это было впервые сделано Комптоном в 1923 г. [4].

Описание комптоновского рассеяния удобно рассмотреть в двух аспектах: кинематика и поперечные сечения. Первый связывает энергии и направления движения взаимодействующих частиц; второй определяет вероятность возникновения эффекта Комптона. В обоих случаях принято предполагать, что электрон, с которым взаимодействует фотон, является свободным и стационарным. Оба предположения, строго говоря, не выполняются, так как электроны занимают различные энергетические уровни атома, т.е. находятся в движении и являются связанными с ядром. Однако эти допущения позволяют получить аналитические выражения, описывающие процесс, тем более, что результирующие погрешности являются не очень значимыми при описании углового и энергетического распределения рассеянных фотонов и электронов отдачи. Более существенными они являются для определения интегральных значений поперечного сечения комптоновского рассеяния. Поэтому при расчете этих величин следует учитывать энергию связи электронов в атоме, умножая значения интегральных микроскопических поперечных сечений комптоновского рассеяния, полученные без учета связи электронов, на так называемую функцию некогерентного рассеяния  $S(|\vec{p}_e|,Z)$ . Вместе с тем, принимая во внимание широкое распространение в литературе термина "комптоновское рассеяние" для описания некогерентного рассеяния как на "свободных", так и на связанных электронах, будем придерживаться этой традиции за исключением случаев, когда следует особо выделить различие между этими взаимодействиями.

#### 2.3.2. Кинематика комптоновского рассеяния

Рассмотрим рис. 2.6, на котором показана кинематика фотона с энергией  $E_{\gamma}$ , падающего на свободный покоящийся электрон с массой покоя  $m_0$ . В результате рассеяния фотон отклоняется от направления своего первоначального движения на угол  $\theta_s$ , а его энер-

гия уменьшается до значения  $E'_{\gamma}$ . В результате взаимодействия электрон получает отдачу под углом  $\theta_e$  и кинетическую энергию *T*.



Рис. 2.6. Кинематика комптоновского рассеяния фотона на покоящемся свободном электроне

В соответствии с законами сохранения энергии и импульса имеем:

$$E_{\gamma} = E_{\gamma}' + T; \qquad (2.5)$$

$$\vec{p}_{\gamma} = \vec{p}_{\gamma}' + \vec{p}_{e}, \qquad (2.6)$$

где  $|\vec{p}_{\gamma}| = E_{\gamma} / c.$ 

Проектируя закон сохранения импульса на направление первоначального движения фотона и на перпендикулярное направление, получаем два следующих уравнения:

$$E_{\gamma} = E_{\gamma}' \cdot \cos \theta_s + p_e \cdot c \cdot \cos \theta_e; \qquad (2.7)$$

$$E' \cdot \sin \theta_s = p_e \cdot \sin \theta_e. \tag{2.8}$$

Учтем далее, что в соответствии с релятивистским законом инвариантности

$$p_e \cdot c = \sqrt{T(T + 2m_0c^2)}.$$
 (2.9)

Подставив выражение для  $P_{ec}$  в уравнения (2.5), (2.7) и (2.8), получим систему из трех совместных уравнений. Решая ее алгебраически, приходим к следующим трем формулам, полностью описывающим кинематику комптоновского рассеяния:

$$E_{\gamma}' = \frac{E_{\gamma}}{1 + \alpha (1 - \cos \theta_s)}; \qquad (2.10)$$

$$T = E_{\gamma} - E_{\gamma}' = E_{\gamma} \frac{\alpha(1 - \cos \theta_s)}{1 + \alpha(1 - \cos \theta_s)}; \qquad (2.11)$$

$$\operatorname{ctg} \theta_e = (1+\alpha) \left( \frac{1-\cos\theta_s}{\sin\theta_s} \right), \qquad (2.12)$$

где  $\alpha = E_{\gamma}/m_0c^2$  – энергия фотона в безразмерных единицах, где  $m_0c^2=0.511$  МэВ, и  $E_{\gamma}$  выражено в МэВ.

Анализ формулы (2.10) показывает, что энергия рассеянного фотона уменьшается с увеличением угла рассеяния  $\theta_s$  и при  $\theta_s$ =180° достигает минимального значения, равного

$$E_{\gamma,\min}' = \frac{E_{\gamma}}{1+2\alpha}.$$
 (2.13)

Выделим в формуле (2.13) два предельных случая:  $\alpha << 1$  и  $\alpha >>1$ , соответствующие низким и высоким начальным энергиям фотонов. В первом случае получаем, что  $E'_{\gamma,\min} \approx E_{\gamma}$ , т.е. передачи энергии электрону при комптоновском рассеянии фотонов низких энергий невелики. Во втором случае  $E'_{\gamma,\min} \leq m_0 c^2 / 2 = 0,255$  МэВ, т.е. передачи энергии электрону при комптоновском рассеянии фотонов высоких энергий велики, и максимально возможная энергия при рассеянии фотонов на  $\theta_s = 45^\circ$  и 90° их максимально возможная энергия не превысит 1,745 и 0,511 МэВ соответственно. Эти особенности комптоновского рассеяния иллюстрируются также на

рис. 2.7.

На рис. 2.8 показано соотношение между углами  $\theta_s$  и  $\theta_e$  для разных начальных энергий фотонов, определяемое формулой (2.12). Из представленных данных видно, что: *a*) электроны могут быть рассеяны только в переднюю полусферу; *б*) независимо от начальной энергии фотонов для  $\theta_s = 0$ ,  $\theta_e = 90^\circ$  и для  $\theta_s = 180^\circ$ ,  $\theta_e = 0^\circ$ ; *в*) угол  $\theta_e$  постепенно уменьшается от 90° до 0° при увеличении угла  $\theta_s$  от 0° до 180°; *г*) для низких энергий фотонов  $\theta_e = 90^\circ - \theta_s/2$ , а при высоких начальных энергиях фотонов углы отдачи электрона концентрируются, в основном, вокруг небольших значений  $\theta_s$ .



Рис. 2.7. Зависимость энергии фотонов, испытавших комптоновское рассеяния, от начальной энергии для разных углов рассеяния



Рис. 2.8. Соотношение между углом рассеяния фотона θ<sub>s</sub> и углом отдачи электрона θ<sub>e</sub> при комптоновском рассеянии фотонов разных энергий

#### 2.3.3. Сечения комптоновского рассеяния

Аналитическое выражение для дифференциального сечения комптоновского рассеяния было получено в 1928 г. Клейном и Нишина, и независимо И. Таммом, применивших релятивистскую теорию Дирака для электрона к эффекту Комптона. При выводе формулы они считали электрон свободным и покоящимся. В литературе для этого сечения чаще используется термин «дифференциальное сечение Клейна–Нишины». Оно представляет вероятность того, что фотон испытает комптоновское рассеяние на единичном пути в виртуальном веществе, имеющим в единице объема один электрон, в результате которого он отклонится от первоначального направления своего движения на угол  $\theta_s$  в единичном телесном угле вокруг этого направления. Формула имеет следующий вид:

$$\frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega} = \sigma_k(\alpha, \cos\theta_s) = \frac{r_0^2}{2} \frac{1}{\left[1 + \alpha(1 - \cos\theta_s)\right]^2} \times \left[1 + \cos^2\theta_s + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta_s)^2}{1 + \alpha(1 - \cos\theta_s)}\right].$$
(2.14)

Формулу (2.14) можно записать в более кратком варианте в виде

$$\frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{\alpha'}{\alpha}\right)^2 \left(\frac{\alpha'}{\alpha} + \frac{\alpha}{\alpha'} - \sin^2\theta_s\right), \qquad (2.15)$$

где  $\alpha, \alpha'$  – энергия фотона до и после комптоновского рассеяния. Единицей измерения  $d\sigma_{\rm K}/d\Omega$  является см<sup>2</sup>/ср на электрон.

Зависимость  $d\sigma_{\rm K}/d\Omega$  от угла рассеяния для разных начальных энергий фотонов показана на рис. 2.9. Из представленных данных видно, что: а) дифференциальное сечение комтоновского рассеяния при  $\alpha = 0$  совпадает с дифференциальным сечением томсоновского рассеяния; б) при  $\theta_s = 0^\circ$  значения дифференциального сечения одинаково для всех энергий фотонов; в) с увеличением начальной энергии фотонов увеличивается анизотропия рассеяния, т.е. направленность вперед рассеянных фотонов.

Интегральное микроскопическое поперечное сечение комптоновского рассеяния получается интегрированием формулы (2.14) по телесному углу 4*π* стерадиан. В результате имеем:

$$\sigma_{KN}(\alpha) = \frac{3}{4} \sigma_{Tho} \left[ \frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left( \frac{2(1+\alpha)}{(1+2\alpha)} - \frac{\ln(1+2\alpha)}{\alpha} \right) + \frac{\ln(1+2\alpha)}{2\alpha} - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right],$$
(2.16)

где  $\sigma_{Tho}$  – интегральное сечение томсоновского рассеяния (см. (2.2)). Единицей измерения  $\sigma_{KN}$  является см<sup>2</sup> (или барн) на электрон.



Рис.2.9. Зависимость дифференциального поперечного сечения Клейна – Нишины от угла рассеяния фотона для разных начальных энергий



Рис. 2.10. Зависимость от энергии интегральных поперечных сечений комптоновского взаимодействия: полного сечения, сечения передачи энергии и сечения рассеяния

Графическая иллюстрация зависимости интегрального микроскопического поперечного сечения комптоновского рассеяния от начальной энергии фотонов показана на рис. 2.10. Для низких энергий фотонов ( $\alpha \ll 1$ )  $\sigma_{KN} \approx \sigma_{Tho}$  и  $\sigma_{KN}$  уменьшается с увеличением энергии фотонов по закону близкому к  $1/E_{\gamma}$ . Так как выражение (2.16) для  $\sigma_{KN}$  было рассчитано для свободного электрона, оно, естественно, не зависит от атомного номера вещества. Учет связи электрона в атоме рассматривается в следующем разделе.

Особый интерес для радиационной дозиметрии представляет доля энергии, передаваемой фотоном электрону при эффекте Комптона. Так как эта величина зависит от угла рассеяния, то полезно ввести дифференциальное поперечное сечение передачи энергии электрону при комптоновском взаимодействии  $d\sigma_{tr}/d\Omega$ . Соответствующее уравнение имеет вид

$$\frac{d\sigma_{KN,tr}}{d\Omega}(E_{\gamma},\cos\theta_{s}) = \frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega} \cdot \frac{T}{E_{\gamma}} = \frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega} \cdot \frac{E_{\gamma} - E_{\gamma}'}{E_{\gamma}}.$$
 (2.17)

Интегрируя (2.17) по телесному углу 4 $\pi$ , получаем интегральное поперечное сечение передачи энергии электрону для эффекта Комптона:

$$\sigma_{KN,tr}(\alpha) = 2\pi \left[ \frac{2(1+\alpha)^2}{\alpha^2(1+2\alpha)} - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} - \frac{(1+\alpha)(2\alpha^2 - 2\alpha - 1)}{\alpha^2(1+2\alpha)^2} - \frac{4\alpha^2}{3(1+2\alpha)^3} - \left(\frac{1+\alpha}{\alpha^3} - \frac{1}{2\alpha} + \frac{1}{2\alpha^3}\right) \cdot \ln(1+2\alpha) \right].$$
(2.18)

График зависимости  $\sigma_{KN,tr}$  от начальной энергии представлен на рис. 2.10. Из рис. 2.10 видно, что кривая  $\sigma_{KN,tr}(E_{\gamma})$  имеет максимум в районе 500 кэВ, отражающий увеличение доли энергии, передаваемый электрону, и перекрывающий уменьшение полного поперечного сечения комптоновского взаимодействия с ростом энергии фотонов. Вторую фракцию полного сечения комптоновского взаимодействия называют поперечным сечением рассеяния энергии, обозначают  $\sigma_{KN,S}$  и определяют как

$$\sigma_{KN,S} = \sigma_{KN} - \sigma_{KN,tr}. \tag{2.19}$$

Зависимость  $\sigma_{KN,S}$  от энергии фотонов показана на том же рис. 2.10. Знание этих двух составляющих полного сечения комптоновского рассеяния дает возможность простого определения средних энергий, передаваемой электрону  $\overline{T}$  и уносимой рассеянным фотоном  $\overline{E}'_{y}$ . Соответствующие формулы имеют вид:

$$\overline{T}(E_{\gamma}) = E_{\gamma} \cdot \frac{\sigma_{KN,tr}}{\sigma_{KN}}; \qquad (2.20)$$

$$\overline{E}_{\gamma}'(E_{\gamma}) = E_{\gamma} \cdot \frac{\sigma_{KN,S}}{\sigma_{KN}}.$$
(2.21)

Из рис. 2.11, где представлена относительная величина кинетической энергии, получаемой электроном,  $\overline{T} / E_{\gamma}$  в зависимости от начальной энергии фотона, видно, что с ростом начальной энергии доля этой энергии, передаваемая электрону, существенно возрастает.



Рис. 2.11. Зависимости относительных значений средней и максимальной энергий, передаваемых электрону при комптоновском рассеянии, от начальной энергии фотонов [1]

В ряде приложений представляет интерес дифференциальное по передаваемой электрону энергии поперечное сечение комптоновского рассеяния  $d\sigma_{KN}/dT$ . Эту величину можно определить следующим образом [1]:

$$\frac{d\boldsymbol{\sigma}_{KN}}{dT}(E_{\gamma},T) = \frac{d\boldsymbol{\sigma}_{KN}}{d\Omega} \left[ \frac{dT}{d\Omega} \right]^{-1} = \frac{3}{8} \left( \frac{\boldsymbol{\sigma}_{Tho}}{\alpha E_{\gamma}} \right) \times \left[ 2 - \frac{2T}{\alpha (E_{\gamma} - T)} + \frac{T^2}{\alpha^2 (E_{\gamma} - T)} + \frac{T^2}{E_{\gamma} (E_{\gamma} - T)} \right].$$
(2.22)

Единицей измерения  $d\sigma_{KN}/dT$  является см<sup>2</sup>/(МэВ) на электрон. Графическая иллюстрация зависимости  $d\sigma_{KN}/dT$  от кинетической энергии, получаемой электроном, показана на рис. 2.12.



Рис. 2.12. Зависимость дифференциального по передаваемой электрону энергии поперечного сечения комптоновского рассеяния от кинетической энергии электрона [1]

# 2.3.4. Учет связи электрона с атомом при комптоновском рассеянии

Предыдущее описание комптоновского рассеяния предполагало электрон свободным и покоящимся. Такое допущение является достаточно аккуратным для начальных энергий фотонов выше 1 МэВ и для веществ с небольшими Z. Однако вне этой области необходимо учитывать влияние на некогерентное рассеяния связи электронов в атоме и их распределение по величине импульса [5,6]. Импульс электрона будет складываться или вычитаться из импульса рассеянного фотона так, что в результате для моноэнергетического пучка фотонов и фиксированного угла рассеяния будут регистрироваться полиэнергетические рассеянные фотоны. Подобное допплеровское уширение рассеянных фотонов было впервые обнаружено в работе [7] и демонстрируется на рис. 2.13, где показана зависимость энергии рассеянных фотонов дважды дифференциального поперечного сечения рассеяния фотонов в единичный телесный угол и единичную энергию рассеянных фотонов  $d^2\sigma/d\Omega dE'_{\gamma}$ . Для свободного покоящегося электрона эта величина является дельта-функцией, на рисунке же видим расширение спектра, так как электрон не покоится, а имеет спектр импульсов. Степень уширения обратно пропорциональна степени связи электрона с атомом. Связь электрона также приводит к сдвигу пика в спектре, соответствущему приближению свободного электрона.

Связанность электрона как мишени приводит также к изменению кинематики комптоновского рассеяния. Падающий фотон теперь должен иметь достаточно энергии, чтобы перебросить электрон на более высокую орбиту или в континуум, и, соответственно, максимальная энергия рассеянных фотонов будет теперь равна

$$E_{\gamma \max}' = E_{\gamma} - E_B, \qquad (2.23)$$

где *E*<sub>*B*</sub> – энергия связи электрона в атоме.



Рис. 2.13. Схематическое представление зависимости дважды дифференциального поперечного сечения рассеяния фотонов *d*<sup>2</sup>σ/*d*Ω*d*E'<sub>γ</sub> от энергии рассеянных фотонов [7]

Аналогично случаю релееевского рассеяния, где для перехода от рассеяния на одиночном электроне к рассеянию на ансамбле атомных электронов применяется атомный формфактор, для комптоновского рассеяния такое обобщение проводится с использованием фактора некогерентного рассеяния [8, 9]. Это рассеяние в отличие от комптоновского рассеяния на одиночном электроне является существенно неупругим процессом, так как приводит к возбуждению или/и ионизации атома. Другими словами, не вся энергия, теряемая фотоном при рассеянии, передается электрону отдачи.

Дифференциальное поперечное сечение некогерентного рассеяния на атоме с Z электронами выражается через произведение дифференциального сечения Клейна – Нишины – Тамма для одиночного электрона и функции некогерентного рассеяния в виде

$$\frac{d\boldsymbol{\sigma}_{inc}}{d\Omega} = \frac{d\boldsymbol{\sigma}_{KN}}{d\Omega} \cdot S(\vec{q}, Z), \qquad (2.24)$$

где *q* – передаваемый импульс электрону.



Рис. 2.14. Кинематика импульсной аппроксимации комптоновского рассеяния, в котором фотон падает на движущийся электрон

Кинематика комптоновского рассеяния в импульсном приближении иллюстрируется на рис. 2.14. Применим законы сохранения энергии и импульса для этого приближения:

$$\frac{p_e^2}{2m_0} + E_{\gamma} = \frac{p_e'^2}{2m_0} + E'^2 - E_B; \qquad (2.25)$$

$$\vec{p}_{e} + \vec{p}_{\gamma} = \vec{p}'_{e} + \vec{p}'_{\gamma},$$
 (2.26)

где  $\vec{p}_{\gamma} = \frac{E_{\gamma}}{c} \vec{\Omega}$ .

Учтем далее, что передаваемый электрону импульс  $\vec{q}$  равен

$$\vec{q} = \vec{p}'_e - \vec{p}_e = \vec{p}_{\gamma} - \vec{p}'_{\gamma}.$$
(2.27)

В результате, используя (2.25) и (2.26) получаем

$$E_{\gamma} - E_{\gamma}' = \frac{q^2}{2m_0} + \frac{(\vec{p}_e \cdot \vec{q})}{m_0} - E_B.$$
(2.28)

Первый член в правой части уравнения (2.28) соответствует нерелятивистскому свободному и покоящемуся электрону; второй и третий члены учитывают изменения, обусловленные движением электрона и его связью соответственно. Второй член в зависимости от знака скалярного произведения ( $\vec{p}_e \cdot \vec{q}$ ) может приводить как к увеличению, так и к уменьшению энергии рассеянного фотона. Значения факторов некогерентного рассеяния и микроскопических поперечных сечений некогерентного рассеяния были рассчитаны в работе [8].



Рис. 2.15. Зависимости от энергии поперечного сечения комптоновского рассеяния Клейна – Нишины – Тамма и поперечного сечения некогерентного рассеяния для атома углерода (сечения даны на атом) [1]

На рис. 2.15 в качестве примера приводятся зависимости поперечного сечения рассеяния Клейна–Нишины–Тамма и поперечного сечения некогерентного рассеяния от энергии падающего фотона для атома углерода. Из приводимых данных видно, что два расчета совпадают для энергии падающего фотона выше, чем 0,05 МэВ. Ниже этой энергии сечение Клейна–Нишины–Тамма сильно преувеличивает сечение некогерентного рассеяния.

## 3. Поглощение фотонов

К процессам взаимодействия в рассматриваемой области энергий, в которых первичный фотон поглощается, относятся фотоэлектрическое поглощение, эффект образования электроннопозитронных пар и фотоядерные реакции. Рассмотрим их особенности.

### 3.1. Фотоэлектрическое поглощение

В силу того, что фотон является бозоном, а электрон фермионом, при взаимодействии фотона с атомным электроном становится возможным полное поглощение фотона. Этот вид взаимодействия называется фотоэлектрическим поглощением, или фотоэффектом. Он имеет особо важное значение при низких энергиях падающих фотонов и для веществ с большим Z.

### 3.1.1. Кинематика фотоэлектрического поглощения

При фотоэлектрическом взаимодействии падающий фотон поглощается одним из орбитальных электронов атома, в результате чего электрон выбивается из атома с кинетической энергией, равной разности между энергией падающего фотона и суммой энергии связи электрона и кинетической энергией отдачи атома:

$$T = E_{\gamma} - E_B - T_{Rec}, \qquad (2.29)$$

где  $T_{Rec}$  – кинетическая энергия отдачи, получаемая атомом в целом.

Схематическое представление кинематики фотоэффекта показано на рис. 2.16. Следует подчеркнуть, что фотоэлектрическое поглощение является реакцией трех тел (падающий фотон, атомный электрон и атом), поэтому она невозможна со свободным электроном, так как для выполнения закона сохранения импульса требуется наличие третьего тела, которому передается импульс отдачи. Однако так как масса атома очень большая по сравнению с массой электрона, то кинетическая энергия отдачи атома пренебрежимо мала. Следовательно, на практике кинематическое условие для реализации фотоэлектрического поглощения заключается в превышении энергии падающего фотона над энергией связи орбитального электрона:  $E_{\gamma} > E_B$ .



Рис.2.16. Кинематика фотоэлектрического поглощения

#### 3.1.2. Поперечное сечение

Энергетическая зависимость микроскопического сечения для фотоэлектрического поглощения т имеет более сложный характер, чем для комптоновского рассения. Из существования кинематического порога для фотоэффекта следует, что поперечное сечение фотопоглощения для данной орбиты равно нулю, если энергия фотона не превышает энергию связи оболочки. Рассмотрим далее ситуацию, когда энергия фотона превышает пороговые энергии. Так как ядро является необходимым звеном для выполнения закона сохранения импульса, то поперечное сечение фотоэффекта увеличивается с приближением орбиты электрона к ядру, что соответствует увеличению энергии связи электрона. Наложение этой энергетической закономерности позволяет предположить, что с увеличением энергии падающего фотона происходит уменьшение т. Более детальный теоретический анализ [1] приводит к выводу, что в нерелятивистской области энергий ( $E_{B,K} < E_{\gamma} << m_e c^2$ ) поперечное сечение фотоэффекта уменьшается приближенно по закону  $\tau(E) \sim$ 

 $\sim 1/E_{\gamma}^{7/2}$ . Для приближенного расчета значений  $\tau$  на *K*-оболочке здесь часто применяют формулу Гайтлера:

$$\tau_{K} = 32\sqrt{2}\pi r_{e}^{2} (m_{e}c^{2})^{7/2} Z^{5} / (3 \cdot 137 \cdot E^{7/2}).$$
(2.30)

Однако при больших энергиях фотонов скорость убывания сечения уменьшается. Качественная зависимость  $\tau$  на *К*-оболочке от  $E_{\gamma}$  для фотонов больших энергий ( $E_{\gamma} >> m_e c^2$ ) и *Z* описывается формулой Заутера:



$$\tau_{\kappa} \approx 4\pi r_{e}^{2} Z^{5} m_{e} c^{2} / 137 E_{\gamma}.$$
(2.31)

Рис. 2.17. Зависимости микроскопического поперечного сечения фотоэлектрического поглощения от энергии падающих фотонов для углерода и свинца в единицах (барн/атом) [1]

Таким образом, теоретический анализ указывает на сильную зависимость  $\tau$  как от энергии фотонов, так и от атомного номера материала (~  $Z^5$ ). Экспериментальные данные несколько корректируют этот вывод. Согласно им значение  $\tau \sim Z^{4,8}$  для материалов с малым Z, и уменьшается до зависимости  $\tau \sim Z^4$  для материалов с большим Z.

Отметим, что в рассмотренных выше энергетических областях ~80 % событий фотоэффекта происходит именно на *К*-оболочке. Полное сечение фотоэффекта при  $E_{\gamma} > E_{B,K}$  связано с  $\tau_K$  следующей формулой (погрешность 2 – 3 %):

$$\tau/\tau_{\kappa} \approx 1 + 0.0148 \cdot \ln^2 Z - 0.000788 \cdot \ln^3 Z.$$
 (2.32)

При приближении энергии фотона (с более высоких значений) к энергии связи K-оболочки происходит нарушение непрерывного хода энергетической зависимости сечения фотоэффекта, проявляющееся в скачкообразном уменьшении сечения. Аналогичные скачки в значениях сечения имеют место, и когда энергия фотонов сравнивается с  $E_B$  на других оболочках. Особенно сильно эти скачки проявляются для элементов с большими Z. На рис. 2.17 показаны энергетические зависимости  $\tau(E)$  для углерода и свинца.

Угловое распределение фотоэлектронов относительно направления падающих фотонов характеризуется большой вытянутостью вперед, причем анизотропия углового распределения увеличивается с увеличением энергии фотонов. Этот эффект демонстрируется на рис. 2.18.



Рис.2.18. Угловое распределение электронов, образующихся при фотоэлектрическом поглощение (фотоэлектронов), относительно направления падающих фотонов в единицах (число фотоэлектронов/ср) (адаптировано из[10])

#### 3.1.3. Релаксация атомов

Электронные вакансии, образующиеся на оболочках атома в результате фотоэффекта (см. рис. 2.16), захвата электрона или внутренней конверсии (два последних процесса будут рассмотрены позднее), приводят к переходу атома из основного в возбужденное состояние, характеризующееся более высоким уровнем энергии. Снятие возбуждения происходит различными способами, которые можно разделить на две категории в зависимости от того, испускается или нет при этом электромагнитное излучение.

Переход с испусканием электромагнитного излучения. На рис. 2.19 схематически показывается электронная вакансия на *К*оболочке, которая заполняется электроном с *L*-оболочки. При этом испускается фотон определенной энергии, равной разности энергий связи электрона на оболочках (пренебрегая энергией отдачи атома):

$$E_X = E_{B,K} - E_{B,L}.$$
 (2.33)

Такой радиационный переход создает новую вакансию уже на *L*оболочке, которая в свою очередь заполняется электроном с более высокой орбиты и испускается фотон с энергий, соответствующей реализованному переходу.



Рис. 2.19. Схематическое представление эмиссии флуоресцентного (характеристического) *Х*-луча (фотона), в результате заполнения вакансии на *К*-орбите электроном с *L*-орбиты

Систематические измерения энергии характеристического излучения показали, что ее величина приближенно ~Z<sup>2</sup>. Данные по вероятностям испускания (выхода) характеристического излучения были в параметрической форме обобщены в работе [11]. На рис.

2.20 показана зависимость выхода флуоресцентного излучения от атомного номера вещества для *K*- и *L*-оболочек. Из представленных данных видно, что выход флуоресценции с *K*-оболочки намного превышает выход с *L*-оболочки. Выход же флуоресценции с *M*-оболочки пренебрежимо мал.

**Нерадиационный переход.** В дополнение к радиационным процессам, в которых избыток энергии возбужденного атома передается испускаемому характеристическому излучению, существует также путь передачи этой энергии одному или нескольким атомным электронам, находящимся на внешних орбитах. Этот процесс называется эффектом Оже, а испускаемые частицы – электронами Оже. В зависимости от того, с какой оболочки происходит переход электрона на вакансию, и с какой оболочки происходит испускание атомом электрона, которому передается избыток энергии, проводится дальнейшая классификация нерадиационных переходов, показанная на рис. 2.21.



Рис. 2.20. Выход флуоресцентного излучения для *К*- и *L*-орбит в зависимости от атомного номера вещества [1]



Рис.2.21. Виды нерадиационных атомных переходов, приводящих к эмиссии электронов

Кинетическая энергия, сообщаемая электронам Оже, определяется разностью энергий связи, конкретных оболочек атома, участвующих в заполнении вакансий и испускании орбитальных электронов.

Пусть, например, вакансия на *К*-оболочке заполняется электроном с *L*-оболочки, тогда значение доступной для передачи энергии равно  $\Delta E = E_{B,K} - E_{B,L}$  (для удобства будем считать энергии связи положительными величинами, хотя на самом деле они являются отрицательными). Если электрон Оже испускается с *М*-оболочки, то он будет иметь кинетическую энергию, равную

$$T_{e,M} = E_{B,K} - E_{B,L} - E_{B,M}.$$
 (2.34)

Теперь атом имеет две вакансии, одну на *L*- и другую на *M*оболочке. Пусть два электрона с *N*-оболочки перемещаются для заполнения этих вакансий и пусть атом испускает еще два электрона Оже. Если это будут электроны с той же *N*-оболочки, то тогда на этой оболочке образуется уже четыре вакансии. Один из этих электронов Оже мог бы иметь кинетическую энергию, равную

$$T_{e,N1} = E_{B,L} - 2E_{B,N}, \qquad (2.35)$$

в то время как другой

$$T_{e,N2} = E_{B,M} - E_{B,N}, (2.36)$$

Таким образом, полная кинетическая энергия трех электронов Оже будет равна

$$T_{A} = T_{e,M} + T_{e,N1} + T_{e,N2} = E_{B,K} - 4E_{B,N}.$$
 (2.37)

Этот процесс повторяется, увеличивая число электронных вакансий на единицу для каждого события испускания электрона Оже, до тех пор, пока все вакансии не окажутся локализованными на наиболее удаленной оболочке. Полное количество кинетической энергии, выносимой всеми электронами Оже, для рассматриваемого случая равно энергии связи *К*-оболочки минус сумма энергий связи всех финальных электронных вакансий. В последующем эти вакансии на наиболее удаленной оболочке нейтрализуются электронами из зоны проводимости, при этом они приобретут кинетическую энергию, равную энергии связи на заполняемой оболочке.

#### 3.1.4. Сечение передачи энергии для фотоэффекта

Из закона сохранения энергии при фотоэлектрическом поглощении следует, что долю энергии фотона, передаваемую электрону в первом приближении можно определить из уравнения

$$f_{tr} = \frac{T}{E_{\gamma}} = \frac{E_{\gamma} - E_{B}}{E_{\gamma}}.$$
 (2.38)

Однако такой способ, как ясно из предыдущего раздела, является только первым приближением, так как необходимо учесть все процессы, связанные с конвертацией энергией связи  $E_B$ . Часть этой энергии передается электронам Оже и/или часть флуоресцентному излучению.

Рассмотрим для упрощения случай, когда энергия падающего фотона  $E_{\gamma} > E_{B,K}$ . Пусть  $P_i$  – доля всех событий фотоэффекта, имеющих место на *i*-оболочке, тогда произведение  $P_{K'}\omega_{K}$  представляет долю всех событий фотоэлектрического поглощения, при которых испускается флуоресцентные фотоны с *K*-оболочки, имеющее среднюю энергию  $\overline{E}_{X,K}$ . Тогда произведение  $P_{K} \cdot \omega_{K} \cdot \overline{E}_{X,K}$  будет равно средней энергии, уносимой из атома *K*-флуоресцетными фотонами на одно фотоэлектрическое поглощение на всех оболочках атома. Аналогичные выражения можно записать и для других обо-

лочек. Зависимость этой величины от атомного номера материала для *К*- и *L*-оболочек показана на рис. 2.22.

Вероятность испускания любых других флуоресцентных фотонов, кроме как с *К*-оболочки, очень мала, если  $E_{\gamma} > E_{B,K}$ , поэтому всю оставшуюся часть энергии связи на К-оболочке, можно приписать как передаваемую электронам Оже. Таким образом, для рассматриваемого случая средняя энергия, передаваемая заряженным частицам на одно событие фотопоглощения падающего фотона, равна

$$\overline{T}_e = E_{\gamma} - P_K \omega_K \overline{E}_{X,K}.$$
(2.39)

Поперечное сечение передачи энергии при фотоэффекте для  $E_{\gamma} > E_{B,K}$  с учетом влияния также и *L*-оболочки можно определить из уравнения



Рис. 2.22. Зависимость от атомного номера материала энергий связи  $E_{B,K}$  и  $E_{B,L}$ , средней энергии флуоресцентных фотонов  $\overline{E}_{X,K}$  и средней энергии, уносимой из атома флуоресцентными фотонами  $P_K \omega_K \overline{E}_{X,K}$  и  $P_L \omega_L \overline{E}_{X,L1}$ для К- и L-оболочек (адаптировано из [10])

Для фотонов с энергиями  $E_{B,L1} < E_{\gamma} < E_{B,K}$  формула для этого сечение преобразуется в следующее выражение:

$$\tau_{tr} = \tau \left( \frac{E_{\gamma} - P_L \omega_L \overline{E}_{X,L1}}{E_{\gamma}} \right).$$
(2.41)

Следует отметить, что хотя флуоресцентное излучение может вынести некоторую энергию из атома, расстояние, которое проходит это излучение в среде до следующего взаимодействия, как правило, невелико. Например, *К*-флуоресцентные фотоны, образующиеся в свинце ( $E_X = 76$  кэВ), имеют слой 10-кратного ослабления, в свинце равный 1 мм.

# 3.2. Образование электронно-позитронных пар

#### 3.2.1. Кинематика и поперечное сечение образования электронно-позитронных пар

Образование электронно-позитронных пар является процессом поглощения падающего фотона, в результате которого образуется пара заряженных частиц: электрон и позитрон. Такое событие может произойти только в кулоновском поле. Обычно оно имеет место вблизи ядра атома (рис. 2.23), однако может произойти с существенно меньшей вероятностью и в поле атомного электрона. Тогда этот процесс называется «образование триплета», так как орбитальный электрон в соответствии с законами сохранения тоже получает значительную кинетическую энергию и покидает атом.



Рис. 2.23. Образование пары электрон и позитрон в поле ядра

Минимальная энергия фотона, требуемая для образования пары в поле ядерных сил, равна  $2m_ec^2 = 1,022$  МэВ, и для образования триплета –  $4m_ec^2$ . Закон сохранения энергии для первого процесса при условии игнорирования небольшой кинетической энергии, передаваемой ядру, записывается в виде

$$E_{\gamma} = 2m_e c^2 + T_e + T_p, \qquad (2.42)$$

при этом не обязательно, чтобы электрон и позитрон имели равные кинетические энергии. Средняя же энергия этих частиц равна

$$\overline{T} = \frac{E_{\gamma} - 1,022}{2}, \text{M3B.}$$
 (2.43)

Угловое распределение образующихся частиц характеризуется сильной вытянутостью вперед, средний угол их вылета по отношению к направлению движения падающего фотона составляет

$$\overline{\theta} \cong \frac{m_e c^2}{\overline{T}}$$
, радиан. (2.44)

Свободный позитрон нестабилен и преимущественно в конце пробега аннигилирует с одним из электронов среды. В результате аннигиляции образуются два фотона с энергией по 0,511 МэВ. Поскольку аннигиляция имеет наибольшую вероятность при малых энергиях позитрона, угол между направлениями разлета аннигиляционных фотонов составляет ~180°.

Согласно теории Бете и Гайтлера дифференциальное поперечное сечение (на атом) образования позитрона с кинетической энергией  $T_p$  в единичном энергетическом интервале вокруг  $T_p$  (и, соответственно, электрона с энергий  $T_e = E_{\gamma} - 2m_e c^2 - T_p$ ) имеет вид

$$\frac{d\chi}{dT_p} = \frac{r_0^2 Z^2 P}{137(E_{\gamma} - 2m_e c^2)} = 5.8 \cdot 10^{-28} \frac{Z^2 P}{E_{\gamma} - 2m_e c^2}, \, \text{cm}^2 / \, \text{atom}, \quad (2.45)$$

где *P* – параметр, зависящий от энергии фотонов и *Z* материала. Его значения для свинца и алюминия приводятся в работе [10].

Интегральное сечение эффекта образования пар получаем, интегрируя (2.45) по всем возможным значениям  $T_p$ . В результате приходим к выражению

$$\chi = \frac{r_0^2}{137} Z^2 \overline{P}.$$
 (2.46)

Таким образом, поперечное сечение эффекта образования пар пропорционально  $Z^2$ , а зависимость от энергии падающих фотонов в первом приближении аппроксимируется логарифмической зависимостью через параметр P, постепенно для высоких энергий фотонов переходящей в постоянную.

Поперечное сечение (на атом) образования триплетов много меньше сечения образования пар в поле ядра. Отношение этих сечений можно аппроксимировать следующей формулой [10]:

$$\frac{\chi_{\text{электрон}}}{\chi_{\text{ядро}}} \cong \frac{1}{CZ},$$
(2.47)

где C – параметр, зависящий только от энергии фотонов и стремящийся к единице при бесконечном увеличении их энергии и медленно уменьшающийся в интервале энергий от 2 до 5 МэВ.

В большинстве практических случаях оба процесса можно объединять в один, называемый процессом образования пар и имеющий поперечное сечение, равное

$$\chi = \chi_{\text{ядро}} + \chi_{\text{электроны}}.$$
 (2.48)

# 3.2.2. Сечение передачи энергии для взаимодействия с образованием пар

Доля от энергии падающего фотона, переходящая в кинетическую энергию заряженных частиц, одинаковая как при образовании пар в поле ядра, так и в поле электрона. Она равна

$$f_{tr} = \frac{E_{\gamma} - 2m_e c^2}{E_{\gamma}},$$
 (2.49)

отсюда поперечное сечение передачи энергии для образования пар можно определить из соотношения

$$\chi_{tr} = \chi \cdot \frac{E_{\gamma} - 2m_e c^2}{E_{\gamma}}.$$
(2.50)

## 3.3. Фотоядерные реакции

Фотоядерная реакция представляет собой вид взаимодействия фотонов с веществом, в результате которого первичный фотон поглощается ядром, а снятие возбужденного состояния ядра происходит с испусканием нейтронов или заряженных частиц. Типичными фотоядерными реакциями являются реакции: ( $\gamma$ ,*n*), ( $\gamma$ ,*2n*), ( $\gamma$ ,*p*), ( $\gamma$ ,*np*). Менее вероятны и протекают при больших энергиях фотонов реакции с вылетом более тяжелых частиц – дейтронов и  $\alpha$ -частиц.

Все фотоядерные реакции являются эндоэнергетическими, и поэтому пороговыми. Значение пороговой энергии равно энергии связи частиц, которые испускаются при поглощении фотона ядром. Для большинства ядер пороговые энергии  $E_{\rm n}$  реакций ( $\gamma$ ,*n*), ( $\gamma$ ,2*n*), ( $\gamma$ ,*p*), ( $\gamma$ ,*np*) заключены в пределах 6 – 14 МэВ. Исключение представляют два элемента: дейтерий и бериллий, пороговые энергии которых равны 2,23 и 1,665 МэВ соответственно.

Особенностью зависимости поперечного сечения фотоядерной реакции  $\sigma_{\gamma,n}$  от энергии первичного фотона является наличие большого максимума с шириной Г не менее нескольких МэВ, который называют гигантским резонансом. Типичная форма этой зависимости показана на рис. 2.24.



Рис. 2.24. Типичная зависимость поперечного сечения фотоядерной реакции от энергии первичного фотона

Абсолютная величина сечения фотоядерных реакций растет почти линейно с увеличением атомного веса вещества, однако в рассматриваемой области энергий эти реакции не оказывают заметного влияния на ослабление фотонов и значения дозовых характеристик поля (даже для тяжелых ядер при энергии фотонов 20 МэВ значение сечения не превышает 1 барн).

# 4. Полное микроскопическое сечение взаимодействия фотонов

Полное микроскопическое поперечное сечение взаимодействия фотонов представляет сумму всех парциальных сечений:

$$\sigma_t = \tau + \sigma_{inc} + \sigma_{Ray} + \chi + \sigma(\gamma, n).$$
(2.51)

Энергетические зависимости и соотношение между отдельными составляющими полного сечения для углерода и свинца показаны на рис. 2.25.

Характерной особенностью представленных на рис. 2.25 данных является наличие минимума в полном сечении. Его происхождение связано с убыванием сечений фотопоглощения и некогерентного рассеяния и возрастанием сечения параобразования с ростом энергии первичных фотонов. Положение минимума зависит от атомного номера вещества. Так для азота энергия минимума соответствует 45 МэВ, а для свинца 3,4 МэВ.

Необходимо отметить, что в практических расчетах прохождения фотонов через среды и определении поглощенной энергии обычно не принимаются во внимание процессы, слабо влияющие на перенос излучения и передачу энергии. К таким процессам относятся когерентное рассеяние, не изменяющее энергию фотонов, образование триплетов, ( $\gamma$ ,*n*)-реакция и др. Таким образом, на практике чаще всего учитываются только три основных вида взаимодействия, в этом случае полное поперечное сечение равно

$$\sigma_t = \tau + \sigma_{inc} + \chi. \tag{2.52}$$



Рис. 2.25. Энергетические зависимости полного микроскопического поперечного сечения и отдельных его составляющих для углерода и свинца

Полезно выделить для разных материалов области энергии, где тот или иной эффект играют наиболее важную роль. Подобное выделение таких областей проводится на рис. 2.26.



Рис. 2.26. Области относительного доминирования одного из трех основных видов взаимодействия фотонов с веществом (адаптировано из [11])

# 5. Макроскопические сечения взаимодействия фотонов с веществом

### 5.1. Полные макроскопические сечения

Полное макроскопическое сечение взаимодействия фотонов с веществом называют полными коэффициентом ослабления фотонов [12]. Различают полные линейные и полные массовые (или короче линейные и массовые) коэффициенты ослабления, обозначаемые  $\mu$  и  $\mu/\rho$  соответственно. Если материал (среда) состоит из атомов одного элемента, то для расчета этих величин в соответствии со свойством аддитивности сечений применяются следующие формулы:

$$\mu = n_a \cdot \sigma_t \quad \mu \left(\frac{\mu}{\rho}\right) = \frac{n_a \cdot \sigma_t}{\rho}, \qquad (2.53)$$

где  $n_a$  – число атомов в единице объема (обычно в 1,0 см<sup>3</sup>) материала;  $\rho$  – плотность материала (обычно в г/см<sup>3</sup>). Единицами измерения этих величин являются (см<sup>-1</sup>) и (см<sup>2</sup>/г) или в СИ (м<sup>-1</sup>) и (м<sup>2</sup>/кг), соответственно.

Если же среда состоит из атомов разных элементов, то соответствующие формулы имеют вид

$$\mathbf{u} = \sum_{i} n_{a,i} \cdot \mathbf{\sigma}_{t,i}; \tag{2.54}$$

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{mix} = \frac{1}{\rho} \sum_{i} n_{a,i} \cdot \sigma_{t,i} = \sum_{i} \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{i} \cdot f_{i}, \qquad (2.55)$$

где  $n_{a,i}$  – число атомов *i*-го элемента в 1,0 см<sup>3</sup> материала; ( $\mu/\rho$ )<sub>i</sub> – массовый коэффициент ослабления *i*-го элемента, входящего в состав материала;  $f_i$  – весовая доля *i*-элемента в материале.

Физический смысл μ – вероятность взаимодействия фотона на единице пути в среде, обратная величина 1/ μ представляет среднюю длину пробега фотонов между взаимодействиями. Интересно сравнить зависимости массовых коэффициентов ослабления фотонов от энергии для разных материалов (рис. 2.27), так как они более наглядно характеризуют свойства материалов по отношению к взаимодействию с фотонами. В представленных данных отметим такой непривычный факт, что в области энергий от 1 до 4 МэВ значение μ/р для воды больше, чем для свинца.



Рис. 2.27. Зависимость массового коэффициента ослабления фотонов для разных материалов от начальной энергии фотонов [13]

Линейные и массовые коэффициенты ослабления фотонов используются для расчета прохождения γ-излучения через материалы в условиях "хорошей" геометрии или геометрии узкого пучка. Особенностью такой геометрии является то, что в детектор попадает (или детектор регистрирует) только первичное (нерассеянное) излучение источника фотонов. В этих условиях плотность потока (или флюенс) излучения за слоем материала толщиной *t* для мононаправленного моноэнергетического пучка фотонов равна

$$\varphi(t) = \varphi_0 \cdot \exp(-\mu \cdot t), \qquad (2.56)$$

где  $\phi_0$  – плотность потока  $\gamma$ -излучения, падающего на поверхность слоя, т.е. при *t* = 0.

## 5.2. Полный массовый коэффициент передачи энергии

Полный массовый коэффициент передачи энергии при взаимодействии фотонов с веществом, состоящим из одного элемента, пренебрегая реакцией ( $\gamma$ ,p) в фотоядерном эффекте и используя формулы ((420), (2.40) и (2.50)), рассчитывается следующим образом:

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{tr} = \frac{n_a}{\rho} \left(\tau_{tr} + \sigma_{tr} + \chi_{tr}\right) = \frac{n_a}{\rho} \left[\sigma_{inc} \left(\frac{\overline{T}}{E_{\gamma}}\right) + \tau \left(\frac{E_{\gamma} - P_K \omega_K \overline{E}_{X,K} - (1 - P_K) P_L \omega_L \overline{E}_{X,L}}{E_{\gamma}}\right) + \chi \left(\frac{E_{\gamma} - 2m_e c^2}{E_{\gamma}}\right)\right].$$
(2.57)

Если в состав материала входят разные элементы, то такое же свойство аддитивности, которое использовалось в формуле (2.55), применяется и в этом случае, т.е.

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{tr,mix} = \sum_{i} \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{tr,i} \cdot f_i , \qquad (2.58)$$

где (µ/р)<sub>*tr,i*</sub> – массовый коэффициент передачи энергии для *i*-элемента, входящего в состав материала.
# 5.3. Полный массовый коэффициент поглощения энергии

Полный массовый (или короче массовый) коэффициент поглощения энергии  $(\mu/\rho)_{en}$  используется для расчета поглощенной дозы в условиях электронного равновесия (см. далее главу 5). Если материал состоит из одного элемента, то  $(\mu/\rho)_{en}$  связан с массовым коэффициентом передачи энергии следующим соотношением:

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{en} = \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{tr} (1-g), \qquad (2.59)$$

где g – средняя доля кинетической энергии заряженных частиц, образующихся при взаимодействии фотонов с веществом (вторичные электроны и позитроны), которая теряется на испускание электромагнитного излучения в виде тормозного излучения заряженных частиц и аннигиляции позитронов на лету. Подробное обсуждение этой величины проводится в следующей главе. Для низких значений энергии фотонов и атомного номера материала значение g очень мало, отсюда ( $\mu/\rho$ )<sub>en</sub>  $\approx (\mu/\rho)_{tr}$ . С увеличением Z и  $E_{\gamma}$  значение g тоже возрастает.

На рис. 2.28 представлены для сравнения энергетические зависимости  $(\mu/\rho)_{en}$  и  $(\mu/\rho)$  для углерода и свинца в области низких и средних энергий.

Если среда распространения фотонов имеет сложный состав, то сложение парциальных коэффициентов поглощения энергии по аналогии с выражением (2.58) будет некорректным, так как электроны, выходящие из атома, будут двигаться среди атомов разных элементов со своими значениями *g*. Для такого материала расчет массового коэффициента поглощения энергии следует проводить по следующей формуле:

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{en,mix} = \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{tr,i} \left(1 - \sum_{i=1}^{N} f_i \cdot g_i\right) f_i = \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{tr,mix} \left(1 - g_{mix}\right), \quad (2.60)$$

где N – число элементов в составе материала;  $(\mu/\rho)_{tr,i}$  и  $(\mu/\rho)_{tr,mix}$  – массовые коэффициенты передачи энергии для *i*-го элемента и сложного по составу материала. Значения  $g_i$  и  $(\mu/\rho)_{tr,i}$  можно найти в литературе, например в работе [10].



Рис. 2.28. Зависимости полных массовых коэффициентов ослабления (сплошная кривая) и поглощения энергии (пунктирная кривая) от энергии первичных фотонов для углерода и свинца [1]

# 6. Эффективный атомный номер

В некоторых случаях удобно характеризовать сложный по составу материал эффективным атомным номером  $Z_{eff}$ . Примером может служить подбор состава стенок ионизационной камеры с воздушным наполнением, так чтобы стенки и газ обладали одинаковыми поглощающими свойствами по отношению к фотонам. Строго говоря, такая задача не имеет решения ввиду разной зависимости отдельных процессов взаимодействия фотонов с веществом от атомного номера материала и от энергии первичных фотонов. Следовательно, каждый вид взаимодействия должен рассматриваться отдельно.

Понятие эффективного атомного номера применимо, главным образом, в области энергий фотонов, меньших 100 кэВ, где сечение фотоэлектрического поглощения превышает сечение комптоновского рассеяния. Вероятность фотоэлектрического поглощения на один электрон пропорционально  $\sim Z^n$ , где *n* изменяется от 3,0 до 3,8 для материалов с низким и высоким атомными номерами и имеет также энергетическую зависимость. Поперечное сечение комптоновского рассеяния на один электрон для материалов с низким и зависимость атомного номера, следовательно, вероятность комптоновского рассеяния на единице пути в таком материале пропорциональна числу электронов в единице объема (плотности электронов). С учетом этих соображений эффективный атомный номер сложного по составу материала можно определить в этой области как

$$Z_{eff} = \left(\sum_{i=1}^{N} f_i \cdot Z_i^n\right)^{1/n}, \qquad (2.61)$$

где  $f_i$  – относительная доля электронов в одном грамме материала для *i*-элемента.

# Список литературы

1. McParland B.J. Nuclear medicine radiation dosimetry. Advanced theoretical principles / London, New York: 2010.

2. Fano, U. Note on the Bragg-Gray cavity principle for measuring energy dissipation / Radial. Res. 1. 1952. P. 237.

3. Hubbell, J. H. Photon cross sections, attenuation coefficients, and energy absorption coefficients from 10 keV to 100 GeV / Report NSRDS-NBS29, U.S. National Bureau of Standards. 1969. See also Radiation Dosimetry. Vol. I // Eds.: F. H. Attix and W. C. Roesch / Chapter 3. tables by R. D. Evans in Academic Press, New York. 1968.

4. Compton A.H. A quantum theory of the scattering of X-ray by light elements / Phys. Rev. V. 21. 1923. P. 409 – 413.

5. Begstrom P.M., Pratt R.H. An overview of the theories used in Compton scattering calculation / Radiat. Phys. Chem. V. 50, 1997. P. 3 - 29.

6. Cooper M.J. Compton scattering and study of electron momentum density distributions // Radiat. Phys. Chem. V. 50, 1997. P. 63 – 76.

7. Dumond J.W.M. Compton modified line structure and its relation to the electron theory of solid bodies / Phys. Rev. V. 33. 1929. P. 643 – 658.

8. Atomic form factors, incoherent scattering functions, and photon scattering cross sections / J.H. Hubbell, W.J. Veigele, E.A. Brigs et al / J. Phys. Chem. Ref. Data. V. 2. 1975. P. 471 – 538.

9. Hubbell J.H. Summary of existing information on the incoherent scattering of photons, particularly on the validity of the use the incoherent scattering function / Radiat. Phys. Chem. V. 50. 1997. P. 113 – 122.

10. Attix F.G. Introduction to radiological physics and radiation dosimetry //WILLEY-VCH Verlag GmbH & Co. 2002.

11. IAEA. Review of radiation oncology physics: a handbook for teachers and students /Ed. by E.B. Podgorsak. 2003. Vienna (Austria).

12. Машкович В.П., Кудрявцева А.В. Защита от ионизирующих излучений. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1995.

13. Гусев Н.Г., Климанов В.А., Машкович В.П., Суворов А.П. Защита от ионизирующих излучений. Том 1. Физические основы защиты от излучений . М.: Энергоатомиздат. 1989.

# Глава 3. Взаимодействие заряженных частиц с веществом

Рассматривая взаимодействие заряженных частиц с атомами вещества, ограничимся, в основном, быстрыми частицами, подразумевая под ними частицы, скорость которых много больше средней скорости атомных электронов. Процессы столкновения с атомами медленных заряженных частиц имеют ряд характерных особенностей, которые ввиду малой значимости для процессов поглощения энергии при взаимодействии ионизирующих излучений с веществом анализироваться не будут. Наибольший интерес для радиационной дозиметрии из заряженных частиц представляют электроны и, частично, протоны и  $\alpha$ -частицы. Поэтому, рассматривая их взаимодействие с веществом, основное внимание уделим электронам, хотя значительная часть материала иногда с небольшими модификациями может быть применена к протонам и ионам.

# 1. Общее описание взаимодействия

# 1.1. Сравнение взаимодействия с веществом электронов и фотонов

Отметим ряд фундаментальных отличий между взаимодействием фотонов и заряженных частиц с веществом. Будучи бозонами, фотоны взаимодействуют с веществом либо через прямое поглощение заряженной частицей, либо эффекты второго порядка такие, как комптоновское рассеяние. Падая на слой материала, фотон может пройти через него совсем без взаимодействия, и, следовательно, без потери энергии, или испытать взаимодействие и потерять свою энергию в небольшом количестве столкновений. Заряженные же частицы, обладая окружающих их "дальнедействующим" кулоновским полем, проходя через вещество, взаимодействуют с электронами или ядром каждого атома на своем пути. Поэтому их микроскопические поперечные сечения на порядки превышают сечения для фотонов.

В большинстве взаимодействий заряженные частицы теряют лишь небольшую часть своей энергии, поэтому прежде чем поте-

рять свою кинетическую энергию они испытывают громадное количество столкновений. Например, при замедлении электрона в алюминии от энергии 0,5 МэВ до 0,25 МэВ он испытывает в среднем  $\sim 3 \cdot 10^4$  взаимодействий. По этой причине в большинстве практических расчетов в дозиметрии применяются не микроскопические, а макроскопические сечения.

Следующее фундаментальное отличие заключается в том, что теряя энергию, фотон сохраняет свою скорость. У заряженных же частиц потеря энергии приводит и к уменьшению их скорости, и после достижения энергий, лежащих ниже уровня ионизации, они входят в процесс теплового равновесия со средой. Таким образом, в отличие от фотонов заряженные частицы имеют конечный пробег.

К основным процессам взаимодействия заряженных частиц с атомами можно отнести следующие:

 упругое рассеяние в кулоновском поле атомов, следствием которого в основном является изменение направления движения частиц;

• неупругие столкновения с атомными электронами, в результате которых энергия частиц расходуется на возбуждение и ионизацию атомов;

• тормозное излучение, заключающееся в испускании электромагнитного излучения в электрическом поле атомов;

• упругие и неупругие столкновения с ядрами атомов, следствием которых является рассеяние частиц, возбуждение ядер, рождение новых частиц.



Рис. 3.1. Определение прицельного параметра

78

Вероятность конкретного взаимодействия зависит от массы, величины и знака заряда и энергии частицы. В большой степени характер взаимодействия определяется так называемым прицельным параметром b, который представляет относительное расстояние по перпендикуляру между траекторией налетающей частицы и ядром атома по сравнению с размером атома a (рис. 3.1). Значение данного параметра может быть b >> a; b ~ a и b << a. Рассмотрим особенности взаимодействия заряженных частиц с атомами в указанных интервалах b, опираясь на результаты анализа проблемы, представленные в обобщающих работах [1-3].

# 1.2. Особенности кулоновского взаимодействия заряженных частиц при разных значениях прицельного параметра

# 1.2.1. Далекие (или мягкие) столкновения (b >> a)

Если траектория заряженной частицы проходит на значительном расстоянии от атома, то кулоновское поле частицы действует на атом в целом. В результате атом может быть временно поляризован или переведен на более высокий энергетический уровень, а в некоторых случаях испустить электрон, находящийся на валентной орбите. При этом частица передает атому очень небольшое количество энергии (порядка нескольких эВ). Такие взаимодействия называются далекими или мягкими.

Так как большие значения b намного вероятнее, чем пролет на близком расстоянии от конкретного атома, то такие взаимодействия являются самими многочисленными среди всех столкновений. Как следствие, в мягких столкновениях заряженные частицы теряют в среднем половину своей энергии. При определенных условиях небольшую часть своей энергии (< 0,1 % от суммарной потери в далеких столкновениях) частица в результате мягких столкновений может потратить на испускание черенковского излучения.

#### 1.2.2. Близкие (или жесткие) столкновении (b ~ a)

Если прицельный параметр *b* сравним с размерами атома *a*, то заряженная частица будет скорее взаимодействовать с одиночным

электроном атома, а не с атомом в целом. Такое столкновение называется близким или жестким и сопровождается существенной передачей энергии атомному электрону. В результате электрон может быть испущен атомом, приводя его в ионизированное состояние и последующий процесс релаксации. Испущенный электрон, называемый б-электроном, может перенести значительную энергию на достаточно большое расстояние от атома, что имеет важное практическое значение для дозиметрии. Так как энергия, передаваемая в таких столкновениях, велика по сравнению с энергией связи, то при теоретическом анализе процесса электрон считается свободным.

Необходимо заметить, что всякий раз, когда в результате жесткого столкновения с внутренней орбиты атома испускается электрон, возникает процесс эмиссии атомом характеристического излучения или электронов Оже, аналогичный процессу, возникающему при выбивании электрона фотоном.

### 1.2.3. Кулоновское взаимодействие с полем ядра (b << a)

Если прицельный параметр много меньше радиуса атома, то кулоновское взаимодействие заряженной частицы происходит, в основном, с ядром. Этот вид взаимодействия наиболее важен для электронов. Почти все такие столкновения, за исключением 2 - 3 % [3], являются упругими, и они не сопровождаются поэтому испусканием тормозного излучения или возбуждением ядра. Электрон в таком взаимодействии теряет незначительное количество энергии, необходимой для выполнения закона сохранения импульса, но заметно отклоняется от направления своего первоначального движения. Это является причиной извилистой траектории электрона, особенно в средах с большим атомным номером, и большого значения коэффициента обратного рассеяния от сред по сравнению с фотонами. Дифференциальное  $Z^2$  (см. далее).

В оставшихся 2 – 3 % случаев имеет место неупругое взаимодействие в поле ядра, сопровождающееся испусканием электромагнитного тормозного излучения и отклонением электрона от направления движения. При таких взаимодействиях электрон теряет значительную часть своей кинетической энергии (до 100 %). Вероятность испускания тормозного излучения сильно зависит от атомного номера среды (пропорционально ~  $Z^2$ ) и массы частицы (при одинаковой скорости обратно пропорциональна ~m<sup>-1</sup>) (см. далее). На практике этот эффект важен только для электронов и для сред с высоким Z. Для сред с низким Z в области энергий электронов меньше 10 МэВ им можно пренебречь. Тормозные фотоны имеют непрерывное энергетическое распределение (рис. 3.2) с максимальной энергией, равной энергии электрона, и анизотропное угловое распределение, направленное преимущественно вперед (подробнее см. далее).



Рис. 3.2. Типичный энергетический спектр тормозного излучения, испускаемый при замедлении электронов в меди для разных начальных энергий электронов, по данным работы [12]

Позитроны, кроме перечисленных выше взаимодействий, имеют еще один вид взаимодействия, называемый "аннигилляция на лету". В этом процессе позитрон аннигилирует с электроном до своей остановки, т.е. имея определенную кинетическую энергию. Данная энергия передается одному или обоим фотонам, образующимся при аннигиляции, поэтому их энергия в этом случае не будет равна 0,511 МэВ.

#### 1.2.4. Взаимодействие тяжелых заряженных частиц с ядрами

Если тяжелая заряженная частица, например протон или αчастица, обладают достаточной кинетической энергией (~ 100 МэВ), то в случаях когда их прицельный параметр меньше радиуса ядра, она может испытать неупругое взаимодействие с ядром. В этом процессе первичная заряженная частица прямо взаимодействует с одним или несколькими нуклонами ядра, передавая им в столкновении свою кинетическую энергию. В результате ядерные нуклоны могут быть испущены из ядра в процессе внутриядерного каскада. Их угловое распределение является сильно вытянутым вперед. Ядро, оказавшееся после этого в сильно возбужденном состоянии, выходит из него через эмиссию так называемых испарительных частиц (главным образом, нуклонов с относительно низкой энергией) и у-излучения. Данный эффект изменяет пространственное распределение поглощенной дозы, так как часть кинетической энергии, которая могла бы быть передана в среду через процессы локальное возбуждения и ионизации, теперь будет унесена испарительными нейтронами и у-излучением. Детальный анализ этого вида взаимодействия содержится в работе [4]. По оценке работы [5] максимальный дефицит дозы, связанный с уносом испарительных нейтронов и фотонов от точки взаимодействия, не больше 2,5 %, что является верхней оценкой.

Специальный случай, где ядерные взаимодействия тяжелых заряженных частиц с ядром имеют важное значение для дозового распределения, представляет образование  $\pi$ -мезонов. Эти заряженные частицы, масса которых в 273 раза выше, чем масса электронов, за счет кулоновского взаимодействия производят вдоль своего трека интенсивное возбуждение и ионизацию атомов.

# 2. Сечения взаимодействия заряженных частиц с орбитальными электронами и ядрами

### 2.1. Упругое рассеяние заряженных частиц

Задача об упругом рассеянии заряженных частиц впервые была рассмотрена Резерфордом. На основе анализа экспериментальных

данных он, исходя из планетарной модели атома, получил формулу для дифференциального сечения упругого рассеяния заряженных частиц, которую можно записать в следующем виде [1]:

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} = \frac{Z_1^2 Z_2^2 e^4}{16E^2} \frac{1}{\sin^4 \theta/2},$$
(3.1)

где  $E = \mu v_{1,0}^2 / 2$ ;  $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ ;  $v_{1,0}$  – скорость первой (налетающей) частицы на удалении (до взаимодействия) от второй покоящейся частицы;  $\theta$  – угол рассеяния налетающей частицы в системе центра инерции (рис. 3.3);  $Z_1$ ,  $m_1$  и  $Z_2$ ,  $m_2$  – заряд и масса первой и второй частицы соответственно.



Рис. 3.3. Траектория заряженной частицы в кулоновском поле отталкивания: θ – угол рассеяния в СЦИ; *r* – расстояние между частицей и началом координат, где расположен силовой центр

Формула Резерфорда фактически описывает упругое рассеяние нерелятивистских частиц атомом без учета эффекта экранирования заряда ядра орбитальными электронами в системе центра инерции (СЦИ). Отметим три особенности формулы Резерфорда: а) сечение не зависит от знака заряда, т.е. полученный результат относится в равной мере как к кулоновским полям отталкивания, так и к полям притяжения; б) дифференциальное сечение сильно вытянуто вперед (рис. 3.4); в) при  $\theta \rightarrow 0$  формула Резерфорда расходится, поэтому она не применима для небольших углов рассеяния (< 3°), которым соответствуют большие значения прицельного параметра. Дифференциальное сечение в лабораторной системе координат (ЛСК) описывается формулой [6]:

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega_1} = \frac{Z_1^2 Z_2^2 e^4}{4T_1 \sin^4 \theta_1} \frac{\left[\cos \theta_1 \pm \sqrt{1 - (m_1/m_2)^2 \sin^2 \theta_1}\right]^2}{\pm \sqrt{1 - (m_1/m_2)^2 \sin^2 \theta_1}},$$
(3.2)

где индекс "1" относится к налетающей частице;  $T_1$  – кинетическая энергия налетающей частицы; при  $m_1 < m_2$  в формуле перед корнем следует брать положительный знак; при  $m_1 > m_2$  расчет следует проводить для знаков плюс и минус и складывать результаты.



Рис. 3.4. Зависимость дифференциального сечения Резерфорда для  $\alpha$ -частиц от угла рассеяния на атомах золота с учетом (1) и без учета экранирования (2) [1]

Если  $m_1 \ll m_2$ , что соответствует рассеянию электрона на атоме, то  $\theta_1 \approx \theta$ , и нетрудно получить формулу для дифференциального сечения в ЛСК:

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega_1} = \frac{Z_1^2 Z_2^2 e^4}{16T_1^2} \frac{1}{\sin^4 \theta_1 / 2}.$$
(3.3)

Найдем теперь дифференциальное сечение по переданной энергии  $d\sigma/dQ$ , используя преобразование производных [1]:

$$\frac{d\sigma}{dQ} = \frac{d\sigma}{d\Omega}\frac{d\Omega}{dQ} = \frac{\pi Z_1^2 Z_2^2 e^4 m_1}{T_1 m_2} \frac{1}{Q^2}.$$
(3.4)

Полученное выражение наглядно показывает, что наибольшую вероятность при упругом рассеянии заряженных частиц имеют события с малыми потерями энергии.

Как отмечено выше, в формуле Резерфорда не учитывается эффект экранирования. Учет этого эффекта выполняется в квантовомеханическом приближении Борна [1,7]. В результате формула (3.1) принимает следующий вид:

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} = \frac{Z_1^2 e^4}{16E^2} \frac{1}{\sin^4 \theta/2} |Z_2 - F(q)|^2, \qquad (3.5)$$

где F(q) – атомный фактор рассеяния или атомный формфактор, характеризующий пространственное распределение заряда внутри атома; q – передаваемый импульс.

При рассеянии быстрых частиц на большие углы, что соответствует малым значениям прицельного параметра  $F(q) \rightarrow 0$  (экранирование отсутствует), т.е. налетающая частица не чувствует электронной оболочки и рассеивается только ядром. Наоборот, при больших *b*, что соответствуют малым углам рассеяния, поле ядра сильно экранируется полем атомных электронов ( $Z_2 - F(q)$ )  $\rightarrow 0$  и сечение оказывается существенно меньше резерфордовского сечения (см. рис. 3.4).

Метод учета экранирования с помощью формфактора является наиболее точным, но эти расчеты достаточно сложны, поэтому в практических расчетах учет экранирования часто проводится с помощью различных феноменологических подходов. Один из таких подходов основан на использовании потенциала атома в форме, предложенной Бором. Результирующее выражение для дифференциального сечения упругого рассеяния с учетом экранирования записывается в следующем виде [1]:

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} = \frac{Z_1^2 Z_2^2 r_e^2}{4} \left(\frac{m_e c_2}{T_1}\right)^2 \left(\frac{m_1 + m_2}{m_2}\right)^2 \frac{1}{(1 + 2\eta - \cos\theta)^2},$$
 (3.6)

где  $\eta = \frac{\alpha^2 Z_2^{2/3}}{8} \left( \frac{m_1 + m_2}{m_2} \right)^2 \frac{m_e}{m_1} \frac{m_e c^2}{T_1}$  – параметр экранирования;

 $\alpha = 1/137$  – постоянная тонкой структуры.

Из формулы (3.6) видно, когда  $\theta >> 2\eta^{1/2}$ , сечение рассеяния совпадает с резерфордовским, и следовательно, экранирование ядра электронами не оказывает влияния. В обратном случае величина сечения при малых углах рассеяния стремится к постоянному значению.

Параметр экранирования рассчитывался в ряде работ, но чаще всего в настоящее время используется выражение, полученное Мольером, который использовал экранированный кулоновский потенциал в соответствии с моделью атома Томаса – Ферми:

$$\eta = 1, 7 \cdot 10^{-5} Z_2^{2/3} \frac{1 - \beta^2}{\beta} \left[ 1, 13 + 3, 76 \left( \frac{Z_2}{137\beta} \right)^2 \chi \right], \quad (3.7)$$

где  $\beta = v/c$ ;  $\chi = (T/(T+m_ec^2))^{1/2}$  – эмпирическая поправка для электронов небольших энергий.

Для тяжелых заряженных частиц и больших углов рассеяния дифференциальное сечение отличается от резерфордовского ввиду действия ядерных сил. Для электронов, как отмечалось выше, центр инерции системы электрон-атом совпадает практически с центром атома, а угол  $\theta$  совпадает с углом рассеяния налетающего электрона. Поэтому формула (3.6) преобразуется к виду

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} = \frac{Z_2(Z_2+1)r_e^2}{4} \left(\frac{m_e c^2}{T_1}\right)^2 \frac{1}{(1+2\eta-\cos\theta)^2},$$
 (3.8)

где  $Z_2(Z_2+1)$  вместо  $Z_2^2$  учитывает вклад от рассеяния на атомных электронах.

### 2.2. Неупругое рассеяние заряженных частиц

Неупругие взаимодействия заряженных частиц с атомами среды играют основную роль в процессе передачи энергии от излучения в среду и в замедлении частиц. Особенности неупругого взаимодействия зависят не только от скорости и заряда частиц, но и от их массы.

#### 2.2.1. Неупругое рассеяние заряженных частиц на атомах

Под неупругими процессами рассеяния заряженных частиц понимают обычно процессы взаимодействия частиц с атомными электронами, которые приводят к возбуждению и ионизации атома. Все процессы возбуждения и ионизации являются пороговыми. Для перехода атома из основного в возбужденное состояние, т.е. на один из вышележащих уровней энергии, ему должна быть передана энергия равная энергии этого уровня. Для ионизации атома необходимо, чтобы энергия, полученная атомом от заряженной частицы, оказалась достаточной для перехода одного из атомных электронов в состояние с непрерывным спектром, т.е. для отрыва его от атома.

Поскольку атом является квантовым объектом, то точное решение задачи о возбуждении и ионизации атома следует проводить методами квантовой механики. Однако из-за сложности задачи на практике чаще применяют приближение Борна его модификации, тоже тем не менее требующее большого объема вычислений. Поэтому большой интерес вызывают методы, базирующиеся на классической механике и дающие удовлетворительные результаты, например, импульсное (или бинарное) приближение. Подобный приближенный подход к получению сечений ионизации атома заряженной частицей, основанный на квазиклассическом приближении, был использован в работе [1].

В этом приближении движение налетающей частицы описывается классическим образом, используя понятие траектории, а для атомных электронов применяется квантовая механика. В частности считается, что энергия передается атому дискретно в количестве, достаточном для перехода (разрешенного) электрона на один из вышележащих (по энергии) уровней в атоме или вылете электрона из атома.

Введем понятие «энергия (или потенциал)» – ионизация атома I, равная работе, которую надо затратить, чтобы удалить электрон из атома. Если энергия Q, передаваемая атому, меньше I, то неупругое рассеяние не происходит, а если Q > I, то имеет место ионизация атома. Далее в работе [1] принимается, что можно пренебречь энергией связи электрона с ядром, т.е. он считается свободным, что вполне допустимо для быстрых частиц. В этих условиях можно применить формулу Резерфорда для дифференциального по переданной энергии сечения рассеяния (3.4). При этих допущениях в работе [1] получено следующее выражение для микроскопического сечения ионизации:

$$\sigma_{in} = \frac{\pi Z_1^2 Z_2^2 e^4}{T} \frac{m_1}{m_2} \left( \frac{1}{\overline{I}} - \frac{1}{Q_{\text{max}}} \right), \tag{3.9}$$

где  $\overline{I} = Z_2 / \sum_{k=1}^{Z_2} \frac{1}{I_k}$  - средняя энергия ионизации;  $I_k$  – энергия связи

*K*-электрона;  $Q_{\text{max}} = \frac{4m_1m_2}{(m_1 + m_2)^2}T_1.$ 

Как следует из (3.9) величина сечения пропорциональна массе налетающей частицы, квадрату ее заряда и обратно пропорциональна энергии частицы. Для электронов  $Q_{\text{max}} = T$ , и формулу (3.9) удобно переписать а виде

$$\sigma_{in} = \frac{\pi Z_2 e^4}{\overline{I}^2} \frac{1}{x} \left( 1 - \frac{1}{x} \right) = \frac{\pi Z_2 e^4}{\overline{I}^2} \varphi(x), \qquad (3.10)$$

где  $\varphi(x)$  – универсальная для всех атомов функция в единицах «пороговой энергии»  $x = T/\overline{I}$  (рис. 3.5). Выражение (3.10) было впервые получено Д.Д. Томсоном в 1912 г. в классической модели парных столкновений налетающего и атомного электрона. Как видно из рис. 3.5, сечение ионизации имеет пороговый характер, максимум, положение которого более точные расчеты определяют при  $x \approx 4 \div 5$ , и спадает в области высоких энергий по закону ~ 1/*T*. Однако более точные квантово-механические расчеты Бете показали, что скорость спадания оказывается более медленной, а именно, при  $T \gg \overline{I}$  по закону ~ (1/*T*)·ln*T*.



Рис. 3.5. Зависимость микроскопического поперечного сечения ионизации от энергии налетающего электрона [1]

Классическая модель Томсона неоднократно улучшалась как теоретически для учета эффектов, связанных с движением атомных электронов, ускорения электронов и др., так и эмпирически на основе экспериментальных данных. Более точная зависимость  $\varphi(x)$ , удовлетворительно аппроксимирующая сечение ионизации в широкой области энергий, показана на рис. 3.5 пунктиром и записывается в следующем виде:

$$\tilde{\varphi}(x) = \frac{3(x-1)}{x(x+8)}.$$
(3.11)

Для качественных оценок полезно иметь распределение выбитых с оболочек атомных электронов по кинетическим энергиям – T'. Оно было получено в работе [7], используя формулу (3.4) и полагая Q = I + T', в виде

$$f(T') = \frac{d\sigma_{in}/dQ}{\sigma_{in}(I_k)} = \frac{1}{(I_k + T')} \frac{I_k T}{(T - I_k)}.$$
(3.12)

Интересно отметить, что

$$\int_{0}^{I_{k}} f(T') \cdot dT' = \frac{1}{2}, \qquad (3.13)$$

т.е. половина электронов имеет кинетическую энергию, меньшую энергии ионизации. Вторичные электроны, выбитые из атома налетающей частицей и имеющие кинетическую энергию, достаточную для последующей ионизации атома, называются дельта-электронами.

Макроскопическое сечение ионизации  $\Sigma_{in} = n_a \cdot \sigma_{in}$  равно среднему числу актов ионизации на единице пути в веществе. Ниже приводятся формулы макроскопических дифференциальных по переданной энергии Q сечений неупругого рассеяния разных видов заряженных частиц на атомных электронах [8], полученные в рамках квантовой механики с учетом эффектов, связанных со спинами частиц, но без учета связи электронов с атомами, т.е. для  $T \gg \overline{I}$ . Отметим, что при  $Q \ll Q_{\text{max}}$  и  $Q \ll T$  все формулы сводятся к формуле Резерфорда.

Протоны (формула Баба):

$$\Sigma_{in}(T,Q) = 0.153 \frac{Z_2}{\beta^2 A Q^2} \left[ 1 - \beta^2 \frac{Q}{Q_{\text{max}}} + \frac{1}{2} \left( \frac{Q}{T + mc^2} \right)^2 \right] \left( \frac{\text{cm}^2}{\text{r} \cdot \text{M}_2 \text{B}} \right), (3.14)$$

где  $Z_2$ , A – заряд и массовое число атомов среды;  $mc^2 = 938,28$  МэВ;  $\beta^2 = 1 - m^2 c^4 / (T + mc^2)^2$ ; для  $Q_{\text{max}}$  следует использовать релятивистскую формулу, которая для  $m >> m_e$  упрощается:

$$Q_{\max} = \frac{2T(T+2mc^2)}{m^2 c^4 / m_e c^2 + 2(T+mc^2)}.$$
(3.15)

Альфа-частицы (формула Баба):

$$\Sigma_{in}(T,Q) = 0.153 \frac{Z_2}{\beta^2 A Q^2} \left[ 1 - \beta^2 \frac{Q}{Q_{\text{max}}} \right] \left( \frac{\text{cm}^2}{\text{r} \cdot \text{M} \Rightarrow \text{B}} \right), \quad (3.16)$$

где для  $Q_{\text{max}}$  в (3.15) следует использовать  $mc^2 = 3726,4$  МэВ. Электроны (формула Меллера):

$$\Sigma_{in}(T,Q) = 0.153 \frac{Z_2}{\beta^2 A Q^2} \left[ 1 - \frac{Q}{T-Q} \frac{(2T+m_e c^2)m_e c^2}{(T+m_e c^2)^2} + \left(\frac{Q}{T-Q}\right)^2 + \left(\frac{Q}{T+m_e c^2}\right)^2 \right] \left(\frac{cm^2}{r \cdot M \ni B}\right).$$
(3.17)

Так как первичный электрон и дельта-электрон не различимы, то после рассеяния электрон с меньшей энергией считается дельта-электроном, а электрон с большей энергией – первичным электроном. Поэтому при рассеянии электрона берут  $Q_{\text{max}} = T/2$ .

Позитроны (формула Баба):

$$\Sigma_{in}(T,Q) = 0,153 \frac{Z_2}{\beta^2 A Q^2} fb^2 \left\{ \left| Tx - \frac{T}{bm_e c^2} - \frac{a^2}{2} \right| - c \left| \frac{Q + 3m_e c^2}{fT} - \frac{2Q}{fT} - \frac{2Q}{fb^2 T} + a^2 x \right| - c^2 \left[ \frac{1}{2} - d + \frac{3}{2} d^2 - a^2 \frac{T - Q}{Tx} \right] \right\},$$

$$\Gamma_{AB} = \frac{Q}{m_e c^2}; b = \frac{Q + m_e c^2}{Q + 3m_e c^2}; c = \frac{Q}{Q + 2m_e c^2}; f = \frac{Q + m_e c^2}{T};$$

$$d = \frac{m_e c^2}{Q + m_e c^2}; x = \frac{T}{Q}.$$
(3.18)

Из приведенных формул видно, что при неупругих рассеяниях с атомными электронами энергия передается в основном небольшими порциями ( $\Sigma_{in} \sim 1/Q^2$ ). Вероятность же рождения дельтаэлектронов очень мала. При неупругом рассеянии изменяется не только энергия первичной частицы, но и ее направление движения. Однако так как в приведенных формулах не учитывалась связь

электронов в атомах, то угол рассеяния можно определять из кинематики упругого рассеяния.

При ионизации атомов вещества налетающей частицей в электронных оболочках атомов образуются вакансии. При их заполнении, так же как и в случае выбивания атомных электрона фотонами, атом испускает характеристическое излучение и электроны Оже. Этот вопрос был рассмотрен в предыдущей главе.

# 2.3. Тормозное излучение заряженных

#### частиц

При движении в веществе заряженные частицы вследствие кулоновского взаимодействия с атомами отклоняются от направления своего движения. В соответствии с законами электродинамики это приводит к испусканию электромагнитного излучения, которое называется тормозным излучением. Потери энергии заряженных частиц, идущие на образование тормозного излучения, называют радиационными (тормозными) потерями энергии. Рассмотрим этот вид взаимодействия, используя вслед за работой [1] два подхода: a) классическую теорию тормозного излучения;  $\delta$ ) квантовую теорию тормозного излучения;  $\delta$  квантовую теорию тормозного излучения в двух вариантах. Первый подход позволяет более наглядно выявить основные закономерности процесса, второй же дает более точные количественные результаты.

# 2.3.1. Сечения образования тормозного излучения на основе классической теории

Предположим, что нерелятивистская частица с зарядом  $Z_1e$  и массой *m* движется со скоростью *v* в кулоновском поле ядра с зарядом  $Z_2e$ , находящимся в начале координат (рис. 3.6). Так как на частицу действует сила, то она движется с ускорением и, следовательно, излучает электромагнитное излучение.



Рис. 3.6. К определению поперечного сечения образования тормозного излучения

Микроскопическое дифференциальное (по энергии фотонов *k*) сечение испускания тормозного излучения в соответствии с законами классической электродинамики имеет следующий вид [1]:

$$\frac{d\sigma_{br}}{dk} = \frac{16}{3}\alpha r_e^2 Z_1^4 Z_2^2 \frac{1}{\beta^2} \frac{1}{k} \ln \frac{\left(\sqrt{T_0} + \sqrt{T_0 - k}\right)^2}{2k} \left(\frac{cM^2}{M_2B}\right), \quad (3.19)$$

где  $T_0$  – начальная кинетическая энергия заряженной частицы;  $\alpha = e^2/\hbar c$  – постоянная тонкой структуры.

Отметим, опираясь на формулу (3.19), основные особенности процесса испускания тормозного электромагнитного излучения, которые остаются справедливыми и в рамках квантовой механики:

• тормозное излучение имеет непрерывный энергетический спектр, простирающийся от нуля до кинетической энергии частицы;

•так как логарифм в (3.19) медленно меняющаяся функция энергии фотона, то дифференциальное сечение  $d\sigma_{br}/dE_{\gamma} \sim 1/E_{\gamma}$ , и спектр заряженной частицы после взаимодействия тоже является непрерывным;

• так как дифференциальное сечение  $d\sigma_{br}/dk \sim 1/m^2$ , то это взаимодействие существенно лишь для дегких заряженных частиц;

• дифференциальное сечение  $d\sigma_{br}/dE_{\gamma} \sim Z_2^2$  (как и сечение упругого рассеяния).

Для электрона уравнение (3.19) запишется следующим образом:

$$\frac{d\sigma_{br}}{dk} = \frac{16}{3}\alpha r_e^2 Z_2^2 \frac{1}{\beta^2} \frac{1}{k} \ln \frac{\left(\sqrt{T_0} + \sqrt{T_0 - k}\right)^2}{2k} \left(\frac{cM^2}{M_2B}\right).$$
(3.20)

# 2.3.2. Сечения образования тормозного излучения на основе квантовой теории

Строгое описание процесса образования тормозного излучения возможно лишь в рамках квантовой электродинамики [1]. В последней этот процесс рассматривается как переход электрона между двумя состояниями непрерывного спектра с разными значениями полной энергии и импульса ( $E_0 \rightarrow E, \vec{p}_0 \rightarrow \vec{p}$ ). Этот переход сопровождается испусканием фотона с энергией  $E_{\gamma} = E_0 - E$ . Анализ показывает, что для свободного электрона такой процесс невозможен. Однако если включить в законы сохранения ядро, масса которого много больше массы электрона, и которое может принять любую часть импульса электрона, то процесс получает конечную вероятность перехода в любое состояние. Из этого вытекает, что энергетический спектр тормозного фотона является непрерывным.

В квантовой электродинамике для расчета сечений испускания тормозного излучения обычно применяется теория возмущений (приближение Борна). Поскольку борновское приближение основано на использовании волновых функций свободных частиц, то энергия электрона до и после излучения должна быть значительно больше энергии связи на *K*-оболочке атома.

Первые расчеты дифференциального сечения тормозного излучения с учетом экранирования были выполнены Бете и Гайтлером [9] в борновском приближении. Впоследствии в их результаты были введены дополнительно различные поправки. В соответствии с [10] макроскопическое дифференциальное сечение для электрона с  $T_0 >> m_e c^2$  определяется выражением

$$\frac{d\Sigma_{br}(T_0, E_{\gamma})}{dk} = \frac{4}{137} N_A r_e^2 \frac{Z_2(Z_2 + 1)}{Ak} f_E \cdot F(E_0, k) \left(\frac{\mathrm{cM}^2}{\mathrm{r} \cdot \mathrm{M} \mathrm{3B}}\right), \quad (3.21)$$

где  $F(E_0,k)$  – набор функций, вид которых зависит от степени экранирования ядра полем атомных электронов;  $f_E$  – поправка Элверта, равная

$$f_{E} = \frac{\beta_{0} \left[ 1 - \exp(-2\pi\alpha Z_{2} / \beta_{0}) \right]}{\beta \left[ 1 - \exp(-2\pi\alpha Z_{2} / \beta) \right]},$$
(3.22)

которая вводится для учета искажения волновых функций электрона в кулоновском поле при небольших скоростях. Степень экранирования характеризуется параметром  $\gamma$ , который представляет отношение эффективного размера атома (в модели Томаса–Ферми) к максимальному значению прицельного параметра, определяющего размеры области взаимодействия. Чем меньше  $\gamma$ , тем больше экранирование. Значение  $\gamma$  находится из формулы

$$\gamma = 100 \frac{m_e c^2}{E_0} \frac{k}{E_0 - k} Z_2^{-1/3}, \qquad (3.23)$$

где  $E_0$  – полная начальная энергия электрона.

Из (3.23) следует, что  $\gamma$  уменьшается с увеличением энергии электрона. Для ультрарелятивистских электронов экранирование можно считать полным для всех энергий тормозных фотонов. Значение функции  $F(E_0,k)$  для  $T_0 >> m_e c^2$  рассчитывается по формулам, вид которых зависит от значения  $\gamma$  [1]:

при  $\gamma > 15$  (отсутствие экранирования):

$$F(E_0,k) = \left(1 + a^2 - \frac{2}{3}a\right) \left[ \ln\left(\frac{2E_0(E_0 - k)}{m_e c^2 k}\right) - \frac{1}{2} - f(Z_2) \right]; \quad (3.24)$$

при  $\gamma \approx 0$  (полное экранирование):

$$F(E_0,k) = \left(1 + a^2 - \frac{2}{3}a\right) \left[\ln\left(183Z_2^{-1/3}\right) + \frac{1}{9}a - f(Z_2)\right]; \quad (3.25)$$

при ү < 2:

$$F(E_0,k) = \left(1+a^2\right) \left(\frac{f_1(\gamma)}{4} - \frac{\ln Z_2}{3} - f(Z_2)\right) - \frac{2a}{3} \left(\frac{f_2(\gamma)}{4} - \frac{\ln Z_2}{3} - f(Z_2)\right);$$
(3.26)
$$\lim_{z \to \infty} 2 \le \gamma \le 15;$$

$$F(E_0,k) = \left(1 + a^2 - \frac{2}{3}a\right) \left[ \ln\left(\frac{2E_0(E_0 - k)}{m_e c^2 k}\right) - \frac{1}{2} - c(\gamma) - f(Z_2) \right].$$
(3.27)

В формулах (3.24) – (3.27) 
$$a = (E_0 - k)/E_0$$
,  
 $f_1(\gamma) = 20,865 - 3,24\delta + 0,625\delta^2$   
 $f_2(\gamma) = 20,209 - 1,930\delta - 0,086\delta^2$  для  $\delta \le 1$ ; (3.28)  
 $f_1(\gamma) = f_2(\gamma) = 21,120 - 4,184\ln(\delta + 0,952)$  для  $\delta > 1$ ; (3.29)

$$f_1(0) = 4\ln(183Z_2^{-1/3}); f_2(0) = f_1(0) - 2/3; \delta = 1,36\gamma;$$
  

$$c(\gamma) = (0,51 - 0,12\ln\gamma)/\gamma.$$
(3.30)

Функция  $f_2(Z_2)$  – кулоновская поправка, уточняющая борновское приближение для больших  $Z_2$ . Она равна

$$f_{2}(Z_{2}) = (\alpha Z_{2})^{2} \sum_{n=1}^{\infty} \left[ n \left( n^{2} + (\alpha Z_{2})^{2} \right) \right]^{-1} \approx$$

$$\approx a^{2} \left( \frac{1}{1+a^{2}} + \frac{0.5}{4+a^{2}} + \frac{0.333}{9+a^{2}} + \frac{0.25}{16+a^{2}} \right),$$
(3.31)

где  $a = Z_2/137$ .

Детальные расчеты макроскопического дифференциального сечения  $\Sigma_{br}(T_0, E_{\gamma})$  для энергий электронов от 1 кэВ до 1 ГэВ и для веществ с  $Z_2$  от 6 до 92 проведены в работе [11]. Вид функций  $F(E_0, E_{\gamma})$  в зависимости от энергии фотонов приводится на рис. 3.7.



Рис. 3.7. Зависимость энергетического распределения интенсивности тормозного излучения в воздухе от относительной энергии фотонов для разных начальных кинетических энергий электронов. Обозначения:  $T_0 = 10$  (1); 20 (2); 40 (3); 100 (4); 200 (5); 1000 (6); 10000 (7) МэВ и  $\infty$  [1]

Из формулы (3.24) следует, что вероятность испускания фотона с энергией  $E_{\gamma}$  пропорциональна 1/  $E_{\gamma}$ , в то время как при неупругих столкновениях вероятность передачи энергии Q дельта-электрону пропорциональна 1/  $Q^3$ . Поэтому рождение тормозного фотона с

большой энергией более вероятно, чем образование дельтаэлектрона с той же энергией.

Несмотря на различные поправки сечения Бете – Гайтлера расходятся с экспериментальными данными для энергий электронов менее 2 МэВ. Для этой области энергий Праттом с коллегами в работе [12] получены более точные значения дифференциальных сечений, являющиеся результатом точного решения уравнения Дирака с учетом экранирования. Сечения представлены в виде таблиц для трех переменных:  $Z_2$ ,  $T_0$  и k. На рис. 3.2 приводится энергетическое распределение тормозных фотонов, рассчитанное в работе [12]. Сравнивая рис. 3.2 и 3.7, видим, что точные расчеты дают не нулевое значение дифференциального сечения при  $k = T_0$ , что расходится с теорией Бете – Гайтлера. В практических расчетах чаще пользуются эмпирическими формулами, которые объединяют результаты Пратта для небольших энергий электронов и результаты Бете – Гайтлера для релятивистских энергий [11].

Простая аналитическая аппроксимация результатов Пратта, позволяющая вычислять дифферециальные по энергии поперечные сечения тормозного излучения в области энергий электронов от 0,025 до 30 МэВ с погрешностью менее 10 %, предложена в работе [13]. Она имеет вид

$$\frac{\beta_0^2 k}{Z_2} \frac{d\sigma_{br}}{dk} = f(k, T_0, Z_2) = C - A \cdot \left(k / T_0\right)^B, \qquad (3.32)$$

где *А*,*В*,*С* – эмпирические коэффициенты, приводимые в работах [13] и [1].

Как отмечалось выше, во взаимодействии, приводящем к испусканию тормозного излучения, энергия и импульс налетающего электрона распределяются между тремя частицами: электроном, тормозным фотоном и ядром отдачи. Так как у ядра очень большая масса, оно получает малую долю энергии, но зато может получить импульс, сравнимый с импульсами электрона и фотона. Поэтому выполнение законов сохранения энергии и импульса не приводит к жесткой связи между энергией и направлением испускания тормозного фотона. Электрон может испускать фотоны одной энергии по разным направлениям.

Угловое распределение тормозного излучения является анизотропным, вытянутым в направлении движения налетающего электрона, причем анизотропия увеличивается с ростом энергии электрона. Для расчета углового распределения тормозного излучения, испускаемого релятивистскими электронами, можно использовать сечение Шиффа, приводимое в ряде работ, например [14]:

$$\frac{d^2 \sigma_{br}}{dkdy} = \frac{4Z^2 r_e^2 y}{137k} \left\{ \frac{16y^2 E}{a^2 E_0} - \frac{(E_0 - E)^2}{a E_0^2} + \left[ \frac{E_0^2 + E^2}{a E_0^2} - \frac{4y^2 E}{a E_0^2} \right] \ln M(y) \right\},$$
(3.33)  
rge  $y = \frac{E_0 \theta}{m_e c^2}, a = (y^2 + 1)^2, \frac{1}{M(y)} = \left( \frac{km_e c^2}{2E_0 E} \right)^2 + \left( \frac{Z_0^{1/3}}{111(y^2 + 1)} \right)^2;$ 

Е – энергия рассеянного электрона.

Интегрирование (3.34) по у приводит к микроскопическому дифференциальному сечению по энергии фотонов:

$$\frac{d\sigma_{br}}{dk} = \frac{2Z^2 r_e^2}{137k} \Biggl\{ \Biggl( 1 + \left(\frac{E}{E_0}\right)^2 - \frac{2E}{3E_0} \Biggr) \Biggl( \ln M(0) + 1 - \frac{2 \operatorname{arctg} b}{b} \Biggr) + \\ + \frac{E}{E_0} \Biggl[ \frac{2}{b^2} \ln(1 + b^2) + \frac{4(2 - b^2)}{3b^2} \operatorname{arctg} b - \frac{8}{3b^2} + \frac{2}{9} \Biggr] \Biggr\},$$
(3.34)  
rge  $b = \frac{2E_0 E Z^{1/3}}{111 k m_e c^2}, \frac{1}{M(0)} = \Biggl( \frac{k m_e c^2}{2E_0 E} \Biggr)^2 + \Biggl( \frac{Z_2^{1/3}}{111} \Biggr)^2.$ 

Угловое распределение фотонов для электронов с энергиями более нескольких МэВ можно приближенно представить в следующем виде [1]:

$$f(y) = 0,097 [y \cdot \exp(-0,625y) + 27y \cdot \exp(-1,875y)], \quad (3.35)$$

которое слабо зависит от  $E_0$ , k и  $Z_2$ . Более подробно этот вопрос обсуждается в главе 8.

# 3. Тормозные способности

# 3.1. Общее рассмотрение

Число взаимодействий заряженных частиц с атомами среды, как неоднократно подчеркивалось выше, на много порядков превышает

число взаимодействий, которое испытывают фотоны до своего поглощения в веществе. Поэтому для количественного описания взаимодействия заряженных частиц с веществом в дозиметрии используются обычно не микроскопические сечения отдельных процессов, а макроскопические характеристики, связанные со скоростью потери частицами своей энергии на единице пути в конкретном веществе.

Наиболее употребительными понятиями, характеризующими свойства вещества по отношению к поглощению энергии заряженных частиц, являются понятия полной тормозной способности и полной массовой тормозной способности. Под первой величиной в соответствии с рекомендациями Международной комиссии по радиационным единицам (МКРЕ) понимается отношение  $(dT/dx)_{tot}$ , где dT – полные потери кинетической энергии, которые испытывает заряженная частица при прохождении в материале пути dx. Под понятием полной массовой тормозной способности понимается отношение dT к произведению  $\rho \cdot dx (dT/(\rho \cdot dx))_{tot}$ , где dT – полные потери кинетической энергии заряженной частицей при прохождении пути dx в материале с плотностью  $\rho$ . Единицами измерения  $(dT/dx)_{tot}$  обычно являются МэВ/см или Дж/м и  $(dT/(\rho \cdot dx))_{tot}$  – МэВ·см<sup>2</sup>/г или Дж·м<sup>2</sup>/кг (1 МэВ·см<sup>2</sup>/г = 1,6·10<sup>-14</sup> Дж·м<sup>2</sup>/кг). Для обозначения  $(dT/(\rho \cdot dx))_{tot} - (S/\rho)_{tot}$ .

Обычно (S/p)<sub>tot</sub> представляют в соответствии с разными видами потерь энергии в виде суммы:

$$\left(\frac{S}{\rho}\right)_{tot} = \left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_{tot} = \left(\frac{S}{\rho}\right)_c + \left(\frac{S}{\rho}\right)_r,$$
(3.36)

где индекс "*c*" указывает, что это массовая тормозная способность, обусловленная столкновениями частиц с атомами, приводящими к ионизации и возбуждению атомов (часто потери энергии на ионизацию и возбуждение называют потерями на столкновения);

индекс "*r*" указывает, что это массовая тормозная способность, обусловленная взаимодействиями, приводящими к потере энергии на испускание тормозных фотонов (потери на излучение или радиационные потери энергии). Строго говоря, во всех формулах для потери энергии перед dT/dx должен стоять знак минус, но для краткости мы его будем часто опускать. Квантовая теория расчета тормозной способности заряженных частиц была разработана Г. Бете на основе борновского приближения. Это приближение предполагает, что скорость заряженной частицы ( $v = \beta c$ ) много больше, чем максимальная скорость (u) атомных электронов на борновской орбите. Это условие лучше выполняется для легких атомов и налетающих частиц с небольшими зарядами и большими скоростями. Относительная погрешность данного приближения порядка (u/v)<sup>2</sup>. Бете провел классификацию соударений не по прицельному параметру b, а по переданному атому импульсу, разделив все столкновения на "мягкие" (или далекие) и "жесткие" (или близкие) столкновения:

$$\left(\frac{S}{\rho}\right)_{c} = \left(\frac{dT_{s}}{\rho dx}\right)_{c} + \left(\frac{dT_{h}}{\rho dx}\right)_{c}, \qquad (3.37)$$

где индексы "*s*" и "*h*" означает "мягкие" (или далекие) и "жесткие" (или близкие) столкновения.

Далекие (мягкие) – это такие столкновения, при которых атомному электрону передается энергия меньше некоторой пороговой энергии (H). Близкие (жесткие), напротив, столкновения, когда налетающая частица передает атомному электрону энергию Q > H. При этом необходимо, чтобы величина удовлетворяла двум условиям: a) быть достаточно большой по сравнению с энергией связи электрона в атоме;  $\delta$ ) быть настолько малой, чтобы расстояния между взаимодействующими частицами было больше атомных размеров.

Необходимость такого деления связана со следующими причинами. При близких соударениях следует учитывать квантовые эффекты, связанные со спином и магнитным моментом частицы, эффект перезарядки – обмен электронами между налетающим тяжелым ионом и атомом. Для налетающего электрона необходимо также учитывать электронный обмен – захват электрона атомом с одновременным испусканием атомного электрона. Но при близких столкновениях  $Q > E_{\rm cB}$  и атомные электроны можно считать свободными.

При далеких столкновениях, когда прицельный параметр больше поперечных размеров атома, эффекты, отмеченные выше для близких столкновений, не требуется учитывать, но необходимо принять во внимание связь электрона в атоме. Кроме того, при релятивистских энергиях заряженная частица может взаимодействовать с большим числом атомов среды и необходимо учитывать изменение свойств среды полем пролетающей частицы [15]. Ф. Блох уточнил квантовое рассмотрение Бете в борновском приближении и получил более общее выражение для потерь на ионизацию.

Таким образом, выражения для определения членов в уравнении (3.37) можно записать в следующем виде:

$$\left(\frac{S}{\rho}\right)_{c} = \left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_{c} = \frac{1}{\rho} \left[\int_{Q_{\min}}^{H} Q \cdot \left(\frac{d\Sigma}{dQ}\right)_{s} dQ + \int_{H}^{Q_{\max}} Q\left(\frac{d\Sigma}{dQ}\right)_{h} dQ\right], \quad (3.38)$$

где  $(d\Sigma/dQ)_s$  и  $(d\Sigma/dQ)_h$  – дифференциальные по переданной энергии макроскопические сечения для мягких и жестких взаимодействий заряженных частиц соответственно;  $Q_{\min}$  и  $Q_{\max}$  – минимальное и максимальное значение энергии, которое может быть передано при столкновении атомным электронам без учета их связи в атоме.

Для тяжелых заряженных частиц, если их кинетическая энергия меньше энергии массы покоя,  $Q_{\rm max}$  равно

$$Q_{\text{max}} \approx 2m_e c^2 \left(\frac{\beta^2}{1-\beta^2}\right) = 1,022 \left(\frac{\beta^2}{1-\beta^2}\right) (M \ni B),$$
 (3.39)

что для протонов составляет 20 кэВ при T = 10 МэВ и 0,2 МэВ при T = 100 МэВ. Для электронов же, как отмечалось выше,  $Q_{\text{max}} = T/2$ .

Значения  $Q_{\min}$  и  $Q_{\max}$  связаны между собой соотношением

$$\frac{\underline{Q}_{\text{max}}}{\underline{Q}_{\text{min}}} \simeq \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I}\right)^2, \qquad (3.40)$$

где *I* – средний потенциал возбуждения атома, который можно приближенно определить для одноэлементной среды по эмпирической формуле

$$I/Z_2 \approx 9,76 + 58,8Z_2^{-1,19}$$
 (9B). (3.41)

#### 3.2. Компонент мягких столкновений

Формула Бете для компонента мягких столкновений в уравнении (3.37) может быть записана следующим образом [3]:

$$\left(\frac{dT_s}{\rho dx}\right)_c = \frac{2Cm_e c^2 Z_1^2}{\beta^2} \left[ \ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 H}{(1-\beta^2)I^2} - \beta^2\right) \right],$$
 (3.42)

где  $C = \pi (N_A Z_2 / A) r_0^2 = 0,150 Z_2 / A \text{ см}^2/\text{г}$ , в котором  $N_A Z_2 / A$  – число электронов в одном грамме среды распространения. Вид сомножителя перед скобкой можно упростить как

$$k = \frac{2Cm_e c^2 Z_1^2}{\beta^2} = 0,1535 \frac{Z_1^2 Z_2}{A \cdot \beta^2} \left(\frac{M \cdot \beta B \times c M^2}{\Gamma}\right).$$
(3.43)

Средний потенциал возбуждения атома представляет геометрически среднюю величину всех ионизационных потенциалов и потенциалов возбуждения атомов среды. Влияние химических связей на значение *I* для сложных по составу веществ изучалось Т.Дж. Томсоном, результаты которого были суммированы в работе [16]. Они также приводятся в приложении к работе [3]. В некоторых случаях для H, C, N и O эффект существенен.

# 3.3. Компонент близких столкновений для тяжелых заряженных частиц

Вид члена близких столкновений зависит от вида заряженной частицы. Рассмотрим сначала случай тяжелых частиц. Соответствующая формула может быть записана в следующем виде [3]:

$$\left(\frac{dT_h}{\rho dx}\right)_c = k \left[ \ln\left(\frac{Q_{\text{max}}}{H}\right) - \beta^2 \right].$$
(3.44)

Объединяя выражение (3.44) и (3.42), получим массовую тормозную способность для суммы далеких и близких столкновений тяжелых заряженных частиц:

$$\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_{c} = k \left[ \ln \left(\frac{2m_{e}c^{2}\beta^{2}\mathcal{Q}_{\max}}{(1-\beta^{2})I^{2}} - 2\beta^{2}\right) \right].$$
(3.45)

Последнюю формулу можно упростить, подставив выражение для  $Q_{\max}$  и придти к следующему уравнению:

$$\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_{c} = 0,307 \frac{Z_{1}^{2} Z_{2}}{A \cdot \beta^{2}} \left[13,8373 + \ln\left(\frac{\beta^{2}}{I(1-\beta^{2})}\right) - \beta^{2}\right].$$
 (3.46)

Рассмотрим ряд особенностей формул (3.45) и (3.46):

1.Зависимость тормозной способности от параметров среды выражается множителем Z/A перед скобкой и значением ln *I*. Оба фактора при переходе от С к Pb уменьшают  $(dT/\rho dx)_c$ , пер-

вый – на 20 %, а второй – на 48 % для  $\beta$  = 0,1 (протоны ~ 5 МэВ), в то время как для для  $\beta$  = 0,85 (протоны ~ 850 МэВ) только на 24 %.

2.Зависимость от скорости частиц вытекает из члена  $\beta^2$ , находящегося перед скобкой и внутри скобки. Множитель перед скобкой сначала быстро уменьшает  $(dT/\rho dx)_c$  с увеличением  $\beta^2$ , однако с приближением  $\beta \rightarrow 1$ , он теряет свое влияние. Значение  $(dT/\rho dx)_c$  в этом случае достигает широкого минимума со значением около 1 - 2 МэВ·г/см<sup>2</sup> и дальше опять медленно возрастает (рис. 3.8). Фактор  $1/\beta^2$  предполагает, что тормозная способность неограниченно увеличивается при приближении скорости частицы к нулю. В реальности формула (3.46) не работает в этой области, как будет рассмотрено ниже. Однако резкое возрастание  $(dT/\rho dx)_c$  при  $\beta \rightarrow 0$  приводит к образование так называемого пика Брэгга вблизи конца пробега частицы (рис. 3.9).



Рис. 3.8. Зависимость массовый тормозной способности столкновений для тяжелых заряженных частиц ( $dT/\rho dx$ ) от  $\beta$  (верхняя ось) и от отношения кинетической энергии к энергии массы покоя частиц ( $T/M_0c^2$ ) [17]

3.Зависимость  $(dT/\rho dx)_c$  от заряда налетающей частицы пропорциональна ~  $Z_2^2$ .

4.Зависимость  $(dT/\rho dx)_c$  от массы налетающей частицы в уравнении (3.46) отсутствует.

5.Кинетическая энергия, требуемая для достижения частицей данной скорости, пропорциональна массе покоя



Рис. 3.9. Кривая Брэгга для тяжелых заряженных частиц в биологической ткани

#### 3.4. Оболочечная поправка

Формула Бете – Блоха, записанная в виде уравнения (3.46), во многих случаях не удовлетворительно совпадает с экспериментальными данными. Для повышения точности расчетов в нее вводится ряд поправок, наиболее распространенными из которых являются оболочечная поправка (U) и поправка на эффект плотности ( $\delta$ ). Уточненная формула принимает вид

$$\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_{c} = 2k \left[ \ln\left(\frac{2m_{e}c^{2}\beta^{2}}{(1-\beta^{2})I}\right) - \beta^{2} - U - \delta \right] =$$

$$= 0,3071 \frac{Z_{1}^{2}Z_{2}}{A \cdot \beta^{2}} \left[ 13,8373 + \ln\left(\frac{\beta^{2}}{1-\beta^{2}}\right) - \beta^{2} - \ln I - U - \delta \right].$$

$$(3.48)$$

Оболочечная поправка, (U), вводится, когда скорость проходящих через среду частиц перестает быть много больше скорости орбитальных электронов, т.е. условия аппроксимация Борна не удовлетворяются. Так как электроны на *К*-оболочке имеют максимальную скорость, то на них, в первую очередь, сказывается недостаточная скорость налетающих частиц. Далее следуют электроны на *L*-оболочке и т.д. Поправка учитывает, что орбитальные электроны при недостаточных скоростях налетающих частиц менее эффективно воспринимают энергию от этих частиц. Она была впервые введена Бете и представляет сумму слагаемых, связанных с разными оболочками атома:

$$U = \frac{2C_K}{Z_2} + \frac{2C_L}{Z_2} + \dots,$$
(3.49)

где  $C_K$  и  $C_L$  – члены, относящиеся к K- и L-оболочкам соответственно. Влиянием других оболочек обычно пренебрегают. Фактически величина всей поправки определяется первым членом, для параметра  $C_K$ , в котором в работе [18] предлагается эмпирическая формула

$$C_{K} = qt \cdot \exp(-rt), \qquad (3.50)$$

$$r_{ZE} \begin{cases} q = 9,67 - 17,3p + 11p^{2} \\ p = 0,6354 + 6,9 \cdot 10^{-3}Z_{2} - 4,8 \cdot 10^{-5}Z_{2}^{2} \\ r = 3,869 - 6,775p + 4,05p^{2} \\ t = 0,024975(Z_{2} - 0,3)^{2}/T \quad (T \text{ B M3B}). \end{cases}$$

Отметим, что оболочечная поправка мала при больших скоростях заряженных частиц. Зависимость U в виде  $C/Z_2$  от энергии протонов показана на рис. 3.10.

Второй поправочный фактор  $\delta$ , учитывающий поляризацию среды или эффект плотности в конденсированных средах становится значимым, когда кинетическая энергия частицы начинает превышать энергию массы покоя. Для тяжелых заряженных частиц – это область высоких энергий, которая в данном пособии не рассматривается, но для электронов и позитронов его влияние весьма существенно, что будет рассмотрено ниже.



Рис. 3.10. Зависимость оболочечной поправки от энергии протонов [19]

# 3.5. Массовая тормозная способность для электронов и позитронов

Выражение для расчета массовой тормозной способности электронов и позитронов можно получить, объединяя формулу Бете для далеких (мягких) столкновений (3.42) и соотношения для близких (жестких) столкновений, основанные на формулах для сечений неупругого рассеяния электронов (формула Меллера (3.17)) и позитронов (формула Баба (3.18)). Результирующее уравнение, общее для электронов и позитронов, имеет вид

$$\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_{c} = k \left[ \ln\left(\frac{\tau^{2}(\tau+2)}{2(I/m_{e}c^{2})}\right) + F^{\pm}(\tau) - \boldsymbol{\delta} - \frac{2C}{Z_{2}} \right], \qquad (3.51)$$

где  $\tau = T/m_e c^2$ ; функции  $F^{\pm}(\tau)$  отличаются для электронов и позитронов. Для электронов имеем

$$F^{-}(\tau) = 1 - \beta^{2} + \frac{\tau^{2} / 8 - (2\tau + 1) \ln 2}{(\tau + 1)^{2}},$$
(3.52)

и, соответственно, для позитронов

$$F^{+}(\boldsymbol{\tau}) = 2\ln 2 - \frac{\boldsymbol{\beta}^{2}}{12} \left[ 23 + \frac{14}{\boldsymbol{\tau}+2} + \frac{10}{(\boldsymbol{\tau}+2)^{2}} + \frac{4}{(\boldsymbol{\tau}+2)^{3}} \right].$$
(3.53)

# 3.6. Эффект плотности или поправка на поляризацию среды

При скоростях частиц  $v \approx c$  коэффициент перед квадратной скобкой в (3.48) практически не зависит от скорости частиц, однако логарифм с увеличением энергии возрастает за счет члена  $(1-\beta^2)$  в знаменателе. Следовательно, тормозная способность, пройдя через минимум, должна бы неограниченно возрастать с увеличением v из-а лоренцовской трансформации электромагнитного поля с увеличением радиуса области в поперечном направлении относительно траектории частицы. Однако эксперименты показывают незначительный релятивистский рост тормозной способности.

Объясняется такое поведение следующими обстоятельствами. До сих пор при рассмотрении  $(dT/\rho dx)_c$  предполагалось, что атомы испытывают взаимодействие независимо друг от друга, что является относительно справедливым только для газов. В конденсированных же средах расстояние между атомами в десятки раз меньше, чем в газах. В таких условиях дипольная трансформация атомов вблизи трека пролетающей частицы ослабляет силу кулоновского поля в особенности для далеко расположенных (от трека) атомов. Как следствие,  $(dT/\rho dx)_c$  для конденсированных сред в релятивистской области энергий с увеличением энергии частицы возрастает незначительно, и ее рост связан лишь с увеличением максимальной энергией, переданной атомным электронам. Поляризация среды тем выше, чем больше ее плотность, поэтому этот эффект назван эффектом плотности.

Эффект плотности детально изучался Штернхеймером и обобщен им в виде формул и таблиц в работах [20, 21]. В практических расчетах для вычисления эффекта плотности обычно используют формулы Штернхеймера, приводимые также в работе [3]:

$$\begin{cases} \delta = 4,606X + C + a(X_1 - X)^3 & X_0 < X < X \\ \delta = 4,606X + C & X > X_1 \\ \delta = 0 & X < X_0 \end{cases}$$
(3.54)

где 
$$X = \lg\left(\frac{p}{M_0c}\right); C = -2\ln\left(\frac{I}{28,8}\sqrt{\frac{A}{\rho Z_2}}\right) - 1; a = \frac{|C| - 4,606X_0}{(X_1 - X_0)^3};$$

*p* – импульс частицы; значения *X*<sub>1</sub> и *X*<sub>0</sub>– определяются следующим образом:

а. Твердые и жидкие вещества:

На рис. 3.11 показана зависимость поправки на эффект плотности для электронов от параметра *X*.

Из представленных данных видно, что  $\delta$  увеличивается почти линейно для конденсированных сред, начиная с  $X \ge 1$ . На рис. 3.12 для иллюстрации представлена зависимость  $(dT/\rho dx)_{col}$  от энергии электронов для ряда веществ с учетом и без учета поправки на эффект плотности. Детальные табулированные данные  $(dT/\rho dx)_{col}$  для электронов приводятся в работах [1, 3, 16, 19].



Рис. 3.11. Зависимость поправки на плотность от X и от кинетической энергии T для электронов [21]



Рис. 3.12. Зависимость массовой тормозной способности столкновений от энергии электронов для разных веществ с учетом (сплошные кривые) и без учета (пунктирные кривые) поправки на эффект плотности [21]

### 3.7. Массовая радиационная тормозная способность

По аналогии с потерями энергии на столкновение вводятся потери энергии на единицы длины пути на тормозное излучение (радиационные потери энергии или тормозная радиационная способность):

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{r} = \int_{0}^{T_{0}} k \cdot \Sigma_{br}(T_{0},k) \cdot dk , \qquad (3.55)$$

где в качестве дифференциального по энергии тормозного фотона макроскопического сечения тормозного излучения для электронов можно использовать сечения Бете – Гайтлера, Шиффа или Пратта. Для тяжелых заряженных частиц в рассматриваемой области энергий такие потери крайне малы. Результаты подобных расчетов в борновском приближении приводятся в ряде работ, например в [3]. Без учета эффекта экранирования для нерелятивистских энергий в работе [22] получен следующий результат:

$$\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_{r} = \frac{16}{3}3,44 \cdot 10^{-4} \frac{Z_{2}(Z_{2}+1)}{A} T_{0} \left(\frac{\text{M} \cdot \text{B} \cdot \text{F}}{\text{cm}^{2}}\right), \quad (3.56)$$
и для крайне релятивистского случая [22]

$$\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_{r} = 3,44 \cdot 10^{-4} \frac{Z_{2}(Z_{2}+1)}{A} T_{0} \left(4\ln\frac{T_{0}}{0,255} - \frac{4}{3}\right) \left(\frac{M \Im B \cdot \Gamma}{cM^{2}}\right), \quad (3.57)$$

где *T*<sub>0</sub> – начальная кинетическая энергия электрона (как и раньше).

Аттикс в работе [3] приводит более универсальное уравнение для расчета массовой радиационной тормозной способности с учетом эффекта экранирования в следующей форме:

$$\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_{r} = \left(\frac{S}{\rho}\right)_{r} = \sigma_{0} \frac{N_{A} Z_{2}^{2}}{A} (T + m_{e} c^{2}) \overline{B}_{r} \left(\frac{\mathbf{M} \Im \mathbf{B} \cdot \mathbf{c} \mathbf{M}^{2}}{\Gamma}\right), \qquad (3.58)$$

где  $\sigma_0 = \frac{1}{137} \left( \frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 = 5.8 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2/\text{атом}; \overline{B}_r$  – медленно изме-

няющаяся функция  $Z_2$  и T, принимающая значение 16/3 для  $T \ll 0,5$  МэВ и примерно 6 для T = 1 МэВ, 12 для 10 МэВ и 15 для 100 МэВ. Произведение  $\overline{B}_r Z_2^2$  является безразмерным.

Из сравнения формул (3.42) и (3.58) видно, что массовая тормозная радиационная способность пропорциональна  $N_A Z_2^{2/A}$ , в то время как массовая тормозная способность столкновений пропорциональна  $N_A Z_2/A$ , т.е. плотности электронов. Более детально влияние среды на тормозное излучение рассматривается Беспаловым В.И. в работе [2]. Зависимость  $(S/\rho)_r$  от энергии пропорциональна  $(T+m_ec^2)$  или T при  $T >> m_ec^2$ . Соответствующая энергетическая зависимость  $(S/\rho)_c$  имеет более сложный характер (рис. 3.13). При энергиях  $T > m_ec^2$  массовая тормозная способность столкновений является медленно возрастающей функцией кинетической энергии. Поэтому отношение тормозных способностей  $(S/\rho)_r/(S/\rho)_c$  приближенно пропорционально T при высоких энергиях. При низких энергиях  $(T << m_ec^2)$   $(S/\rho)_r$  становится практически независимой от T.

Из рис. 3.13 видно, что при некоторой энергии (критическая энергия) потери энергии на столкновении равны радиационным потерям, Значение этой энергии для каждого вещества можно найти по эмпирической формуле

$$T_{\rm kp} \approx \frac{800}{Z_2 + 1}$$
 (M3B). (3.59)

Из формулы (3.59) вытекает, что для свинца  $T_{\rm kp}$  = 10 МэВ, для алюминия 60 МэВ и для воды 100 МэВ.



Рис. 3.13. Зависимость массовых тормозных способностей на столкновения и на излучение от кинетической энергии электронов для углерода, меди и свинца (адаптировано из [3])

Полная массовая тормозная способность  $(S/\rho)_{tot}$  равна сумме тормозных способностей на столкновение и на излучение (см. (3.36)). Полные и парциальные массовые тормозные способности рассчитаны для многих веществ и имеются в литературе, например [1, 3, 16, 19]. На рис. 3.14 демонстрируется зависимость полной и радиационной массовых тормозных способностей от кинетической энергии электронов для углерода и свинца.



Рис. 3.14. Зависимость полной, столкновений и радиационной массовых тормозных способностей от кинетической энергии электронов для углерода и свинца [2]

Если среда, через которую проходит заряженная частица является сложной по составу, то значения массовых тормозных способностей приближенно (без учета влияния химических связей на значение *I*) можно рассчитать по правилу аддитивности Брегга. Для полных тормозных способностей соответствующая формула имеет вид

$$\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_{tot} = \left(\frac{S}{\rho}\right)_{tot} = \sum_{i} w_i \left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_{tot,i},$$
(3.60)

где  $w_i$  – весовая доля *i*-элемента;  $(dT/\rho dx)_{tot,i}$  – полная массовая тормозная способность *i*-элемента.

В некоторых случаях полезной величиной является понятие радиационного выхода Y(T), представляющей полную долю кинетической энергии заряженной частицы, теряемой на испускание электромагнитного излучения. В приближении непрерывного замедления эта величина определяется из следующего уравнения:

$$Y(T_0) = \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} \frac{(dT/\rho dx)_{rad}}{(dT/\rho dx)_{rad} + (dT/\rho dx)_{col}} dT'.$$
 (3.61)

где  $T_0$  – начальная энергия электрона.

Для тяжелых заряженных частиц  $Y(T) \approx 0$ . Для электронов зависимость радиационного выхода от T показана на рис. 3.15 для углерода и свинца. Понятие Y(T) используется при определении величины g, представляющей среднее значение  $\overline{Y}(T)$  для всех электронов и позитронов, образующихся при взаимодействии фотонов с веществом. Величина g входит в формулу для расчета поглощенной дозы (см. далее глава 6). Определить величину g в предположении, что фотоны испытывают только комптоновское рассеяние, можно из уравнения

$$g = \overline{Y}(T) = \int_{0}^{T_{\text{max}}} Y(T) \left(\frac{d\sigma_{KN}}{dT}\right)_{E_{\gamma}} dT / \int_{0}^{T_{\text{max}}} \left(\frac{d\sigma_{KN}}{dT}\right)_{E_{\gamma}} dT, \quad (3.62)$$

где  $(d\sigma_{KN}/dT)_{E\gamma}$  – дифференциальное по энергии электронов поперечное сечение комптоновского рассеяния на электрон;  $T_{\text{max}}$  – максимальная энергия образующихся электронов.



Рис. 3.15. Зависимость радиационного выхода от кинетической энергии электрона для углерода и свинца в приближении непрерывного замедления [2]

## 3.8. Ограниченная массовая тормозная способность

Проходя через вещество, заряженные частицы теряют энергию в основном небольшими порциями, однако в некоторых случаях при жестких столкновениях образуются  $\delta$ -электроны, получающие достаточно энергии, чтобы унести ее часть на довольно далекое расстояние от трека. Такая же ситуация наблюдается при испускании частицей тормозных фотонов. Вместе с тем во многих задачах необходимо определять поглощаемую энергию непосредственно вблизи трека частицы или в тонких слоях вещества (локальное поглощение). Если в таких расчетах использовать массовую тормозную способность, то результаты окажутся завышенными. Поэтому в дополнение к массовой тормозной способности столкновений вводится понятие «ограниченная массовая тормозная способность столкновений» (короче, «ограниченная тормозная способность»), обозначаемая ( $dT/\rho dx$ )<sub> $\Delta$ </sub> или ( $S/\rho$ )<sub> $\Delta$ </sub>.

Ограниченная тормозная способность является частью тормозной способности столкновений, которая включает мягкие столкновения плюс жесткие столкновения, при которых  $\delta$ -электронам передается энергия, меньшая  $\Delta$ . Единицей измерения ( $S/\rho$ )<sub> $\Delta$ </sub> служит (МэВ·см<sup>2</sup>/г). Альтернативной и очень важной формой ограниченной тормозной способности является понятие "линейная передача энергии", обозначаемая ( $L_{\Delta}$ ), единицей измерения которой служит (кэВ/мкм), широко используемая в радиобиологии и микродозиметрии. Связь между этими величинами следующая:

$$L_{\Delta}(\kappa \ni B/M\kappa M) = \frac{\rho}{10} \left[ \left( \frac{dT}{\rho dx} \right)_{\Delta} (M \ni B \cdot c M^2/\Gamma) \right].$$
(3.63)

Если пороговую энергию  $\Delta$  взять, равной  $Q_{\text{max}}$  (T/2 для электронов, T для позитронов и (3.39) для тяжелых заряженных частиц), то

$$\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_{\Delta} = \left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_{c}$$
(3.64)

И

$$L_{\Delta} = L_{\infty}, \qquad (3.65)$$

где  $L_{\infty}$  – величина, называемая неограниченной линейной передачей энергии и являющаяся важным параметром в дозиметрии.

Расчет  $(dT/\rho dx)_{\Delta}$  для тяжелых заряженных частиц можно проводить по формуле (3.45), подставив вместо  $Q_{\text{max}}$  значение  $\Delta$  и включив в нее оболочечную поправку:

$$\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_{\Delta} = k \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \Delta}{(1-\beta^2)I^2} - 2\beta^2 - U \right) \right].$$
(3.66)

Для электронов и позитронов расчетная формула приводится в Публикации МКРЕ № 37 [19]:

$$\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_{\Delta} = k \left\{ \ln \left[ \frac{\tau^2(\tau+2)}{2(I/m_e c^2)^2} \right] + G^{\pm}(\tau,\eta) - \boldsymbol{\delta} - U \right\}, \qquad (3.67)$$

где для электронов

$$G^{-}(\tau,\eta) = -1 - \beta^{2} + \ln\left[4(1-\eta)\eta\right] + (1-\eta)^{-1} + (1-\beta^{2})\left[\tau^{2}\eta^{2}/2 + (2\tau+1)\ln(1-\eta)\right];$$
(3.68)

и для позитронов

$$G^{+}(\tau,\eta) = \ln 4\eta - \beta^{2} \Big[ 1 + (2 - \xi^{2})\eta - (3 + \xi^{2})(\xi\tau/2)\eta^{2} + (1 + \xi\tau)(\xi^{2}\tau^{2}/3)\eta^{2} - (\xi^{2}\tau^{2}/4)\eta^{4} \Big];$$
(3.69)

 $\tau = T/m_e c^2$ ;  $\eta = \Delta/T$ ;  $G^-(\tau, 1/2) = F^{-1}(\tau)$  в уравнении (3.52) и  $G^+(\tau, 1) = F^+(\tau)$  в уравнении (3.53).

В Публикации МКРЕ № 37 [19] приводится таблица отношения  $L_{\Delta}/L_{\infty}$  для значений  $\Delta$ , равных  $\Delta = 1$ , 10 и 100 кэВ для C, Al, Cu, Ag, Pb, воды и свинца. На рис. 3.16 показана зависимость  $(dT/\rho dx)_{\Delta}$  от отношения  $\Delta/T$  для углерода.



Рис.3.16. Зависимость массовой ограниченной тормозной способности электронов с с разной кинетической энергией от отношения Δ/Т для углерода (адаптировано из [2])

## 4. Пробеги заряженных частиц

## 4.1. Общее рассмотрение

В литературе используется несколько величин, связанных с термином «пробег». На простейшем уровне под понятием пробег заряженной частицы, замедляющейся в данном веществе, можно было бы понимать глубину проникновения частицы в вещество до тех пор, пока ее кинетическая энергия не достигнет энергии теплового движения. Однако прохождение заряженных частиц через вещество является стохастическим процессом, в котором частицы испытывают множество рассеяний и потерь энергии, поэтому понятие пробег целесообразно связать с ожидаемыми или средними величинами. Следуя Аттиксу [3], определим пробег R заряженной частицы данного типа и данной энергии в конкретном веществе как ожидаемую (среднюю) величину длины пути p, проходимого частицей до ее полной остановки (кинетическая энергия уменьшается до тепловой) (см. рис. 3.16). В связи со статистическими флуктуациями потерь энергии в одиночных столкновениях пробеги отдельных частиц R (индивидуальные истинные пробеги) могут сильно различаться между собой.

Следует различать пробег частицы и среднюю глубину ее проникновения в вещество  $\bar{t}$ , которая является проекцией пробега на направление первоначального движения частицы (рис. 3.17). Эту величину в литературе часто называют проекционным пробегом (англ. projected range). Следуя опять Аттиксу [3], определим проекционный пробег  $\bar{t}$  заряженной частицы данного типа и данной энергии в конкретном веществе как ожидаемую величину максимальной глубины проникновения частицы в вещество в направлении своего первоначального движения. Обе величины (R и  $\bar{t}$ ) являются нестохастическими и единицей измерения их обычно является ( $r/cm^2$ ).



Рис. 3.17. Иллюстрация понятий пробега p (или R) и проекционного пробега  $\overline{t}$ 

Кроме двух рассмотренных понятий в литературе используются еще понятие пробега в приближении непрерывного замедления, обозначаемый  $R_{CSDA}$  и экстраполированный пробег, обозначаемый  $R_{ex}$ . Они рассматриваются ниже.

## 4.2. Пробеги в приближении непрерывного замедления

Понятие пробега в приближении непрерывного замедления  $R_{CSDA}$  подобно концепции ожидаемой длины пути p, описанной выше, за исключением эффектов многократного рассеяния и в предположении прямолинейной траектории для частицы с начальной кинетической энергией T. Он рассчитывается из уравнения

$$R_{CSDA} = \int_{0}^{T_{0}} \left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_{tot}^{-1} dT.$$
 (3.70)

Значения  $R_{CSDA}$  табулированы во многих работах, например, в [3, 23]. На рис. 3.18 показана зависимость  $R_{CSDA}$  от кинетической энергии для протонов, электронов и позитронов в свинце и углероде.



Рис. 3.18. Зависимость *R<sub>CSDA</sub>* от кинетической энергии для электронов и позитронов (пунктирная линия) в свинце и углероде [2]

Отметим, что для практических целей  $R_{CSDA}$  может считаться идентичным R. Небольшая разница между ними связана с редкими дискретными потерями энергии крупными порциями. Эта разница не превышает 0,2 % для протонов и несколько больше для электронов, причем в обоих случаях приближение непрерывного замедления не дооценивает пробег R. Для расчета  $R_{CSDA}$  с погрешностью

(± 5 %) для протонов с энергией  $1 < T_0 < 300$  МэВ в углероде можно применить эмпирическую формулу

$$R_{CSDA} = \frac{T_0}{415} + \frac{1}{670} \left(\frac{\Gamma}{cM^2}\right).$$
(3.71)

## 4.3. Экстраполированные пробеги

В практической работе с пучками заряженных частиц широко используют понятие экстраполированного пробега  $R_{ex}$ . Для его определения экстраполируют линейный участок кривой зависимости коэффициента пропускания K(d) по числу частиц до пресечения с осью абцисс (рис. 3.19). Под коэффициентом пропускания по числу частиц K(d) понимается при этом отношение числа частиц, прошедших слой вещества толщиной d, к числу падающих на слой частиц. Разница между средним и экстраполированным пробегами уменьшается с увеличением массы частиц и составляет для протонов 1-2%.



Рис. 3.19. Иллюстрация понятий  $R_{ex}$ ,  $R_{max}$  и R для пучков электронов (*a*) и протонов( $\delta$ )

Значения экстраполированных пробегов для многих веществ табулированы и приводятся в литературе, например в [24]. Кроме того, для их расчета часто применяются эмпирические формулы. Одна из таких формул для случая нормального падения пучков электронов с энергиями от 0,3 до 30 МэВ, предложенная в работе [25], имеет вид

$$R_{ex}(\tau, Z, A) = a_1 \left[ \frac{1}{a_1} \ln(1 + a_2 \tau) - \frac{a_3 \tau}{1 + a_4 \tau^{a_5}} \right] \left( \frac{\Gamma}{cM^2} \right), \quad (3.72)$$

где 
$$\tau = T_0/m_e c^2$$
 и  

$$\begin{cases}
a_1 = 0.2335 A/Z^{1,209}; a_2 = 1,78 \cdot 10^{-4} Z; a_3 = 0.9891 - 3.01 \cdot 10^{-4} Z; \\
a_4 = 1,468 - 1.108 \cdot 10^{-2} Z; a_5 = 1.232/Z^{0,109}.
\end{cases}$$
(3.73)

Если вещество состоит из различных элементов, то в формулах (3.72) и (3.73) надо использовать эффективные значения для Z и A

$$\begin{cases} Z_{eff} = \sum_{i} w_{i} Z_{i} \\ A_{eff} = Z_{eff} / (Z / A)_{eff}; \\ (Z / A)_{eff} = \sum_{i} w_{i} Z_{i} / A_{i}), \end{cases}$$
(3.74)

где *w<sub>i</sub>* – весовая доля *i*-элемента.

## 4.4. Флуктуации потерянной энергии и пробегов (страгглинг)

Потери энергии заряженных частиц на ионизацию и возбуждение атомов среды и испускание тормозного излучения, которые вычисляются по вышеприведенным формулам, являются средними потерями энергии. Если бы процесс замедления в веществе каждой частицы соответствовал тормозной способности (непрерывное замедление), то после прохождения моноэнергетическим пучком частиц одинакового пути их энергетическое распределение было бы очень узким. Небольшой разброс энергии давали бы флуктуации в упругих столкновениях, потери энергии в которых малы.

Вследствие статистических флуктуаций в числе столкновений, а также разброса энергии, теряемой в одном столкновении, частицы с начальной кинетической энергией  $T_0$  после прохождения одного слоя вещества имеют некоторое энергетическое распределение. Пример такого распределения для электронов показан на рис. 3.20.

Статистические флуктуации в числе столкновений и потерях энергии являются также причиной соответствующего разброса частиц по пробегам (англ. *straggling*). На практике для количественно-

го описания страгглинга часто применятся гауссовская аппроксимация, дисперсия которой связана с типом и начальной энергией частиц и параметрами среды распространения.



Рис. 3.20. Энергетическое распределение электронов, прошедших тонкий слой вещества [1]. Обозначения:  $T_{e}$ ,  $\overline{T}$  и  $T_{max}$  – наиболее вероятная, средняя и максимальные энергии [1]

# 5. Угловое распределение многократно рассеянных заряженных частиц

## 5.1. Общее рассмотрение

При прохождении через вещество в результате упругого рассеяния заряженные частицы испытывают отклонение от первоначального направления своего движения. Из-за большой вытянутости вперед углового распределения упругого рассеяния (см. рис. 3.4) среднее отклонение в отдельном акте взаимодействия невелико. Однако очень большое число взаимодействий, которые испытывают заряженные частицы, приводят к заметному расширению узких пучков. Особенно сильное отклонение наблюдается у легких заряженных частиц и в средах с большим атомным номером. Среднее число упругих столкновений можно оценить, зная полное макроскопическое сечение упругого рассеяния  $\Sigma_{s}$ . Расчеты показывают, что, например, для протона с энергией 50 МэВ в алюминии  $\Sigma_S = = 3 \cdot 10^5$  см<sup>-1</sup>, и следовательно, число взаимодействий при прохождении пути s = 1 мм равно ~  $3 \cdot 10^4$ . Такое же количество упругих столкновений испытывает электрон же с начальной энергией 0,5 МэВ, пройдя путь, на котором его энергия уменьшается в два раза. Для примера на рис. 3.21 приводятся результирующие траектории протонов и электронов.



Рис. 3.21. Траектории электронов с начальной энергией 9,3 МэВ в пузырьковой камере (снимок), наполненной пропаном (*a*) [24], и протонов с начальной энергией 1 МэВ в свинце (*б*) [1]

В зависимости от среднего числа столкновений *n* условно различают однократное, многократное и диффузное угловое распределение рассеянных частиц. Однократное упругое рассеяние имеет место при прохождении очень тонкого слоя вещества, когда S  $\ll 1/\Sigma_S$ . Угловое распределение частиц в этом случае соответствует дифференциальному упругому рассеянию.

Если n > 20, но в то же время потерянная энергия частицей на пути *s* мала по сравнению с начальной энергией, то имеет место процесс, называемый многократным рассеянием. Направление вылета заряженной частицы из слоя вещества, где она испытала многократное рассеяние, определяется многими последовательными актами рассеяния. Для многократного рассеяния в ряде работ разработана специальная теория многократного рассеяния, в которой угловое распределение частиц после такого рассеяния непосредственно связывается с определенной длиной пути *s* [1,25].

Для легких заряженных частиц (электронов, позитронов), если поглотитель толстый ( $s >> 1/\Sigma_s$ ) и потери энергии велики, имеет

место диффузное угловое распределение частиц, прошедших путь *s*. Толщина вещества при этом должна быть более половины пробега частицы. Плотность углового распределения при этом имеет вид  $f(\theta) \sim \cos^2 \theta$ . (3.75)

## 5.2. Угловое распределение многократно рассеянных электронов и массовая рассеивающая способность

Как отмечалось выше, для практических целей удобно определять угловое распределение частиц, прошедших в веществе некоторый путь *s*. Такие угловые распределения называются распределениями многократного рассеяния. Для многих задач плотность углового распределения электронов в малоугловом приближении может быть аппроксимирована гауссовским распределением, имеющим вид [24]

$$f(\theta)d\theta = \frac{2}{\overline{\theta^2}}\theta \cdot \exp(-\frac{\theta^2}{\overline{\theta^2}}) \cdot d\theta, \qquad (3.76)$$

где  $\overline{\theta^2}$  – средний квадрат угла рассеяния электрона. Эксперименты показывают, что для материалов с низким атомным номером наблюдается линейная зависимость между  $\overline{\theta^2}$  и глубиной проникновения пучка *s* в достаточно широком интервале глубин [26]:

$$\overline{\theta^2} = s \cdot \left(\frac{d\,\theta^2}{ds}\right) = s \cdot T. \tag{3.77}$$

В литературе принято обозначать  $(d\overline{\theta^2}/ds)$  через *T*, что создает некоторую путаницу, потому что совпадает с обозначением кинетической энергии электрона. С дальнейшим с увеличением глубины формируется равновесное угловое распределение, так как электроны, рассеянные на большие углы, быстро выбывают из пучка.

Формула (3.76) представляет вероятность электрону двигаться в направлении между  $\theta$  и  $\theta$  +  $d\theta$  по отношению к направлению своего первоначального движения после прохождения пути *s*.

По аналогии с массовой тормозной способностью МКРЕ [27] определяет массовую угловую рассеивающую способность как отношение приращения среднего квадрата угла рассеяния  $d\overline{\theta^2} \kappa \rho \cdot dl$ :

$$\frac{T}{\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{d\theta^2}{dl}.$$
(3.78)

Зависимость (*T*/ $\rho$ ) от кинетической энергии электрона и атомного номера среды приближенно выражается уравнением [24]:

$$\frac{T}{\rho} = 16\pi N_0 \frac{Z^2}{A} r_0^2 \left(\frac{m_e c^2}{p\beta c}\right)^2 \ln\left[196(Z/A)^{1/6} Z^{-1/3}\right], \qquad (3.79)$$

где *p* – импульс электрона.

Иллюстрация изменения углового распределения узкого пучка электронов в результате прохождения разных участков пути показана на рис. 3.22.



Рис. 3.22. Угловое распределение узкого пучка электронов с начальной энергией 11,8 МэВ после прохождения разных путей в воде в гауссовском малоугловом приближении [24]

## 6. Расчет поглощенной дозы от пучков заряженных частиц

Понятие поглощенной дозы будет подробно анализироваться в следующей главе. Здесь же, заканчивая обсуждение вопросов взаимодействия заряженных частиц с веществом, дадим лишь краткое определение этого важнейшего в радиационной дозиметрии понятия.

Поглощенная доза ионизирующего излучения D – это отношение средней энергии ионизирующего излучения  $d\overline{\epsilon}$ , поглощенной в элементарном объеме, к массе вещества в этом объеме dm:

$$D = \frac{d\overline{\varepsilon}}{dm}.$$
 (3.80)

## 6.1. Поглощенная доза в тонком слое

Рассмотрим геометрию задачи, в которой мононаправленный пучок заряженных частиц с кинетической энергией  $T_0$  и с флюенсом  $\Phi$  нормально падает на фольгу из вещества с атомным номером Z, плотностью  $\rho$  и толщиной t. Пусть толщина фольги удовлетворяет следующим условиям:

– тормозная способность столкновений остается по толщине фольги постоянной;

 все частицы проходят прямо через фольгу, т.е. рассеянием можно пренебречь;

 – "чистая" кинетическая энергия, выносимая из фольги δчастицами, пренебрежимо мала по причине, что толщина фольги больше пробегов δ-частиц.

Обратным рассеянием можно пренебречь, так как для тяжелых частиц оно мало, а обратно рассеянные электроны оставляют в тонкой фольге практически такую же энергию, как и при прохождении через фольгу. Сформулированные условия выполняются для тяжелых частиц, если потери энергии в фольге составляют несколько процентов. Для электронов кроме выполнения условий дополнительно предположим, что фольга состоит из материала с невысоким Z. Потери энергии тяжелых заряженных частиц при столкновениях в фольге в этих условиях равны:

$$E = \Phi \cdot \left(\frac{dT}{\rho \cdot dx}\right)_c \cdot \rho \cdot t, \text{ M} \Rightarrow B/cm^2, \qquad (3.81)$$

где (*dT*/(ρ*dx*))<sub>с</sub> – оценивается при кинетической энергии частиц *T*<sub>0</sub>. Значение поглощенной дозы отсюда равно:

$$D = \frac{\Phi \cdot (dT/(\rho dx))_c \cdot \rho t}{\rho t} = \Phi\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_c (M \ni B/r) =$$
  
= 1,602 \cdot 10^{-10}  $\Phi\left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_c$ ,  $\Gamma p$ . (3.82)

Таким образом, согласно (3.82) поглощенная доза в тонкой фольге не зависит от ее толщины.

Что же касается электронов, то для них необходимо учесть в (3.81) увеличение длины пути в фольге из-за процесса многократного рассеяния. Для электронов истинный путь в фольге *t*' больше, чем ее толщина *t*, и необходимо ввести в числитель в уравнения (3.82) *t*' вместо *t*. В этом случае имеем

$$D = \frac{\Phi \cdot (dT/(\rho dx))_c \cdot \rho t'}{\rho t} = \Phi \cdot \left(\frac{dT}{\rho dx}\right)_c \cdot \frac{t'}{t}, \text{ M} \cdot B/\Gamma.$$
(3.83)

Увеличение длины пути электронов в фольге изучалось в нескольких работах. На рис. 3.23 представлены результаты зависимости отношения 100(t' - t)/t от нормализованной толщины фольги  $\xi$ , полученные на основе расчетов методом Монте-Карло [28]. Нормированная (безразмерная) толщина фольги определяется из отношения

$$\xi = \frac{\rho t}{X_0},\tag{3.84}$$

где  $X_0$  – радиационная длина в единицах (г/см<sup>2</sup>), значения которой для 31 элемента были получены в работе [11]. В табл. 3.1 приводятся значения  $X_0$  для восьми элементов.

## 6.2. Средняя поглощенная доза в толстой фольге

Возьмем снова геометрию задачи, рассмотренную в предыдущем разделе. Если толщина фольги такова, что в ее пределах массовая тормозная способность частиц существенно меняется, но меньше пробега частиц, то для оценки средней дозы вместо тормозной способности можно использовать значения длин пробега, определенные в приближении непрерывного замедления.

Таблица 3.1

Элемент	Ζ	X <sub>0</sub> , г/см <sup>2</sup>	Элемент	Ζ	X <sub>0</sub> , г/см <sup>2</sup>
Н	1	63,04	Cu	29	13,04
He	2	94,39	Sn	50	8,919
С		43,35	Pb	82	6,496
Al		24,36	U	92	6,124

#### Значения радиационных длин для ряда элементов



Рис. 3.23. Процентное увеличение средней длины пути электрона относительно толщины фольги по нормали в зависимости от нормированной толщины фольги ξ [28]

Для тяжелых заряженных частиц реальная длина траектории частиц в фольге отличается от приближения прямого трека примерно на  $\sim 1$  %. Тогда, используя таблицу длин пробегов для разных кинетических энергий в материале фольги, нетрудно определить кинетическую энергию  $T_{ex}$ , с которой тяжелая заряженная частица выходит из фольги. Следовательно, потеря кинетической энергии отдельной частицей в фольге равна:

$$\Delta T = T_0 - T_{ex}, \text{MB}. \tag{3.85}$$

Отсюда среднюю дозу в толстой фольге для тяжелых заряженных частиц, падающих на фольгу под углом  $\theta$  к нормали, можно определить из уравнения

$$D = 1,602 \cdot 10^{-10} \frac{\Phi \cdot \Delta T \cdot \cos \theta}{\rho t}, \, \Gamma p.$$
(3.86)

Для электронов можно объединить метод использования таблиц пробегов с методом удлинения длины пути. Дополнительное осложнение возникает из-за эффекта образования тормозного излучения. Пусть для упрощения пучок электронов падает нормально к поверхности фольги. Первый шаг заключается в определении удлинения длины пути электрона относительно толщины фольги. Зная истинную длину пути, на втором шаге из таблицы пробега находим оставшуюся кинетическую энергию электрона  $T_{ex.}$  Для оценки уноса энергии из фольги через тормозное излучение применим понятие радиационного выхода Y(T), приводимого, например, в таблицах в работе [3]. Таким образом, энергия, теряемая электроном в столкновениях и остающаяся в фольге, равна:

$$\Delta T_c = (T_0 - T_{ex})_c = \{T_0[1 - Y(T_0)] - T_{ex}[1 - Y(T_{ex})]\}.$$
(3.87)

Отсюда для определения средней дозы от пучка электронов в фольге толщиной *ρt* применяем следующее уравнение:

$$\overline{D} = 1,602 \cdot 10^{-10} \frac{\Phi \cdot \Delta T_c}{\rho t}, \Gamma p.$$
(3.88)

## 7. Выход тормозного излучения из толстых мишеней

В рассматриваемой области энергий образование тормозного излучения является практически важной проблемой только для

электронов и позитронов. Рассмотрим в этом разделе характеристики поля тормозного излучения, выходящего из толстых мишеней, при облучении их быстрыми электронами. Эта проблема наиболее актуально для ускорителей электронов.

## 7.1. Энергетическое распределение тормозного излучения

Энергетическое распределение тормозных фотонов, выходящих из толстых поглотителей, определяется рядом факторов, основные из которых энергия электронов и угол их падения на поглотитель, толщина и атомный номер поглотителя.

Измерения спектров тормозного излучения сопряжены с большими методическими и инструментальными трудностями В настоящее время достаточно надежные данные по характеристикам тормозного излучения получают расчетными методами (в частности, на основе моделей метода Монте-Карло) [29 ÷ 31].



Рис. 3.24. Энергетические распределения тормозного излучения медицинских линейных ускорителей с граничными энергиями 6 и 18 МэВ

На рис. 3.24 представлены типичные энергетические спектры тормозного излучения медицинских терапевтических ускорителей с граничными энергиями 6 и 18 МэВ; характерным является поглощение в низкоэнергетическом диапазоне, что связано с использованием различных фильтров, формирующих необходимые характиристики поля облучения.

В некоторых случаях полезной может оказаться приближенная модель расчета спектра тормозных фотонов, предложенная в работах [32, 33] для толстых мишеней.

Мишень толщиной H рассматривается как совокупность n тонких слоёв  $\Delta x$  ( $H = n \cdot \Delta x$ ). При падении электрона с энергией  $T_0$  на мишень толщиной H существует вероятность излучения фотона тормозного излучения с энергией k под некоторым углом к нормали плоского поглотителя. Ниже рассмотрен случай излучения тормозных фотонов в направлении падающего пучка электронов (рис. 3.25). В *i*-м слое электрон с энергией  $T_i$ , имеющий направление движения под углом  $\theta$ , к нормали излучает фотон с энергий k в направлении падения первичного электрона с энергией  $T_0$ .



Рис. 3.25. Геометрия расчета выхода тормозного излучения из мишени

Формирование характеристик вышедшего из мишени тормозного излучения зависит от нескольких распределений: сечений генерации тормозных фотонов в слое  $\Delta x$ , многократного рассеяния и функции потерь энергии электронов при их прохождении через среду, поглощения фотонов в объёме мишени. Расчет энергетического распределения фотонов  $\frac{d^2Y}{dkd\Omega}(k,\theta=0)$  в заданном направле-

нии заключается в суммировании по всем слоям *n* выхода тормозных фотонов:

$$\frac{d^2Y}{dkd\Omega}(k,\theta=0) = \sum_{i=1}^n fe_i \cdot f\gamma_i \cdot N_i \int_0^{\pi} \frac{d\Phi}{d\theta} \cdot \frac{d^2\sigma_{br}}{dkd\Omega}(k,\theta)d\theta , \quad (3.89)$$

где  $\frac{d^2\sigma_{br}}{dkd\Omega}(k,\theta)$  – дифференциальное по углу выхода  $\theta$  и энергии

*k* сечение тормозного излучения; одним из часто используемых приближений является разделение угловой и энергетической переменной в двойном дифференциальном сечении:

$$\frac{d^2\sigma}{dkd\Omega}(k,\theta) \approx \frac{d\sigma}{dk}(k) \cdot \frac{1}{\pi\overline{\theta}_i^2} \exp\left[-\frac{\theta^2}{\overline{\theta}_i^2}\right]; \qquad (3.90)$$

угловая зависимость сечения аппроксимируется гауссовским распределением с соответствующим среднеквадратичным углом  $\overline{\theta^2}$ , зависящим от энергии электрона и атомного номера вещества мишени;

 $\frac{d\Phi}{d\theta} [T_i, x_i, \theta]$  – функция углового распределения многократного

рассеяния в мишени электронов с энергией  $T_i$  на глубине  $x_i$  в слое  $\Delta x$ . Эта функция может быть получена на основании результатов различных теорий многократного рассеяния электронов в тонких поглотителях. Основной компонентой этих распределений является функция Гаусса:

$$\Phi(\theta) \sim \frac{2}{\overline{\theta_i^2}} \exp\left[-\frac{\theta^2}{\overline{\theta_i^2}}\right].$$
(3.91)

 $f\gamma_i = \exp[-\mu(k)(H - x_i)]$  – экспоненциальный фактор поглощения фотонов, сгенерированных в мишени на глубине  $x_i$ ;  $\mu(k)$  – полный коэффициент поглощения фотонов с энергией k;

 $fe_i$  – функция, определяющая число электронов, достигших слоя  $\Delta x$  на глубине  $x_i$ .

Энергия электронов в *i*-м слое оценивается в приближении непрерывного замедления по соотношению:

$$T_{i} = T_{i-1} - \frac{\Delta x}{\cos(\overline{\theta_{i-1}^{2}})^{1/2}} \cdot S_{tot}(T_{i-1}), \qquad (3.92)$$

где  $S_{tot}(T_{i-1})$  – удельные потери энергии электронов и величина  $\frac{\Delta x}{\cos(\overline{\theta}_{i-1}^2)^{1/2}}$  определяет среднюю длину пути электронов в слое  $\Delta x$ ;

параметр  $N_i = \frac{N_A}{A} \cdot \frac{\rho \Delta x}{\cos(\overline{\theta_{i-1}^2})^{1/2}}$  учитывает среднее число атомов на

пути электронов в слое  $\Delta x$ .

На рис. 3.26 представлены результаты расчетов по соотношению (3.89) энергетического распределения тормозного излучения, выходящего из толстой алюминиевой мишени при падении на неё пучка электронов с энергией  $T_0 = 1$  МэВ (H = 0,707 г/см<sup>2</sup>, средний пробег электронов  $R_0 = 0,555$  г/см<sup>2</sup>). В данном случае модель расчета качественно верно отражает основные характеристики спектра.



Рис. 3.26. Энергетическое распределение тормозного излучения, выходящего в направлении  $\theta = 0^{\circ}$  в единичный телесный угол из алюминиевой мишени толщиной 0,707 г/см<sup>2</sup>; энергия электронов  $T_0 = 1$  МэВ; кривая – расчет по соотношению (8.1); • – результаты эксперимента

## 7.2. Интегральные характеристики

Одной из практически важных интегральных характеристик является интегральный выход тормозных фотонов из мишеней различной толщины, определяемый через так называемую эффективность выхода тормозного излучения

$$Y(T_0, d) = I_{rop}(d) / T_0, \qquad (3.93)$$

где  $I_{rop}(d)$  – интенсивность тормозного излучения выходящего из мишени в расчете на один падающий электрон с энергией  $T_0$ . Эта величина определяет конверсию энергии электронного излучения в энергию тормозного излучения. Рис. 3.27 иллюстрирует зависимость этой величины от толщины мишени [34].



Рис. 3.27. Выход интенсивности тормозного излучения из вольфрамовых мишеней различной толщины *d* при облучении пучками электронов, нормально падающих на мишень (*R*<sub>0</sub> – средний пробег электронов)

Наличие максимума на рис. 3.27 обусловлено конкуренцией процессов образования тормозных фотонов и их поглощением в мишени с увеличением её толщины. Наиболее заметны эти факторы для мишеней с высоким атомным номером. Мишени с толщиной, обеспечивающей максимальный выход тормозного излучения, определяют как оптимальные.

Оптимальная толщина мишени зависит от энергии электронов, атомного номера вещества мишени и от значений телесного угла регистрации, в пределах которого измеряется выход тормозного излучения. На рис. 3.28 приведены зависимости интенсивности тормозного излучения от толщины свинцовых мишеней при различных углах регистрации фотонов  $\psi$  (в телесном угле  $\Delta \Omega = 2\pi \int_{0}^{\psi} \sin\theta d\theta$ ) для электронов с энергией 20 МэВ при их нормальном падении на мишень.



Рис. 3.28. Зависимость выхода интенсивности тормозного излучения от величины телесного угла и толщины свинцовых мишеней (в долях среднего пробега электронов *R*<sub>0</sub>) при нормальном падении на них электронов с энергией 20 МэВ

Для оценки интенсивности полного выхода при полном поглощении электронов часто используется приближенное соотношение Виарда:

$$I_{R}(T,Z) = 5,77 \cdot 10^{-4} \cdot Z \cdot T_{0}^{2}, MэB/электрон,$$
 (3.94)

которое соответствует случаю полного поглощения электронов в веществе с атомным номером Z.

Одной из существенных характеристик тормозного излучения, выходящего из облучаемых электронами мишеней, является величина средней энергии распределения. Зависимость этой величины от атомного номера мишени показана на рис. 3.29 для выхода фотонов в переднее полупространство. С ростом значений *Z* величина средней энергии возрастает, что обусловлено увеличением эффекта

самопоглощения фотонов в мишени в основном в низкоэнергетической части спектра.



Рис. 3.29. Зависимость средней энергии тормозного излучения от атомного номера мишени для различных начальных энергий электронов  $T_0$ ; толщины мишеней соответствуют среднему пробегу электронов

Средняя энергия тормозных фотонов зависит и от угла их выхода из мишени. На рис. 3.30 приведены соответствующие данные для алюминиевых и свинцовых поглотителей для электронов с энергией 30 МэВ. Наблюдается существенное уменьшение средней энергии спектра с увеличением угла выхода фотонов из поглотителя. Это обусловлено тем, что большая часть фотонов генерируется на малых глубинах поглотителя, где угловое распределение рассеянных электронов имеет выраженную анизотропию в направлении первичного пучка электронов. С ростом толщины поглотителя уменьшается энергия электронов и увеличивается средний угол многократного рассеяния, что приводит к снижению средней энергии тормозных фотонов при больших углах выхода.



Рис. 3.30. Зависимость средней энергии тормозных фотонов от угла их выхода из алюминиевых и свинцовых поглотителей, толщина которых равна среднему пробегу электронов

## Список литературы

1. Беспалов В.И. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом. Учебное пособие // Изд. второе. Томск: 2006.

2. McParland B.J. Nuclear medicine radiation dosimetry. Advanced theoretical principles // London, New York: 2010.

3. Attix F.G. Introduction to radiological physics and radiation dosimetry //WILLEY-VCH Verlag GmbH & Co. 2004.

4. Sondhaus C. A., Evans R. D. Dosimetry of radiation in space flight // In: Radiation Dosimetry, 2nd ed. Vol. 111. Chapter 26. Eds.: F. H. Attix and E. Tochilin / New York: Academic Press. 1969.

5. Raju, M. R., Lyman, J. T., Brustad, T., and Tobias, C. A. (1969). Heavy charged-particle beams // In Radiation Dosimetry, 2nd ed., Vol. 111. Eds.: F. H. Attix, E. Tochilin. Chapter 20 / New York: Academic Press. 1969. 6. Стародубцев С.В., Романов А.М. Прохождение частиц через вещество. Ташкент: Изд. АН УзССР. 1962.

7. Квилидзе В.А., Красильников С.С. Введение в физику атомных столкновений. М.: Изд. МГУ.1976.

8. Росси Б. Частицы больших энергий. М.: ГИТЛ. 1953.

9. Гайтлер В. Квантовая теория излучения. М.: ИЛ. 1956.

10. Koch H.W., Motz J.W. Bremsstrahlung cross-section formulas and related data // Rev. Mod. Phys. V.31. 1959. P. 920 – 953.

11. Seltzer S.M., Berger M.J. Bremsstrahlung spectra from electron interactions with screened atomic nuclei and orbital electron // NIM B. V. 12. 1983. P. 95 - 34.

12. Pratt R.H, Tseng Y.K., Lee C. Bremsstruhlung energy spectra from kinetic energy 1 keV  $\leq$  T  $\leq$  2000 keV incident on neutral atoms  $2 \leq Z \leq 92$  // In: Atomic Data and Nuclear Data Tables. V. 20. 1977. P. 175 – 209.

13. Аккерман А.Ф., Чабдарова Н.Н. Согласованные наборы сечений тормозного излучения для энергий электронов  $E \ge 0.025 \text{ МэВ}$  // Препринт ИФВЭ 86-03. Алма-Ата.1986.

14. Баранов В.Ф. Дозиметрия электронного излучения. М.:Атомиздат. 1974.

15. Ахиезер А.И. Шульга Н.Ф. Электродинамика высоких энергий в веществе. М.: Наука. 1993.

16. Berger M.J., Seltzer S.M. Stopping powers and ranges of electrons and positrons // NBSIR 82-2550-A, National Bureau of Standards, Washington, DC, 20234. 1983.

17. Bichsel H. Charged particle interactions // In: Radiation Dosimetry. Chap 4. 2<sup>nd</sup> ed. V. 1/ Eds.: F.H. Attix, W.C. Roesch. Academic Press. 1968.

18. Пучеров Н.Н.б Романовский С.В., Чесноков Е.Д. Таблицы массовой тормозной способности и пробегов заряженных частиц с энергией 1 – 100 МэВ. Киев: Наукова Думка. 1973.

19. ICRU. Stopping powers for electrons and positrons // Report 37. International Commission on Radiation Units and Measurements, 7910 Woodmont Ave., Bethesda, MD20814. 1984.

20. Штернхеймер Р. Взаимодействие излучений с веществом // В сб. Принципы и методы регистрации элементарных частиц. Под ред. Л.А. Арцимовича. М.: ИИЛ. 1963.

21. Sternheimer R.M., Peiers R.F. General expression for density effect for the ionization loss of charged particles // Phys. Rev. V. 3 (11). 1971. P. 3681 - 3691.

22. Стародубцев С.В., Романов А.М. Взаимодействие гаммаизлучения с веществом. Ташкент: Изд. АН УзССР. 1964.

23. Anderson, H. H., and Ziegler, J. F. (1977). Hydrogen Stopping Powers and Ranges in all Elements // New York: Pergamon Press. 1977.

24. Nahum A. Interaction of charges particles with matter // In: Handbook of radiotherapy physics. Theory and practice / Ed. by P. Mayles, A. Nahum, J.-C. Rosenwald. 2007. P. 35 – 56. Taylor & Francis (New York, London).

25. Аккерман А.Ф. Моделирование траекторий заряженных частиц в веществе.М.: Энергоатомиздат. 1991.

26. Rossi B.B. High energy particles // Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall. 1956.

27. ICRU. Radiation dosimetry: electron with initial energy between 1 and 50 MeV // Report No. 21, Maryland, USA, 1972.

28. Birkhoff, R. D. (1958). The passage of fast electrons through matter // In Hundbuch ah Physik. Vol. 34. Berlin: Springer-Verlag, P. 53.

29. M.J. Berger, S.M. Seltzer. «Bremsstrahlung and Photoneutrons from Thick Tangsten And Tantalum Targets», Phys. Rev., C2, 1970, p. 621 ÷ 626.

30. Кудинов В.В., Смирнов В.В. Прохождение электронов с энергией 2 ÷ 8 МэВ в материалах и выход тормозного излучения из слоёв материалов различной толщины. Справочник. М.: МИФИ. 2005.

31.Смирнов В.В. Моделирование процесса переноса электронов в задачах радиационной физики. Учебное пособие. М.: МИФИ, 2008.

32. H. Ferdinande, G. Knuyt, R. Viyver and R. Jacobs. Numerical calculation of absolute forward thick – target bremsstrahlung spectra. Nucl. Instr. and Meth., **91**, 1971, pp. 135 - 140.

33.Баранов В.Ф, Дёмин В.М., Смирнов В.В. Численный расчет спектров тормозного излучения, выходящего из толстых мишеней, для начальных энергий электронов 0,1 ÷ 30 МэВ // В сб. «Вопросы дозиметрии и защиты от излучений». Вып. 18. М: Атомиздат, 1979.

34. S.M. Seltzer, J.H. Hubbell, and M.J. Berger. Some Theoretical Aspects of Electron and Photon Dosimetry. IAEA - SM - 222/05 (1978) p.  $3 \div 43$ .

## Глава 4. Величины, описывающие взаимодействие поля ионизирующего излучения с веществом

## 1. Введение

В главе 1 были рассмотрены вопросы нестохастического описания поля ионизирующего излучения через понятия ожидаемой величины числа частиц или энергии, переносимой этими частицами, и приникающими в бесконечно малый сферический объем вокруг точки интереса. В главах 2 и 3 была описана микроскопическая теория взаимодействий фотонов и заряженных частиц с веществом, в результате которых происходит передача и поглощение энергии ионизирующего излучения в среде. Введенные в этих главах нестохастические поперечные сечения и коэффициенты характеризуют различные виды взаимодействия одиночного фотона или заряженной частицы с веществом. В радиационной дозиметрии эти понятия необходимо расширить для описания передачи энергии от излучения в вещество и поглощения этой энергии на макроскопическом уровне. Здесь прилагательное макроскопический означает, что множества фотонов или заряженных частиц достаточно велики, чтобы их можно было бы описать как радиационные поля, являющиеся непрерывными и дифференцируемыми относительно пространственных координат и времени. Вместе с тем нередко требуется рассчитывать передачу и поглощение энергии в объектах, поперечные размеры которых сравнимы с размерами самой области взаимодействия. В этом случае требуются стохастические величины, являющиеся дискретными в пространстве и времени, и описываемые вероятностными распределениями. При увеличении размера объектов стохастические величины стремятся к связанным с ними нестохастическим величинам.

В этой главе рассматриваются стохастические и нестохастические величины, описывающие передачу энергии от ионизирующего излучения в вещество и поглощение этой энергии. Основное внимание уделяется трем нестохастическим величинам, с помощью которых рассчитывается взаимодействие радиационного поля с веществом и которые определяются через понятия ожидаемых значений для бесконечно малых сферических объемов вокруг точки интереса. К этим величинам относятся: а) керма K, описывающая первый шаг в диссипации энергии для косвенно ионизирующего излучения, связанный с передачей энергии заряженным частицам в веществе; б) поглощенная доза D, описывающая поглощение энергии от всех видов ионизирующего излучения в веществе; в) экспозиционная доза или экспозиция, которая описывает поле фотонов и x-лучей (характеристическое и тормозное излучение) через их способность к ионизации воздуха. При определении всех величин полностью игнорируется нейтрино, как имеющая чрезвычайно малое сечение взаимодействия с веществом.

## 2. Передача и поглощение энергии

## 2.1. Стохастические величины

## 2.1.1. Депозит энергии (оставшаяся энергия)

В англоязычной научной литературе, в том числе в официальных публикациях международных научно-технических организаций и в монографиях, например [1 - 3], используются два термина: "energy deposit" и "imparted energy", которые в русском языке часто переводятся как "поглощение энергии". В некоторых случаях термин "imparted energy" переводится в соответствии со значением, указанным в словарях, как передаваемая (буквально впрыснутая) энергия, что совершенно не соответствует истинному его значению в контексте рекомендаций международных научно-технических организаций. К сожалению, такой неправильный перевод вошел в определение понятия поглощенная доза, даваемого в ряде официальных публикаций в области радиационной безопасности и в некоторых учебниках, например [4 - 6].

Вместе с тем, английские термины "energy deposit" и "imparted energy", на самом деле не эквивалентны, что будет разъяснено далее. Однако в русском научно-технической языке пока не найден для этих терминов краткий, соответствующий их смыслу, перевод. Учитывая, что английские слова в настоящее время часто используются без перевода, в этой главе мы применим в качестве эквивалента к "energy deposit" термины "депозит энергии" или "оставшаяся энергия", т.е. оставленная ионизирующей частицей в пределах малого объема вокруг точки интереса в результате взаимодействия с атомными электронами, или ядром, или атомом в целом (и не вынесенная ионизирующим излучением из этого объема). В свою очередь, термин "поглощенная энергия" будет использоваться в качестве эквивалента к "imparted energy".

Депозит энергии является фундаментальным стохастическим понятием и определяется в авторитетной монографии [1] как энергия, оставленная вблизи точки (в малом объеме вокруг точки) в результате *i*-одиночного взаимодействия и определяемая разностью между энергией входящей ионизирующей частицы (не включая энергию массы покоя)  $T_{in}$  и суммой энергий выходящих ионизирующих частиц (опять не включая энергию массы покоя)  $T_{out}$  плюс любые изменения в массах покоя всех частиц и атомов  $Q_{\Delta m}$ , участвующих во взаимодействии,

$$\varepsilon_i = T_{in} - T_{out} + Q_{\Delta m}, \qquad (4.1)$$

где  $Q_{\Delta m}$  берется со знаком минус, если имеет место увеличение в массе покоя, и со знаком плюс, если происходит уменьшение массы покоя. Рассмотрим подробнее три варианта:  $Q_{\Delta m} < 0$ ,  $Q_{\Delta m} = 0$  и  $Q_{\Delta m} > 0$ .

а)  $Q_{\Delta m} < 0$ . Отрицательное значение  $Q_{\Delta m}$  означает, что входящая кинетическая (лучистая) энергия тратится на увеличение массы покоя ядра и частиц. Примером является образование пары электрон-позитрон при взаимодействии фотона с электромагнитным полем ядра. Оставшаяся энергия для фотона с энергией  $E_{\gamma}$  и электрона и позитрона с энергиями  $T_{-}$  и  $T_{+}$  будет равна:

$$\varepsilon_{i} = T_{in} - T_{out} + Q_{\Delta m} = E_{\gamma} - T_{-} - T_{+} - 2m_{e}c^{2} = T_{Rec}, \qquad (4.2)$$

где  $T_{Rec}$  – кинетическая энергия отдачи ядра;  $T_{-} + T_{+} = E_{\gamma} - 2m_ec^2 - -T_{Rec}$ . Так как  $T_{out}$  представляет полную кинетическую энергию выходящих ионизирующих частиц, то требуется строгое рассмотрение образующихся электрона и позитрона. Позитрон всегда способен к ионизации, но если электрон создается с энергией меньшей, чем потенциал ионизации атома, то она будет частью  $\varepsilon_i$ .

б)  $Q_{\Delta m} = 0$ . Равенство нулю  $Q_{\Delta m}$  означает, что не происходит ни образование вещества, ни его аннигиляция. Рассмотрим входящую заряженную частицу с кинетической энергией  $T_{in}$ , которая создает

 $\delta$ -электроны с кинетической энергией  $T_{\delta}$ . Возбужденный атом снимает возбуждение через эмиссию *x*-лучей (характеристическое излучение) с энергией  $E_x$  и электронов Оже с кинетической энергией  $T_A$ . Первичная заряженная частица выходит из взаимодействия с кинетической энергией  $T_{in} - T$ , где T – кинетическая энергия, теряемая первичной частицей во взаимодействии. Тогда

$$\varepsilon_{i} = T_{in} - T_{out} = T_{in} - (E_{x} + T_{\delta} + T_{in} - T) = T - T_{\delta} - T_{A} - E_{x}.$$
 (4.3)

Оставшаяся энергия здесь меньше, чем энергия, теряемая падающей частицей.

в)  $Q_{\Delta m} > 0$ . Положительность  $Q_{\Delta m}$  является результатом преобразования массы покоя, например, в кинетическую энергию ионизирующих частиц. Очевидным примером служит аннигиляция позитрона. Так как  $Q_{\Delta m}$  положительно, то перепишем уравнение для оставшейся энергии в виде

$$\varepsilon_i = Q_{\Delta m} - (T_{out} - T_{in}), \qquad (4.4)$$

где величина в скобках представляет количество высвобождаемой энергии массы покоя, которое преобразуется в кинетическую или лучистую энергию выходящих ионизирующих частиц. Рассмотрим, например, аннигиляцию позитрона  $e^-e^+ \rightarrow 2\gamma$  с атомным электроном. В результате атом остается в возбужденном состоянии, переход из которого в основное состояние происходит через эмиссию характеристического излучения (*x*-лучей) с энергией  $E_x$  и электронов Оже с кинетической энергией  $T_A$ . Депозит энергии в этом случае определяется уравнением

$$\varepsilon_{i} = 2m_{e}c^{2} - (T_{out} - T_{in}) = 2m_{e}c^{2} - (E_{\gamma_{1}} + E_{\gamma_{2}} + E_{x} + T_{A} - T_{in}), \quad (4.5)$$

где  $E_{\gamma_1}$  и  $E_{\gamma_2}$  – лучистая энергия двух аннигилляционных фотонов, равная

$$E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} = 2m_e c^2 - E_B - T_{in}, \qquad (4.6)$$

где  $E_B$  – энергия связи атомного электрона, подставляя которую в уравнение (4.5) получаем

$$\varepsilon_i = E_B - T_A - E_x. \tag{4.7}$$

Важно отметить, что  $T_{in}$  не входит в уравнение (4.7), т.е. депозит энергии одинаков, не зависимо от того, произошла ли аннигиляция позитрона после его термализации ( $T_{in} \approx 0$ ) или на лету ( $T_{in} > 0$ ).

Другой пример с  $Q_{\Delta m} > 0$  представляет процесс  $\beta$ -распада. Фактически здесь есть возможность для депозита энергии стать отрицательным в результате увеличения атомного числа Z, приводящего к увеличению энергии связи атомных электронов.

### 2.1.2. Поглощенная энергия

Поглощенная энергия (energy imparted) в объеме внутри среды является суммой индивидуальных депозитов энергии внутри объема, имеющих место в пределах заданного временного интервала,

$$\varepsilon = \sum_{i} \varepsilon_{i}. \tag{4.8}$$

В сумму (4.8) не включаются взаимодействующие внутри объема ионизирующие частицы, рожденные либо при взаимодействии падающей частицы, либо частиц, образовавшихся при радиоактивном распаде, если объем содержит радиоактивные ядра.

Рассмотрим пример, когда K ионизирующих частиц входят в объем, содержащий радиоактивные ядра, N из которых распадаются в течение выбранного временного интервала. Поглощенная энергия в веществе внутри объема равна

$$\varepsilon = \sum_{j=1}^{K+N} \sum_{i=1}^{n_j} \varepsilon_{ij}, \qquad (4.9)$$

где  $n_j$  – число связанных взаимодействий внутри объема, создаваемых *j*-входящей частицей или *j*-распадающимся ядром. Включая (4.1) в (4.9), имеем:

$$\varepsilon = \sum_{j=1}^{K+N} \sum_{i=1}^{n_j} \left( T_{in} - T_{out,K} + Q_{\Delta m,n} \right)_{ij} = \sum_{j=1}^{K} T_{in,j} - \sum_{m=1}^{L} T_{out,m} + \sum_{n=1}^{M} Q_{\Delta m,n}.$$
(4.10)

Первый член представляет суммирование кинетических (лучистых) энергий падающих частиц, взаимодействующих внутри объема, второй член – суммирование кинетических (лучистых ) энергий ионизирующих частиц, образовавшихся внутри объема и вышедших из объема без взаимодействия, третий член связан с высвобождением энергий масс покоя.
#### 2.1.3. Переданная энергия

В соответствии с определением, даваемым МКРЕ [1], передаваемая энергия (англ. energy transferred) есть

$$\varepsilon_{tr} = R_{in}^{unch} - R_{out}^{unch} + Q_{\Delta m}, \qquad (4.11)$$

где  $R_{in}^{unch}$  – лучистая энергия незаряженных частиц, входящих в объем;  $R_{out}^{unch}$  – лучистая энергия незаряженных частиц, покидающих объем за исключением той, которая обусловлена испусканием заряженными частицами тормозного излучения или аннигиляцией на лету позитронов.

Вслед за работой [3] введем еще один вид передаваемой энергии, так называемая "чистая передаваемая энергия" (англ. net energy transferred)  $-\varepsilon_{lr}^{n}$ , которая окажется полезной при анализе парциальных составляющих кермы (см. раздел 3.6 настоящей главы). Стохастическая величина  $\varepsilon_{lr}^{n}$  определяется из следующего уравнения:

$$\varepsilon_{tr}^{n} = R_{in}^{unch} - R_{out,nonr}^{unch} - R_{r}^{unch} + Q_{\Delta m} = \varepsilon_{tr} - R_{r}^{unch}, \qquad (4.12)$$

где  $R_{out,nonr}^{unch}$  – лучистая энергия незаряженных частиц, покидающих малый объем, за исключением той, которая возникает от радиационных потерь кинетической энергии заряженных частиц внутри выделенного малого объема;  $R_r^{unch}$  – лучистая энергия, испускаемая заряженными частицами в качестве радиационных потерь, имеющих место внутри выделенного малого объема.

Для большей ясности введенных определений стохастических величин  $\varepsilon, \varepsilon_{tr}$  и  $\varepsilon_{tr}^{n}$  рассмотрим дополнительно примеры, приводимые Аттиксом в работе [3].

Пусть фотон с энергией  $E_{\gamma_1}$  входит в малый объем вещества V вокруг точки интереса и испытывает там комптоновское рассеяние, в результате которого образуется рассеянный фотон с энергией  $E_{\gamma_2}$  и электрон с кинетической энергией T. Этот электрон внутри малого объема образует тормозной фотон с энергией  $E_{\gamma_3}$ , покидает объем с кинетической энергией T' и испускает уже вне объема фо

тон тормозного излучения с энергией  $E_{\gamma_4}$  (рис. 4.1). Значения  $\varepsilon, \varepsilon_{tr}$  и  $\varepsilon_{tr}^n$  в этом случае равны:

$$\begin{aligned} \varepsilon &= E_{\gamma_1} - (E_{\gamma_2} + E_{\gamma_3} + T') + 0; \\ \varepsilon_{tr} &= E_{\gamma_1} - E_{\gamma_2} + 0 = T; \\ \varepsilon_{tr}^n &= E_{\gamma_1} - E_{\gamma_2} - (E_{\gamma_3} + E_{\gamma_4}) + 0 = T - (E_{\gamma_3} + E_{\gamma_4}). \end{aligned}$$
(4.13)



Рис. 4.1. Иллюстрация понятий «поглощенная энергия»  $\varepsilon$ , «переданная энергия»  $\varepsilon_{tr}$ и «чистая переданная энергия»  $\varepsilon_{tr}^{n}$  на примере фотона, входящего в малый объем V и испытывающего там комптоновское рассеяние, в результате которого электрон, получивший кинетическую энергию T, часть ее тратит на испускание тормозного излучения и выходит из объема с энергией T' (адаптировано из [3])

Второй пример, иллюстрирующий важность члена с  $Q_{\Delta m}$ , показан на рис. 4.2. Фотон, испущенный радиоактивным атомом внутри малого объема V с энергией  $E_{\gamma_1}$ , в электромагнитном поле ядра образует пару электрон с кинетической энергией  $T_1$  и позитрон с кинетической энергией  $T_2$ . Обе частицы заканчивают свой пробег внутри объема V, но позитрон в конце пробега аннигилирует с одним из электронов в веществе. Образовавшиеся при этом два аннигиляционных фотона выходят из малого объема V. Соответствующие значения  $\varepsilon, \varepsilon_n$  и  $\varepsilon_n^n$  (в единицах МэВ) в этом случае будут равны:

 $\varepsilon = \varepsilon_{tr} = \varepsilon_{tr}^{n} = 0 - 1,022 + Q_{\Delta m},$  (4.14) где  $Q_{\Delta m} = E_{\gamma_{1}} - 2m_{e}c^{2} + 2m_{e}c^{2} = E_{\gamma_{1}}.$ Следовательно,

$$\varepsilon = \varepsilon_{tr} = \varepsilon_{tr}^{n} = E_{\gamma_{1}} - 1,022 = T_{1} + T_{2}.$$
(4.15)

Отметим, что в рассмотренном случае отсутствуют радиационные потери, так как аннигилляционные фотоны получают свою энергию от изменения массы покоя, а не из кинетической энергии заряженных частиц.



Рис. 4.2. Иллюстрация понятий «поглощенная энергия»  $\varepsilon$ , «переданная энергия»  $\varepsilon_{tr}$ и «чистая переданная энергия»  $\varepsilon_{tr}^{n}$  на примере эмиссии фотона, эффекта образования пар и аннигиляции позитрона (адаптировано из [3])

Если позитрон на рис. 4.2 аннигиллирует на лету, когда его кинетическая энергия была  $T_3$ , тогда полная лучистая энергия аннигилляционных фотонов будет 1,022 МэВ+ $T_3$ . Предполагая, что эти аннигилляционные фотоны покидают малый объем V, получаем:

$$\varepsilon = 0 - (1,022 + T_3) + E_{\gamma_1} = T_1 + T_2 - T_3;$$
  

$$\varepsilon_{tr} = 0 - 1,022 + E_{\gamma_1} = T_1 + T_2;$$
  

$$\varepsilon_{tr}^n = 0 - 1,022 - T_3 + E_{\gamma_1} = T_1 + T_2 - T_3.$$
  
(4.16)

Здесь  $T_3$  выводится из кинетической энергии заряженных частиц, так как представляет радиационные потери, и  $\varepsilon_{tr}^n$  меньше, чем  $\varepsilon_{tr}$ , как раз на это количество. В то же время в данном случае  $\varepsilon = \varepsilon_{tr}^n$ .

#### 2.2. Нестохастические величины

Ожидаемые (средние) значения введенных выше стохастических величин представляют нестохастическую метрику радиационного поля.

#### 2.2.1. Керма

Термин "керма" представляет аббревиатуру от "кинетическая энергия, освобождаемая в единице массы" и применяется только к косвенно ионизирующему излучению (фотоны и нейтроны). Керма связана с соответствующей стохастической величиной  $\varepsilon_{tr}$  и обозначается *K*. Значение кермы в точке интереса *P*, расположенной внутри малого объема *V*, определяется следующим уравнением:

$$K = \frac{d\overline{\varepsilon}_{tr}}{dm},\tag{4.17}$$

где  $\overline{\varepsilon}_{tr}$  – ожидаемое (среднее) значение энергии, переданной косвенно ионизирующим излучением в конечном объеме в течение определенного временного интервала;  $d\overline{\varepsilon}_{tr}$  – значение этой же энергии в бесконечно малом объеме dV вокруг точки P; dm – масса вещества, заключенная в объеме dV. Усреднение  $\varepsilon_{tr}$  проводится по достаточно большому количеству событий передачи энергии от излучения в объеме dV.

Таким образом, керма является ожидаемым (средним) значением энергии, переданной заряженным частицам при взаимодействии косвенно ионизирующего излучения с веществом, на единицу массы в выбранной точке интереса, включая радиационные потери энергии, но исключая энергию, переданную от одной заряженной частицы к другой.

Единицей измерения кермы в СИ служит Дж/кг, называемая греем (Гр) в честь известного ученого в области радиоологической физики L.H. Gray. Внесистемными, но нередко применяемыми единицами измерения кермы являются эрг/г, называемый рад, и МэВ/г. Связь между единицами следующая:

1 Гр = 1 Дж/кг =  $10^2$  рад =  $6,242 \cdot 10^{11}$  МэВ/г.

#### 2.2.2. Поглощенная доза

Термин доза имеет широкое применение и значение в разных областях науки, технике и в быту. В радиационной физике термин "поглощенная доза" используется для описания последствия взаимодействия между ионизирующим излучением и средой. Поглощенная доза является нестохастической величиной, которая связана с соответствующей стохастической величиной  $\varepsilon$ , и обозначается *D*. Значение поглощенной дозы в точке интереса *P*, расположенной внутри малого объема *V*, определяется следующим уравнением:

$$D = \frac{d\overline{\varepsilon}}{dm},\tag{4.18}$$

где  $\overline{\epsilon}$  – ожидаемое (среднее) значение энергии, поглощенной внутри конечного объема в течение определенного временного интервала в результате взаимодействия между ионизирующим излучением и веществом;  $d\overline{\epsilon}$  – значение этой же энергии в бесконечно малом объеме dV вокруг точки P; dm – масса вещества, заключенная в объеме dV. Усреднение  $\epsilon$  проводится по достаточно большому количеству событий поглощения энергии излучения в объеме dV.

Таким образом, поглощенная доза представляет ожидаемое значение энергии ионизирующего излучения, поглощенной в веществе на единицу массы вблизи точки интереса. Подчеркнем, что в этом случае речь идет об энергии, которая остается в веществе вокруг точки P. Именно с этой энергией связаны (пропорционально или в более сложной форме) различные эффекты воздействия ионизирующего излучения на вещество. Единицей измерения поглощенной дозы D, так же как и кермы K, в СИ является грей (Гр), и на практике нередко используется рад.

#### 2.2.3. Мощность кермы и мощность поглощенной дозы

Мощность кермы и мощность поглощенной дозы в точке P в момент времени t обозначаются, соответственно,  $\dot{K}$  и $\dot{D}$ и определяются из следующих уравнений:

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{d\varepsilon}{dm}\right); \tag{4.19}$$

$$\dot{K} = \frac{dK}{dt} = \frac{d}{dt} \left( \frac{d\varepsilon_{tr}}{dm} \right).$$
(4.20)

Предпочтительной единицей измерения этих величин в СИ является Гр/с (Дж/(кг·с)), но допускается и рад/с.

#### 2.2.4. Экспозиционная доза (экспозиция)

Экспозиционная доза (экспозиция) является третьей фундаментальной нестохастической величиной, используемой в радиационной физике. Исторически она появилась раньше, чем поглощенная доза и керма. В настоящее время в зарубежной литературе ее стали называть экспозицией. Это понятие определяется только для *х*лучей и γ-излучения. В России пока чаще применяется термин экспозиционная доза, хотя само понятие экспозиционной дозы не рекомендуется для официального применения.

Экспозиционная доза обозначается X и определяется согласно Публикации 33 МКРЕ [1] как частное от деления dQ на dm, где dQ– абсолютный суммарный заряд ионов одного знака, созданных в воздухе при полном торможении электронов и позитронов, освобожденных фотонами в массе воздуха dm, т.е.

$$X = \frac{dQ}{dm}.$$
 (4.21)

Важно отметить, что заряд dQ включает заряд всех ионов одного знака, созданных в результате полного использования кинетичесой энергии электронов и позитронов в воздухе независимо от места образования этих ионов. В то же время ионизация, возникающая от тормозного излучения, которое испускается электронами и позитронами, образующимися от взаимодействия фотонов в массе воздуха dm, не включаются в dQ.

Единицей измерения экспозиционной дозы в СИ является кулон на килограмм (Кл/кг). На практике распространена внесистемная единица экспозиционной дозы – рентген, обозначение Р – по имени знаменитого немецкого ученого В.К. Рентгена. Соотношение между единицами

$$1 K_{\pi}/\kappa = 3,88 \cdot 10^3 P.$$

# 2.3. Вычисление кермы и поглощенной дозы, основанное на характеристиках поля

Определения кермы и поглощенной дозы могут быть сделаны, используя базовые характеристики поля ионизирующего излучения применительно к объему V, находящегося в среде с плотностью о и ограниченного поверхностью А, который облучается ионизирующим излучением. Пусть направляющий вектор будет положительным, если он выходит из объема И. Чистый перенос лучистой энеробъема через элементарную ГИИ внутрь плошалку  $d\vec{A} = \vec{n} \cdot dA$ , где  $\vec{n}$  – нормаль к площадке, равен скалярному произведению  $\vec{\psi} \cdot d\vec{A}$ , где  $\vec{\psi}$  – векторный флюенс энергии излучения. Средняя энергия, поглощенная в выделенном объеме, равна сумме поверхностного интеграла от этого скалярного произведения и средней сумме энергий масс покоя, освобождаемых в объеме:

$$\overline{\varepsilon} = -\oint_{A} \vec{\psi} \cdot d\vec{A} + \overline{\sum_{i} Q_{i}}.$$
(4.22)

Используя теорему Гаусса, поверхностный интеграл в уравнении (4.22) преобразуем в объемный интеграл от дивергенции  $\vec{\psi}$ :

$$\bigoplus_{A} \vec{\psi} \cdot d\vec{A} = \bigoplus_{V} \nabla \vec{\psi} \cdot dV.$$
(4.23)

Разделяя векторный флюенс энергии на два компонента, связанные с фотонами  $\vec{\Psi}_{\gamma}$  и заряженными частицами  $\vec{\Psi}_{c}$ , приходим к следующему уравнению:

$$\overline{\varepsilon} = - \bigoplus_{V} \nabla \overline{\psi} \cdot dV + \overline{\sum_{i} Q_{i}} = \bigoplus_{V} dV \left( -\nabla \overline{\psi} + \frac{d\left(\sum_{i} Q_{i}\right)}{dV} \right) =$$

$$= \bigoplus_{V} dV \left( -\nabla (\overline{\psi}_{\gamma} + \psi_{c}) + \frac{d\left(\sum_{i} Q_{i}\right)}{dV} \right).$$
(4.24)

Полученный результат подставим в уравнении (4.18), определяющем поглощенную дозу излучения,

$$D = \frac{1}{\rho} \lim_{V \to 0} \left( \frac{\overline{\varepsilon}}{V} \right) = -\frac{\nabla(\psi_{\gamma} + \psi_{c})}{\rho} + \frac{1}{\rho} \frac{d\left(\overline{\sum_{i} Q_{i}}\right)}{dV} =$$

$$= K - \frac{\nabla\psi_{c}}{\rho} + \frac{1}{\rho} \frac{d\left(\overline{\sum_{i} Q_{i}}\right)}{dV},$$
(4.25)

где керма (*K*) определяется как дивергенция векторного флюенса энергии фотонов, нормированная на физическую плотность вещества:

$$K = \frac{\nabla \psi_{\gamma}}{\rho}.$$
 (4.26)

Уравнение (4.25) определяет поглощенную дозу как керма минус дивергенция векторного флюенса энергии заряженных частиц, нормированная на физическую плотность вещества, плюс освобождаемая энергия масс покоя на единицу массы вещества. Если исключить последний член, то из (4.25) следует, что депозит энергии меньше, чем выделяемая энергия. Однако существуют такие условия, при которых эти величины можно считать практически равными.

# 2.4. Керма, поглощенная доза и равновесие заряженных частиц

Из уравнения (4.25) следует, что в отсутствие любого освобождения энергии масс покоя, значение кермы будет меньше, чем значение поглощенной дозы, если дивергенция векторного флюенса энергии заряженных частиц будет не равна нулю. Такое условие соответствует состоянию, называемому "неравновесие заряженных частиц" (НЗЧ). Если же имеет место состояние, называемое "равновесие заряженных частиц" (РЗЧ, англ. "charged particle equilibrium" (*CPE*)), то дивергенция векторного флюенса энергии заряженных частиц будет равна нулю  $((\nabla \vec{\psi}_c)/\rho = 0)$ . Следовательно, в состоянии РЗЧ поглощенная доза и керма связаны соотношением

$$D = K + \frac{1}{\rho} \frac{d\left(\overline{\sum_{i} Q_{i}}\right)}{dV}.$$
(4.27)

Таким образом, если существует РЗЧ и не происходит освобождения энергии масс покоя при взаимодействии фотонов с веществом, значения поглощенной дозы и кермы совпадают. Более подробно вопросы равновесия обсуждаются в разделе 4 настоящей главы.

# 3. Связь кермы и экспозиционной дозы с флюенсами частиц и энергии

### 3.1. Керма на единичный флюенс фотонов

Соотношение между кермой и флюенсом фотонов, создающих эту керму, является важным для понимания зависимости ионизации среды от энергии фотонов.

Для моноэнергетического фотонного излучения с энергией E керма в точке P связана с флюенсом энергии через массовый коэффициент передачи энергии ( $\mu/\rho$ )<sub>*E*,*Z*</sub>, являющийся функцией энергии и атомного номера вещества в точке P:

$$K = \Psi \cdot \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_{E,Z} = \Phi \cdot E \cdot \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_{E,Z},$$
(4.28)

где ( $\mu_{tr}/\rho$ )<sub>*E,Z*</sub> выражается в СИ в единицах м<sup>2</sup>/кг или см<sup>2</sup>/г;  $\psi$  – в единицах Дж/м<sup>2</sup> или эрг/г;  $\Phi$  – в единицах м<sup>-2</sup> или см<sup>-2</sup>; Е – в единицах Дж или эрг. Тогда результат расчета кермы будет выражен в Гр или рад.

Если флюенс энергии фотонов в точке *P* полиэнергетический, то значение кермы находится через соответствующее интегрирование по энергии

$$K = \int_{E=0}^{E_{\text{max}}} \Psi(E') \cdot \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_{E',Z} dE' = \int_{E=0}^{E_{\text{max}}} \Phi(E') \cdot E' \cdot \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_{E',Z} dE'.$$
(4.29)

Численные значения массового коэффициента передачи энергии  $(\mu_{tr}/\rho)_{E,Z}$  для разных веществ и энергий фотонов приводятся во многих работах, например [3,7,8]. Для примера зависимость отношения  $K/\Phi$  ( $K/\Phi = E \cdot (\mu_{tr}/\rho)_{E,Z}$ ) от энергии фотонов для воздуха показана на рис. 4.3. В области низких энергий преимущественным видом взаимодействия является фотоэлектрическое поглощение, поперечное сечение которого изменяется примерно по закону ~  $E_{x}^{-7/2}$ , поэтому отношение К/Ф уменьшается с увеличением энергии по закону ~  $E_{\chi}^{-5/2}$ . Однако для сред с низким Z при энергиях фотонов  $E_{\gamma} \ge 0,1$  МэВ вклад некогерентного рассеяния в массовый коэффициент передачи энергии существенно превышает вклад фотоэффекта. В то же время поперечное сечение передачи энергии при комптоновском рассеянии слабо изменяется в области энергий  $0,1 \le E_r \le 1,0$  МэВ. Поэтому в этом энергетическом диапазоне отношение К/Ф почти линейно зависит от энергии фотонов.



Рис. 4.3. Зависимость отношения  $K/\Phi$  ( $K/\Phi = E \cdot (\mu_{tr}/\rho)_{E,Z}$ ) от энергии фотонов для воздуха [2]

# 3.2. Керма на единичный флюенс нейтронов

Вообще говоря, для расчета кермы нейтронов могло бы использоваться уравнение типа (4.27), однако количественное описание нейтронных полей традиционно проводится не через флюенс энергии, а через флюенс нейтронов. Для перехода от флюенса и плотности потока нейтронов, к керме и к мощности кермы применяется величина, называемая керма-фактором и обозначаемая  $F_n$ . Она равна отношению  $K/\Phi_n$  и зависит от энергии нейтронов, от атомного веса и атомного номера вещества. Для моноэнергетического пучка нейтронов значение кермы определяется из формулы

$$K = \left(F_n\right)_{E,Z} \cdot \Phi_n. \tag{4.30}$$

Единицей измерения  $F_n$  в СИ является преимущественно Гр·м<sup>2</sup>, но допускается рад·см<sup>2</sup>. Если пучок нейтронов немоноэнергетический, то

$$K = \int_{0}^{E_{\text{max}}} \left( F_n \right)_{E',Z} \cdot \Phi_n(E') \cdot dE'.$$
(4.31)

Среднее значение для пучка нейтронов с полиэнергетическим спектром можно определить из уравнения

$$\overline{\left(F_{n}\right)} = \frac{K}{\Phi} = \frac{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \left(F_{n}\right)_{E',Z} \cdot \Phi(E') \cdot dE'}{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \Phi(E') \cdot dE'},$$
(4.32)

где  $E_{\min}$  и  $E_{\max}$  – минимальная и максимальная энергия в спектре пучка нейтронов соответственно.

Принципы расчета кермы-фактора для нейтронов рассмотрены ниже в главе 6. Численные значения керма-фактора  $F_n$  для разных материалов приводятся в ряде работ, например [3,9].

### 3.3. Компоненты кермы

В случае фотонного излучения керма представляет собой энергию, передаваемую при взаимодействии электронам и позитронам в единице массы вещества. Эту энергию быстрые заряженные частицы в свою очередь могут потратить где угодно:

• на кулоновское взаимодействие с атомными электронами вещества, приводящее к диссипации энергии вблизи трека частиц как результат ионизации и возбуждения атомов вещества. Эти потери энергии называют потери при столкновениях;

• на радиационное взаимодействие с кулоновским полем ядра, приводящее к испусканию тормозных фотонов. Тормозные фотоны

являются существенно более проникающими частицами, чем заряженные частицы и они тратят свою энергию на достаточно далеких расстояниях от трека. Эти потери энергии называют радиационными потерями.

Кроме того. позитроны могут потерять заметную часть своей кинетической энергии при аннигиляции на лету, в результате чего эта энергия передается аннигилляционным фотонам, также уносящим ее далеко от трека. В соответствии с таким распределением полученной кинетической энергией принято разделять керму на два компонента:

$$K = K_c + K_r, \tag{4.33}$$

где  $K_c$  – определяет ту часть полученной кинетической энергии, которую заряженные частицы тратят на ионизацию и возбуждение атомов, и ее называют кермой столкновения;  $K_r$  – определяет ту часть полученной кинетической энергии, которую заряженные частицы тратят на испускание тормозного излучения, и ее называют радиационной кермой.

При взаимодействии нейтронов с веществом, их кинетическая энергия передается, главным образом, тяжелым ядрам отдачи, для которых компонент  $K_r$  пренебрежимо мал в рассматриваемой области энергий. Поэтому для нейтронов полагаем, что  $K = K_c$ .

Нестохастическую величину  $K_c$ , учитывая уравнение (4.12), можно связать со стохастической величиной  $\varepsilon_{tr}^n$ . Отсюда получаем:

$$K_c = \frac{d\,\overline{\varepsilon}_{tr}^n}{dm},\tag{4.34}$$

где  $\overline{\epsilon}_{tr}^{n}$  – ожидаемое (среднее) значение "чистой" энергии, передаваемой фотонами при взаимодействии заряженным частицам, т.е. за исключением той части кинетической энергии, которую заряженные частицы тратят на образование тормозного излучения.

Таким образом, керма столкновений есть ожидаемое (среднее) значение "чистой" энергии, переданной заряженным частицам на единицу массы вблизи точке интереса *P* за исключением радиационных потерь энергии и энергии, переходящей от одной заряженной частицы к другой.

Радиационная керма представляет разность между кермой и кермой столкновений.

Для моноэнергетических фотонов связь между флюенсом частиц и кермой столкновений, а также между флюенсом энергии и кермой столкновений выражается в виде следующих формул:

$$K_{c} = \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{E,Z} \cdot E \cdot \Phi = \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{E,Z} \cdot \psi, \qquad (4.35)$$

где (µ<sub>en</sub>/р)<sub>E,Z</sub> – массовый коэффициент поглощения энергии.

Численные значения массового коэффициента поглощения энергии ( $\mu_{en}/\rho$ )<sub>*E,Z*</sub> для разных веществ и энергий фотонов приводятся во многих работах, например [3,7,8].

В отличие от кермы и кермы столкновения для поглощенной дозы нельзя получить уравнение, прямо связывающее флюенс частиц или флюенс энергии в поле косвенно ионизирующего излучения с поглощенной дозой. В таких полях поглощенная доза непосредственно связана не с характеристиками поля, а с депозитом энергии от образующихся при взаимодействии вторичных заряженных частиц.

# 3.4. Связь между экспозиционной дозой и флюенсом фотонов и флюенсом энергии фотонов

Экспозиционную дозу можно связать с флюенсами фотонов и энергии фотонов, опираясь на уравнение (4.33) и используя величину W, представляющую среднюю энергию, идущую на образование одной пары ионов (обоих знаков) в воздухе при нормальных условиях. Соответствующее уравнение имеет вид

$$X = E \cdot \Phi \cdot \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{E,air} \cdot \left(\frac{e}{\overline{W}}\right)_{air} = \psi \cdot \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{E,air} \cdot \left(\frac{e}{\overline{W}}\right)_{air} =$$

$$= \left(K_{c}\right)_{air} \cdot \left(\frac{e}{\overline{W}}\right)_{air} = \left(K_{c}\right)_{air} / 33.97,$$
(4.36)

где удобно выразить все величины в СИ: Ф и  $\psi$  в единицах м<sup>-2</sup> и Дж/м<sup>2</sup>, соответственно; ( $\mu_{en}/\rho$ )<sub>E,air</sub> в единицах м<sup>2</sup>/кг; К<sub>с</sub> в единицах Дж/кг; ( $e/\overline{W}$ )<sub>air</sub> в единицах (1/33,97) Кл/Дж; тогда X будет в единица Кл/кг.

Внесистемной и пока еще достаточно распространенной единицей измерения экспозиционной дозы является рентген (Р). Он определяется как экспозиционная доза фотонного излучения, при прохождении которого через 0,001293 г воздуха в результате завершения всех ионизационных процессов в воздухе создаются ионы, несущие одну электростатическую единицу количества электричества каждого знака. Связь между единицами следующая:

1 P =  $2,580 \cdot 10^{-4}$  Кл/кг.

Если пучок фотонов не моноэнергетический, то

$$X = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{E',air} \cdot \left(\frac{e}{\overline{W}}\right)_{air} \cdot \psi(E') \cdot dE'.$$
(4.37)

# 4. Радиационное равновесие

## 4.1. Введение

Решение многих проблем дозиметрии ионизирующих излучений сильно упрощается, если существует в области точки интереса состояние радиационного равновесия (PP). Рассмотрим эту проблему детальнее, ориентируясь на анализ, сделанный в работе [3].

В разделе 2.4 был рассмотрен пример, где показывалось, что однозначное соответствие между поглощенной дозой и кермой столкновения может быть установлено, если имеет место состояние РР или динамического (переходного) радиационного равновесия (ДРР, англ. transient charged particle equilibrium (*TCPE*)).

Состояние радиационного равновесия можно описать в общем виде как такое состояние, при котором количество излучения (энергии или числа частиц), входящего в выбранный объем точно уравнивается количеством, выходящем из объема. На практике эти состояния абсолютного равновесия реализуются достаточно редко, чаще имеют место состояния только приближенного (динамического или переходного) равновесия. Но и эти приближенные равновесия позволяют решить многие вопросы дозиметрии.

Как пример, рассмотрим случай гомогенной сферы, содержащей однородно распределенный β-излучающий радионуклид. Пусть радиус сферы превышает максимальный пробег этих β-частиц.

Очевидно, что PP будет существовать внутри сферического объема с радиусом, равным разности между радиусом сферы и максимальным пробегом  $\beta$ -частиц. Если эта разность будет очень мала, поглощенная доза в сферическом объеме хорошо аппроксимируется депозитом энергии в полном сферическом объеме, деленном на его массу.

# 4.2. Полное радиационное равновесие

Введем понятие полного (абсолютного) радиационного равновесия (ПРР, англ. complete radiation equilibrium (*CRE*)) на примере небольшого сферического объема  $V_2$ , центрированного вокруг точки *P* и расположенного внутри сферического объема  $V_1$ , содержащего распределенный радиоактивный источник (рис. 4.4). Пусть объем  $V_1$  обладает следующими свойствами:

- а) атомный состав вещества в объеме гомогенный;
- *b)* плотность вещества гомогенная;
- с) распределение источников однородное;

*d)* внутри объема отсутствует электрические или магнитные поля, искажающие траектории заряженных частиц.

Минимальное расстояние между границами двух объемов обозначим S, и пусть оно больше максимального пробега R<sub>max</sub> излучения, испускаемого радиоактивными ядрами. Проведем внутри V<sub>1</sub> сферу радиусом  $R_{\text{max}}$  и с центром в точке *T*, находящейся на границе объема V<sub>2</sub> в точке касания касательной плоскости. Рассмотрим излучения, пересекающие касательную плоскость через единицу площади. Так как распределение радиоактивного источника внутри сферы S полностью симметрично относительно касательной плоскости, то имеется взаимное соответствие (в нестохастическом пределе) между излучениями каждого типа и энергиями, пересекающими касательную плоскость вблизи точки Т в противоположных направлениях. Такая ситуация имеет место для любой плоскости, касательной к объему  $V_2$ , независимо от их ориентации. Следовательно, лучистая энергия заряженного и незаряженного излучений, входящая в объем V<sub>2</sub>, равна лучистой энергии выходящей из  $V_2$ :

$$\overline{R}_{in}^{unch} = \overline{R}_{out}^{unch} \tag{4.38}$$

$$\overline{R}_{in}^c = \overline{R}_{out}^c, \qquad (4.39)$$

где индексы *unch* и *c* относятся к незаряженному и заряженному излучению соответственно.



Рис. 4.4. К определению понятия полного радиационного равновесия

Из баланса входящей и выходящей лучистой энергии между двумя объемами вытекает, что средняя поглощенная энергия равняется сумме освобождаемой энергии масс покоя:

$$\overline{\varepsilon} = \sum_{n=1}^{M} \overline{Q}_n. \tag{4.40}$$

Отсюда поглощенная доза в объеме V<sub>2</sub> находится из уравнения

$$D = \frac{d\overline{\varepsilon}}{dm} = \frac{d\overline{Q}_{\Delta m}}{dm}.$$
(4.41)

Таким образом, в условиях ПРР поглощенная доза в малом объеме гомогенной радиоактивной среды равна средней энергии, освобождаемой в единице массы этого объема. Этот результат получается также из уравнения (4.25), так как состояние ПРР предполагает, что  $\nabla \vec{\psi}_{\gamma} = \nabla \vec{\psi}_{c} = 0$ .

Концепция ПРР имеет важное практическое значение особенно в области ядерной медицины и радиобиологии, где распределенные радиоактивные источники могут вводиться в тело пациента или биологической объекта для диагностики, терапии или аналитических целей.

#### 4.3. Равновесие заряженных частиц

Равновесие заряженных частиц (РЗЧ, англ. charged-particle equilibrium (*CPE*)) существует в объеме v, если заряженная частица данного вида и энергии, выходящая из объема, замещается идентичной частицей той же энергии, входящей в объем, в терминах ожидаемых величин (Аттикс [10]). РЗЧ является частным случаем ПРР, там где существует ПРР имеет место и РЗЧ. Другими словами, существование ПРР является достаточным условием для РЗЧ. Однако практическая важность РЗЧ вытекает из факта, что при определенных условиях РЗЧ может иметь место приближенно даже в отсутствие ПРР.

### 4.3.1. РЗЧ для распределенных радиоактивных источников

Рассмотрим вначале простой случай, когда источник испускает только заряженные частицы, радиационные потери которых пренебрежимо малы. Пусть расстояние *S* на рис. 4.4 будет больше, чем максимальный пробег частиц  $R_{\text{max}}$ . Если в объеме  $V_1$  удовлетворяются четыре условия (a - d) (см. выше раздел 4.2), тогда в объеме  $V_2$  существуют и ПРР и РЗЧ.

Возьмем теперь более сложный случай, когда распределенный источник на рис. 4.4 испускает и заряженные частицы, и более проникающее косвенно ионизирующее излучение. Пусть объем  $V_1$  будет относительно большим, так чтобы расстояние S превышало максимальный пробег заряженных частиц  $R_{\text{max}}$ . Если косвенно ионизирующие лучи являются достаточно проникающими, чтобы выйти из объема без значительного взаимодействия со средой, то они практически не создадут вторичных заряженных частиц. Поэтому требуется учитывать только первичные заряженные частицы, и, следовательно, при выполнении условий (a - d) поток заряженных частиц, входящих в объем  $V_2$ , будет полностью идентичен потоку заряженных частиц, выходящих из объема  $V_2$ . Таким образом, в этом случае РЗЧ имеет место только для первичных заряженных

частиц и удовлетворяется уравнение (4.39). Но ПРР при этом не достигается и, следовательно, равенство (4.38) для объема  $V_2$  не выполняется, так как  $\overline{R}_{out}^{unch} > \overline{R}_{in}^{unch}$ . Такой вывод вытекает из очевидного факта, что косвенно ионизирующее излучение, образующееся в объеме  $V_2$  и выходящее из объема  $V_1$ , не компенсируется, так как снаружи объема  $V_2$  источник не существует. Уравнение для ожидаемого (среднего) значения поглощаемой энергии в данном случае имеет вид

$$\overline{\varepsilon} = \overline{R}_{in}^{unch} - \overline{R}_{out}^{unch} + \overline{\sum Q}.$$
(4.42)

Так как мы предполагали, что косвенно ионизирующие лучи в силу высокой проникающей способности не взаимодействуют значительно в объеме  $V_2$ , то  $\overline{\epsilon}$  равна кинетической энергии, переданной источником в  $V_2$  только заряженным частицам за вычетом радиационных потерь, теряемых этими частицами в пределах  $V_2$ . Отсюда средняя поглощенная доза в  $V_2$  в условиях РЗЧ определяется значением, даваемым уравнением (4.42) деленном на массу вещества в объеме  $V_2$ .

Предположим теперь, что размеры объема  $V_1$ , где находится распределенный источник, расширяются, так что расстояние S постепенно увеличивается и становится больше, чем эффективный пробег косвенно ионизирующих лучей и их вторичных частиц. Такое переход вызывает увеличение члена  $\bar{R}_{in}^{unch}$ , пока он не достигнет значения  $\bar{R}_{out}^{unch}$ . Таким образом, восстанавливается состояние ПРР в соответствии с аргументом симметрии, прикладываемым ко всем лучам. Поглощаемая энергия, выражаемая формулой (4.42) для состояния РЗЧ, с этого момента трансформируется в уравнение (4.40) для состояния ПРР.

Расчет поглощенной дозы является очевидным для любого из этих предельных случаев (РЗЧ или ПРР), однако промежуточные ситуации оказываются более трудными.

Возьмем теперь вариант, когда распределенный источник испускает только косвенно ионизирующее излучение. Состояние РЗЧ для этого случае достигается только при условии существования также состояния ПРР, что уже обсуждалось в разделе 4.2.

# 4.3.2. РЗЧ для внешних источников косвенно ионизирующего излучения

Рассмотрим теперь геометрию задачи, в которой внешний пучок косвенно ионизирующего излучения падает на сферический объем  $V_1$ , внутри которого находится малый объем  $V_2$  (рис. 4.5). Допустим, что расстояние между границами объемов  $V_1$  и  $V_2$  не меньше, чем максимальное расстояние проникновения любой вторичной заряженной частицы. Тогда в объеме  $V_2$  будет существовать РЗЧ (в нестохастическом понятии), если в объеме  $V_1$  выполняются следующие четыре условия:

а) атомный состав среды гомогенный;

*b)* плотность среды гомогенная;

*c)* поле косвенно ионизирующего излучения однородно по объему, т.е. ослабление излучения в объеме пренебрежимо мало;

*d)* отсутствуют негомогенные электрическое и магнитное поля.



Рис. 4.5. Геометрия задачи по определению условий существования РЗЧ с внешним источником косвенно ионизирующего излучения

Эти условия подобны условиям, перечисленным в разделе 4.2, за исключением требования размера расстояния между границами объемов и требования однородности поля косвенно ионизирующего излучения, которое заменило требование однородности источника. В силу однородности поля можно утверждать, что число заряженных частиц, образующихся в единице объема в каждом энергетическом интервале и элементе телесного угла, будет однородно по всему объему. Взаимодействие фотонов и нейтронов с веществом порождает анизотропное угловое распределение рассеянного излучения и вторичных заряженных частиц, но эта анизотропия будет гомогенной по объему. Это обстоятельство вместе с условием однородности поля являются достаточными для существования состояния РЗЧ в объеме  $V_2$ .

Подставим теперь уравнение (4.42) в уравнение (4.12), предполагая нестохастическое ограничение для последнего, и получим, что при условиях РЗЧ

$$\overline{\varepsilon}_{tr}^{n} = \overline{\varepsilon} + \overline{R}_{out}^{unch} - \overline{R}_{out,nonr}^{unch} - \overline{R}_{r}^{unch}.$$
(4.43)

Далее при этих же условиях можно утверждать, что любое радиационное взаимодействие заряженной частицы после того как она покинет объем  $V_2$ , замещается идентичным взаимодействием внутри объема  $V_2$  (рис. 4.6). Отсюда

$$\overline{R}_{out}^{unch} = \overline{R}_{out,nonr}^{unch} + \overline{R}_{r}^{unch}, \qquad (4.44)$$

при условии, что объем  $V_2$  достаточно мал, чтобы позволить пренебрежение покидающими объем фотонами, образовавшимися в результате радиационных потерь (см. рис. 4.5). Для такого случая уравнения (4.43) и (4.44) можно упростить до следующего равенства:

$$\overline{\varepsilon} = \overline{\varepsilon}_{tr}^{n}.$$
(4.45)

Уменьшая объем  $V_2$  до бесконечно малого dv, содержащего массу dm вблизи точки интереса P, получаем:

$$\frac{d\overline{\varepsilon}}{dm} = \frac{d\overline{\varepsilon}_{tr}^{n}}{dm}$$
(4.46)

и, следовательно,

 $D = K_c$  в условиях РЗЧ. (4.47)

Подчеркнем еще раз, что равенства (4.45) и (4.46) применимы только к бесконечно малому объему.

Вывод соотношения (4.47) доказывает, что при существовании РЗЧ в среде вблизи точки интереса, поглощенная доза равна керме столкновения независимо от радиационных потерь. Это является очень важным выводом, так как приравнивает измеряемую величину D к расчетной величине  $K_c$  ( $K_c = \psi \cdot \mu_{en} / \rho$ ).

Кроме того, если одинаковый флюенс энергии  $\psi$  существует в средах *A* и *B*, имеющих разные средние значения коэффициента

поглощения энергии  $\overline{(\mu_{en}/\rho)_A}$  и  $\overline{(\mu_{en}/\rho)_B}$ , то отношение поглощенных доз в этих средах при условии РЗЧ равняется

$$\frac{D_A}{D_B} = \frac{\left(K_c\right)_A}{\left(K_c\right)_B} = \frac{\left(\mu_{en} / \rho\right)_A}{\left(\mu_{en} / \rho\right)_B}$$
 в условиях РЗЧ, (4.48)

где  $(\mu_{en} / \rho)_{A,B}$  можно рассчитать, зная энергетическое распределение флюенса энергии  $\psi(E)$ . Подобное соотношение имеет место и для и для нейтронов, если одинаковый флюнс числа нейтронов  $\Phi(E)$  существует в средах *A* и *B*:

$$\frac{D_A}{D_B} = \frac{K_A}{K_B} = \frac{\left(\overline{F}_n\right)_A}{\left(\overline{F}_n\right)_B}$$
в условияхРЗЧ. (4.49)



Рис. 4.6. Графическая иллюстрация уравнений (4.44) и (4.45) (адаптировано из [3])

В объеме  $V_2$  на рис.4.6 существует РЗЧ, потому что электрон  $e_2$ входит в объем  $V_2$  с кинетической энергией T, равной кинетической энергии, выносимой из объема электроном  $e_1$ . Если электрон  $e_1$  испускает тормозной фотон  $E_{\gamma 1}$ , то электрон  $e_2$  также испустит идентичный фотон (в среднем)  $E_{\gamma 2}$ . Если тормозной фотон  $E_{\gamma 2}$  выходит из объема  $V_2$ , тогда  $\overline{R}_{out}^{unch} = E_{\gamma 2} = E_{\gamma 1} = \overline{R}_r^{unch}$ , и так как  $\overline{R}_{out,nonr}^{unch} = 0$ , то уравнение (4.44) удовлетворяется. Однако если фотон  $E_{\gamma 2}$  поглощается внутри  $V_2$ , образуя вторичный электрон  $e'_2$ , тогда  $\overline{R}^{unch}_{out} = 0$ , но  $\overline{R}^{unch}_{r}$  еще равна  $E_{\gamma 1}$  и  $\overline{R}^{unch}_{out,nonr} = 0$ , как было ранее, поэтому уравнение (4.44) не удовлетворяется. Следовательно, равенство (4.45) выполняется только для достаточно малого размера объемов, чтобы позволить утечку из объема  $V_2$  радиационных потерь. Уравнения (4.46) и (4.47) являются абсолютно правильными, так как соответствующий объем приводится к бесконечно малому.

# 4.4. Нарушение РЗЧ в поле косвенно ионизирующего излучения

Нарушение состояния РЗЧ в поле косвенно ионизирующего излучения происходит при невыполнении четырех основных условий возникновения РЗЧ, сформулированных в разделе 4.3.2. Рассмотрим некоторые практические ситуации, приводящие к невыполнению этих условий.

Одним из достаточно часто встречающихся случаев является близость источника косвенно ионизирующего излучения к объему  $V_1$ . Слишком близкое расположение сосредоточенного источника приводит к неоднородности поля излучения из-за действия закона обратных квадратов.

Следующей причиной нарушения РЗЧ может быть гетерогенность объема  $V_1$ . Если этот объем разделен на зоны, заполненные разными материалами, а объем  $V_2$  находится достаточно близко к границам раздела, то потеря РЗЧ может возникнуть из-за того, что заряженные частицы проникают в объем  $V_2$  из разных сред. Различие же в сечениях и коэффициентах взаимодействия разных сред изменяет характеристики полей заряженных частиц, генерируемых в средах, что не соответствует условиям существования РЗЧ.

Сложная ситуация с сохранением условий существования РЗЧ наблюдается в области высоких энергий косвенно ионизирующего излучения. Дело в том, что с увеличением энергии первичного излучения проникающая способность образующихся при взаимодействии вторичных заряженных частиц растет быстрее, чем проникающая способность первичного излучения. Этот факт иллюстрируется данными, приводимыми в табл. 4.1.

#### Приближенное ослабление фотонов и нейтронов в слое воды, равной максимальному пробегу вторичных заряженных частиц [3]

Энергия первичного из-	Ослабление фотонов (%)	Ослабление нейтронов
лучения, МэВ	на длине, равной макси-	(%) на длине, равной
	мальному пробегу элек-	максимальному пробегу
	тронов	протонов
0,1	0	0
1,0	1	0
10,0	7	1
30,0	15	4

Данные табл. 4.1 свидетельствуют, что, например, для фотонов с энергией 10 МэВ ослабление в слое воды с толщиной, равной максимальной длине пробега вторичных электронов (~5 см), образующихся при взаимодействии этих фотонов с веществом, составляет 7 %, а для нейтронов той же энергии – 1 %. Увеличение энергии первичных излучения до 30 МэВ приводит к ослаблению фотонов на соответствующей толщине слоя воды уже на 15 %, а нейтронов на 4 %. В то же время при рассмотрении условий существования РЗЧ расстояние между границами объемов  $V_1$  и  $V_2$  устанавливалось не меньше, чем максимальный пробег вторичных заряженных частиц. Следовательно, в этой ситуации будет нарушаться требование к однородности поля в объеме  $V_1$ .

# 4.5. Динамическое (переходное) равновесие заряженных частиц

По определению, состояние динамического или переходного равновесия заряженных частиц (ДРЗЧ, англ. *TCPE*) существует внутри среды в той области, где поглощенная доза пропорциональна керме столкновения. ДЗЗЧ можно рассматривать как приближенный вариант РЗЧ или квазиравновесие.

Ранее было установлено, что состояние приближенного РЗЧ существует для вторичных электронов, образующихся при взаимодействии фотонов с веществом, если  $\mu$ ·R<sub>max</sub> << 1. Для фотонов высоких энергий выполнение этого условия становится в некоторой степени проблематичным (см. раздел 4.4.) и как следствие, значение поглощенной дозы и соответствующих значений кермы и кермы поглощения в среде в точке интереса отличаются. Для большей наглядности проанализируем распределение D, K и  $K_c$  по глубине полубесконечной гомогенной среды, облучаемой мононаправленным пучком фотонов с поперечными размерами, достаточными для обеспечения поперечного электронного равновесия для точек на центральной оси пучка (рис. 4.7). Под поперечным электронным равновесием принято понимать такое состояние, когда существует точный баланс в объеме вокруг центральной оси пучка между входящими и выходящими потоками "поперечно" рассеянных электронов.



Рис. 4.7. Геометрия для описания динамического равновесия заряженных частиц

Для удобства будем называть электроны, выбиваемые из атомов при взаимодействии фотонов с веществом, первичными электронами, и электроны, образующиеся в результате взаимодействия первичных электронов с веществом, вторичными электронами. Поглощенная доза в точке P, расположенной на глубине z, обусловлена первичными электронами и вторичными электронами, вырываемыми из атомов в окрестности радиусом  $R_{\text{max}}$  вокруг точки P. Электроны, освобождаемые при взаимодействии фотонов вблизи произвольной точки на глубине z' внесут энергию  $d\varepsilon(\Delta z)$  в слой толщиной  $d(\Delta z)$ , где  $\Delta z = z - z'$ , расположенный на глубине z'. Средняя энергия, поглощенная вблизи точки P одиночным электроном определяется интегралом от распределения  $d\varepsilon(\Delta z)/d(\Delta z)$ 

$$\overline{\overline{\varepsilon}}_{T,c} = \int_{-R_{\text{max}}}^{R_{\text{max}}} d(\Delta z) \frac{d\varepsilon(\Delta z)}{d(\Delta z)}.$$
(4.50)

Если на единицу массы вещества на глубине z' освобождается  $n_c(z')$  электронов, тогда поглощенная доза D на глубине z равна

$$D(z) = \int_{z-R_{\text{max}}}^{z+R_{\text{max}}} dz' \cdot n_c(z') \frac{d\varepsilon(\Delta z)}{d(\Delta z)}.$$
(4.51)

Предполагая экспоненциальное ослабление фотонов в среде, т.е.  $n_c(z) = n_c(z') \cdot \exp(-\mu \cdot \Delta z)$ , преобразуем уравнение (4.51) в следующее:

$$D(z) = n_c(z) \int_{-R_{\text{max}}}^{R_{\text{max}}} d(\Delta z) \frac{d\varepsilon(\Delta z)}{d(\Delta z)} e^{-\mu \cdot \Delta z}.$$
 (4.52)

Данное предположение не учитывает, конечно, рассеяние излучения и изменение спектра фотонов по глубине среды. Но так как поперечные размеры пучка выбирались так, чтобы не нарушить поперечное электронное равновесие, т.е. не очень велики, то рассеянием фотонов можно пренебречь. Учтем далее, что керма столкновения на глубине *z* равна

$$K_c(z) = n_c(z) \cdot \overline{\overline{\varepsilon}}_{T,c}, \qquad (4.53)$$

и включим это соотношение в выражение (4.52). В результате имеем следующее:

$$D(z) = \frac{K_c(z)}{\overline{\overline{z}}_{T,c}} \int_{-R_{\text{max}}}^{R_{\text{max}}} d(\Delta z) \frac{d\varepsilon(\Delta z)}{d(\Delta z)} e^{-\mu \cdot \Delta z}.$$
 (4.54)

Если выполняется неравенство  $\mu R_{\text{max}} \ll 1$ , то уравнение (4.54) можно упростить, разложив экспоненциальный член в ряд, оставив в нем два члена. Получаем окончательно, что для  $z \ge R_{\text{max}}$ 

$$D(z) = K_{c}(z) \left( 1 + \mu \left( \frac{\int_{-R_{\max}}^{R_{\max}} d(\Delta z) \frac{d\varepsilon(\Delta z)}{d(\Delta z)} \Delta z}{\overline{\overline{\varepsilon}}_{T,c}} \right) \right) = K_{c}(z)(1 + \mu \cdot m), \quad (4.55)$$

где m – первый момент функции распределения  $d\varepsilon(\Delta z)/d(\Delta z)$ , нормированной на  $\overline{\overline{\varepsilon}}_{T,c}$ .

Для высокоэнергетических фотонов, образующиеся при взаимодействии электроны, направлены преимущественно вперед, поэтому функция распределения  $d\epsilon(\Delta z)/d(\Delta z)$  имеет большее значение для положительных z. Эта особенность распределения приводит к тому, что в расчетной точке  $D(z) > K_c(z)$ . С другой стороны, для низкоэнергетических фотонов  $d\varepsilon(\Delta z)/d(\Delta z)$  является малой и более изотропной, поэтому в этой области  $D(z) \approx K_c(z)$ . С увеличением атомного номера вещества Z поперечное сечение кулоновского рассеяния возрастает примерно пропорционально  $\sim Z^2$ . Как следствие, распределение  $d\varepsilon(\Delta z)/d(\Delta z)$  становится более симметричным для веществ с большим Z. Таким образом, степень достижения РЗЧ зависит от комбинации длины свободного пробега фотонов, максимального пробега электронов, изотропии углового распределения вторичных электронов и рассеивающей способности среды. Для иллюстрации влияния этих эффектов на рис. 4.8 и 4.9 показаны соотношения между глубинными зависимостями кермы, кермы столкновения и поглощенной дозой для фотонов высоких и низких энергий.



Рис. 4.8. Глубинное распределение кермы, кермы столкновений и поглощенной дозой в полубесконечной среде, на которую из вакуума падает мононаправденный пучок фотонов высоких энергий (адаптировано из [2])

Из представленных данных видно четкое разграничение между распределениями *D*, *K* и *K*<sub>c</sub>. Отношение кермы к керме столкновения представляет практически константу, равную отношению массовых коэффициентов передачи и поглощения энергии,



Глубина Z

Рис. 4.9. Глубинное распределение кермы, кермы столкновения и поглощенной дозой в полубесконечной среде, на которую из вакуума падает мононаправденный пучок фотонов низких энергий (адаптировано из [2])

На рис. 4.8 однозначно предполагается, что часть падающей энергии фотонов переходит в тормозное излучение, испускаемое первичными и вторичными электронами. При высоких энергиях фотонов тормозное излучение так же как и первичные электроны направлены преимущественно вдоль направления первичных фотонов, поэтому поглощенная доза на границе вакуум-среда близка к нулю, затем она нарастает до максимального значения на глубине, равной ~ R<sub>max</sub>. Точка, в которой пересекаются зависимости D и  $K_c$  от глубины находится от поверхности среды на расстоянии, несколько меньшем R<sub>max</sub>. После достижения максимума кривая дозы экспоненциально спадает по закону  $D(z) = K_c(z-m)$  или  $D(z)/K_c(z) =$  $= 1 + \mu m$ . Таким образом,  $K_c(z) > D(z)$  вблизи поверхности раздела и, наоборот,  $D(z) > K_c(z)$  на больших глубинах. Последний факт следует также из закона сохранения энергии, в соответствии с которым площадь под кривой D(z) должна равняться площади под кривой  $K_c(z)$ . В переходном районе РЗЧ отсутствует, но после глубины максимальной дозы устанавливается состояние ДРЗЧ или квазиравновесие. В этом районе отношение  $D(z)/K_c(z)$  равно константе при допущении, что с увеличением глубины обе величины уменьшаются по экспоненциальному закону и не меняется спектр фотонов.

Глубинные зависимости D, K и  $K_c$ , представленные на рис. 4.9 для пучка фотонов низких энергий, практически совпадают. Причиной такого поведения является небольшое значение  $R_{\rm max}$  и пренебрежимо малые радиационные потери. В этих условиях массовые коэффициенты передачи и поглощения энергии равны на любой глубине, поэтому энергия, передаваемая в среду при взаимодействии фотонов, равняется энергии первичных и вторичных электронов, поглощаемой локально.

# 5. Дозовые характеристики поля и единицы, используемые в радиационной безопасности

# 5.1.Относительная биологическая эффективность и коэффициент качества

Согласно современным представлением о биологическом действии ионизирующих излучений важнейшую роль играет ионизация живой ткани, которая непосредственно связана с величиной поглощенной дозы. Однако экспериментальные исследования показали, что поглощенная доза не может служить однозначной мерой биологического воздействия на живые организмы. При очень низких дозах не наблюдается никаких детерминированных биологических эффектов, но после определенного порога такие эффекты начинают проявляться, становясь все более тяжелыми с увеличением дозы. Когда же эксперименты выполнялись при разных условиях облучения (пространственное распределение дозы в организме, мощность дозы, дробность облучения) и с разными видами ионизирующего излучения, то при одинаковой поглощенной дозе биологический эффект оказывался разным.

В то же время свойства ионов не зависят от причины, по которой они возникли, а следовательно, и от вида ионизирующего излуче-ния. Но разные виды излучений и даже излучения одного вида, но различной энергии создают неодинаковые пространственные распределения ионов с разной плотностью ионизации ткани. Эта особенность пространственного распределения ионов характеризуется с помощью понятия линейной потери энергии (ЛПЭ). Радиобиологические данные свидетельствуют, что при воздействии малых доз, т.е. когда еще не проявляются детерминированные (нестохастические) эффекты облучения, возможный ущерб здоровью, проявляемый в виде отдаленных последствий (стохастических эффектов облучения), зависит, в основном, от ЛПЭ. К таким последствиям относится повышение риска развития раковых заболеваний спустя годы после облучения или развитие наследственного заболевания в будущих поколениях. С ростом дозы повышается вероятность, но не тяжесть стохастических эффектов. Зависимость лучевого повреждения от ЛПЭ сохраняет важное значение и при более высоких дозах, но тогда начинают проявлять себя и другие факторы облучения.

Для сравнения биологических эффектов, производимых одинаковой поглощенной дозой, но различными видами излучения используется понятие «относительная биологическая эффективность»  $\eta$  (ОБЭ). Под ОБЭ излучения в настоящее время понимают [11] отношение поглощенной дозы референтного излучения с низкой ЛПЭ ( $\gamma$ -излучение <sup>60</sup>Со, или <sup>137</sup>Сs, или высокоэнергетичное рентгеновское излучение с энергией > 200 кВ, которое было использовано в экспериментальных исследованиях) к поглощенной дозе данного рассматриваемого вида излучения, которые вызывают одинаковый биологический эффект в одинаковых условиях облучения.

Значения ОБЭ для данного вида излучения зависят от условий облучения, включая вид рассматриваемого биологического эффекта, облучаемую ткань или тип клеток, уровень дозы и мощности дозы, а также схему фракционирования облучения. Следовательно, для данного вида и энергии излучения имеется набор значений ОБЭ. ОБЭ достигает максимального значения ( $RBE_M$ ) при малых дозах и мощностях доз.

Другим понятием, применяемым для оценки биологического действия ионизирующих излучений разных видов и энергий в радиационной безопасности, служит коэффициент качества *Q*. Коэффициент качества является регламентированной величиной ОБЭ, устанавливаемой специальными научными комиссиями (например, МКРЗ) на основании медицинских и радиобиологических данных и предназначенной для контроля радиационной безопасности. На рис. 4.10 представлена зависимость Q от ЛПЭ (L) для заряженных частиц в воде, рекомендованная МКРЗ в Приложении 15 к Публикации 21 [12]. Однако позднее эта зависимость был пересмотрена и сейчас предлагается в следующем аналитическом виде [11]:

$$Q(L) = \begin{cases} 1 & L < 10 \text{ кэB/мкм}; \\ 0,32L - 2,2 & 10 \le L \le 100 \text{ кэB/мкм}; \\ 300/\sqrt{L} & L > 100 \text{ кэB/мкм}. \end{cases}$$
(4.57)



Рис. 4.10. Зависимость коэффициента качества от ЛПЭ для заряженных частиц в воде, рекомендованная МКРЗ первоначально [12]

В настоящее время коэффициент качества Q заменен взвешивающими коэффициентами при определении понятия эквивалентной дозы (см. ниже), но он по-прежнему применяется для расчета операционных величин эквивалента дозы, используемых для проведения мониторинга.

# 5.2. Эквивалентная доза и эквивалент дозы

Для учета зависимости биологических эффектов в области малых доз от вида ионизирующего излучения в соответствии с рекомендациями МКРЗ [13] и действующим законодательством [4] вводится дозиметрическая величина – эквивалентная доза в органе или ткани, *H<sub>TR</sub>*, позволяющая оценить возможный ущерб здоровью человека при хроническом воздействии ионизирующего излучения произвольного состава на определенный орган человека.

Эквивалентная доза  $H_{TR}$  равна произведению средней поглощенной дозы  $D_{TR}$ , созданной данным видом ионизирующего излучения в органе или ткани T, на взвешивающий коэффициент  $w_R$  для излучения R, характеризующий его качество:

$$H_{TR} = w_R \cdot D_{TR}. \tag{4.58}$$

При воздействии различных видов излучений с разными взвешивающими коэффициентами эквивалентная доза в органе определяется как сумма эквивалентных доз для этих видов излучения:

$$H_{T} = \sum_{R} w_{R} \cdot D_{TR} = \sum_{R} H_{TR}, \qquad (4.59)$$

где  $w_R$  – безразмерный взвешивающий фактор, определенный для излучения вида R;  $D_{TR}$  – усредненная по объему органа поглощенная доза, создаваемая излучением R, единицей измерения которой в СИ является Дж/кг, имеющая название грей (Гр);  $H_T$  – эквивалентная доза в органе, единица измерения которой в СИ является также является Дж/кг, получившая название зиверт (Зв).

С точки зрения физики приравнивание Гр и Зв в формуле (4.59), несколько странно, но следует иметь в виду, что H является не физическим, а биологическим понятием. Таким образом, один зиверт равен эквивалентной дозе, при которой произведение поглощенной дозы в органе на взвешивающий коэффициент равен 1 Дж/кг. Внесистемная единица эквивалентной дозы – бэр, 1 бэр = 0,01 Зв.

Большинство значений  $w_R$  основано на экспериментальных данных по относительной биологической эффективности различных видов излучений при воздействии в малых дозах. В этой области взвешивающие коэффициенты считаются независимыми от дозы и мощности дозы. Набор значений  $w_R$  был впервые представлен МКРЗ в 1991 г. в Публикации 60. Эти рекомендации, принятые в настоящее время в России, приводятся в табл. 4.2.

Как видно из табл. 4.2, для фотонов и электронов численные значения поглощенной дозы и эквивалентной дозы равны между собой. Для альфа-частиц, нейтронов и протонов эквивалентная доза является кратной величиной по отношению к поглощенной дозе. МКРЗ в 2007 г. в Публикации 103 [11] пересмотрела некоторые из своих рекомендаций по коэффициентам *w<sub>R</sub>*. В частности уменьшены значения *w<sub>R</sub>* для протонов (табл. 4.3) и для нейтронов.

Таблица 4.2

# Взвешивающие коэффициенты W<sub>R</sub> для отдельных видов ионизирующего излучения при расчете эквивалентной доза [14, 4]

Вид излучения	Взвешивающий коэффициент <i>w<sub>R</sub></i>	
Фотоны любых энергий	1,0	
Электроны и мюоны любых энергий	1,0	
Нейтроны с энергией менее 10 кэВ (тепловые)	5,0	
от 10 кэВ до 100 кэВ	10	
от 100 кэВ до 2,0 МэВ	20	
от 2,0 МэВ до 20 МэВ	10	
более 20 МэВ	5	
Протоны (кроме протонов отдачи) с энергией более 2,0 МэВ	5	
Альфа-частицы, осколки деления, тяжелые ядра	20	

Таблица 4.3

#### Взвешивающие коэффициенты W<sub>R</sub> для отдельных видов ионизирующего излучения при расчете эквивалентной доза, рекомендуемые МКРЗ в Публикации 103 [11]

Вид излучения	Взвешивающий коэффициент w <sub>R</sub>		
Фотоны	1		
Электроны и мюоны	1		
Протоны и заряженные ионы	1		
Альфа-частицы, осколки деления, тя-	20		
желые ядра			
Нейтроны	Непрерывная функция энергии нейтро-		
	нов (уравнения (4.60), рис. 4.11)		

В Публикации 60 [14] взвешивающий коэффициент нейтронов определялся двумя способами: ступенчатой функцией (см. табл. 4.2), зависящей от энергии нейтронов, и в виде непрерывной функции (рис. 4.11), обычно применяемой в расчетах. В новых рекомендациях более корректно учтен вклад в дозу вторичных фотонов, которые в основном возникают при захвате замедленных нейтронов. При определении значений *w*<sub>*R*</sub> для нейтронов были использованы следующие непрерывные функции:

$$w_{R} = \begin{cases} 2,5+18,2\exp\left\{-\left[\ln(E_{n})\right]^{2}/6\right\}, & E_{n} < 1 \text{ M}\ni\text{B} \\ 5,0+17,0\exp\left\{-\left[\ln(2E_{n})\right]^{2}/6\right\}, & 1 \text{ M}\ni\text{B} \le E_{n} \le 50 \text{ M}\ni\text{B} \\ 2,5+3,25\exp\left\{-\left[\ln(0,04E_{n})\right]^{2}/6\right\}, & E_{n} \ge 50 \text{ M}\ni\text{B}. \end{cases}$$

$$(4.60)$$



Рис. 4.11. Зависимость взвешивающего фактора w<sub>R</sub> от энергии нейтронов. Ступенчатая и непрерывная функция из Публикации 60 [14] и функция, рекомендуемая в Публикации 103 [11]

Подчеркнем, что значения взвешивающих коэффициентов получены для случая одинакового облучения всех органов и тканей тела человека данным видом ионизирующего излучения, т.е. они не зависят от конкретного органа. Привязка к эквивалентной дозе для конкретного органа осуществляется через усреднение по объему органа распределения поглощенной дозы. В то же время МКРЗ в Публикации 26[13] ввела понятие дозового эквивалента H (англ. dose equivalent). После уточнения в Публикации 60 [14] эта величина определяется для точки в ткани следующим образом:

$$H = D \cdot Q, \tag{4.61}$$

где D – поглощенная доза в заданной точке ткани; Q – соответствующий коэффициент качества в данной точке, значение которого определяется видом и энергией заряженных частиц, проходящих через элемент малого объема в этой точке, и задается в виде:

$$Q = \frac{1}{D} \int_{L=0}^{\infty} Q(L) D_L dL, \qquad (4.62)$$

где  $D_L = dQ/dL$  – распределение D по L для заряженных частиц, дающих вклад в поглощенную дозу в заданной точке. Эта функция особенно важна для нейтронов, так как при взаимодействии нейтронов в ткани создаются различные виды вторичных заряженных частиц.

Единицей измерения эквивалента дозы так же как и эквивалентной дозы, является джоуль на килограмм (Дж/кг), имеющий название "зиверт" (Зв). Это понятие оказывается полезным при определении операционных величин (см. раздел 5.4 настоящей главы).

Эквивалентную дозу рекомендуется использовать только для целей радиационной безопасности до значений, не превышающих 50 мЗв при кратковременном воздействии. В этой области выраженность биологического эффекта зависит только от поглощенной дозы и ЛПЭ. В то же время допускается суммирование доз для оценки общего уровня хронического облучения за длительный промежуток времени, если только кратковременное облучение в каждом случае не превышало 50 мЗв.

# 5.3. Эффективная доза и коллективная эффективная доза

Использование понятие эквивалентной дозы в области обеспечения радиационной безопасности профессиональных работников и населения встречает на практике ряд трудностей. Во-первых, в большинстве случаев облучение приводит к неравномерному пространственному распределению дозы в организме. Во-вторых, отдельные органы и ткани организма имеют разную радиочувствительность. В то же время для адекватной оценки стохастического риска, связанного с облучением людей, необходимо знать какие органы/ткани подверглись облучению, эквивалентную дозу, полученную ими и их специфическую внутреннюю радиочувствительность. Чтобы учесть влияние этих факторов на риск возникновения стохастических эффектов облучения у персонала и населения МКРЗ в Публикации 60 [14] рекомендовала использовать понятие эффективной дозы *E*. Эффективная доза определяется как взвешенная сумма эквивалентных доз в тканях и органах:

$$E = \sum_{T} w_T H_T = \sum_{T} w_T \sum w_R D_{TR}, \qquad (4.63)$$

где  $w_T$  – взвешивающий коэффициент ткани *T*, причем  $\sum w_T = 1$ .

Суммирование производится по всем органам и тканям организма человека, считающимися чувствительными к индукции стохастических эффектов. Значение  $w_T$  выбирается так, чтобы представить вклады отдельных органов и тканей в суммарный радиационный вред от развития стохастических эффектов. Единица эффективной дозы, Дж/кг, имеет специальное название "зиверт" (Зв). Внесистемная единица 1 бэр = 0,01 Зв. Эффективная доза, *E*, так же как и эквивалентная доза, применима только для облучения в малых дозах (в основном, хронического) и является мерой оценки вероятного выхода отдаленных последствий облучения.

Значения тканевых взвешивающих факторов несколько раз уточнялись и пересматривались *МКРЗ*. В Публикации 26 [13] эти взвешивающие факторы отражали только риск смерти, в то время как в Публикациях 60 [14] и 103 [11] они представляли уже ущерб, который является совокупностью четырех величин:

- вероятность, приписываемая летальному раку;
- взвешенная вероятность, приписываемая нефатальному раку;
- взвешенная вероятность тяжелых генетических эффектов;
- относительное сокращение продолжительности жизни.

Подчеркнем, что значения  $w_T$  усреднены по полу (рис. 4.12) и возрасту, поэтому эффективная доза рассчитывается не для индивидуума, а для условного человека. В табл. 4.4 приводятся значения взвешивающих коэффициентов, рекомендуемые в Публикациях 26 [13] и 60 [14], приводятся в табл. 4.4, а в Публикации 103 [11] в табл. 4.5.

Таким образом, эффективная доза является расчетной универсальной дозиметрической величиной, вычисление которой основано на знании распределения поглощенной дозе, взвешивающих коэффициентов ( $w_R$  и  $w_T$ ) и справочных значениях параметров организма человека, его органов и тканей. Она используется для оценки последствий радиационного воздействия при внешнем общем или локальном облучении, а также поступлении радиоактивных веществ в организм с учетом радиочувствительности различных органов и тканей.

Таблица 4.4

Орган или ткань	<i>w<sub>T</sub></i> [13]	<i>w<sub>T</sub></i> [14]
Костные поверхности	0,03	0,01
Мочевой пузырь		0,05
Молочная железа	0,15	0,05
Толстая кишка		0,12
Гонады	0,25	0,20
Печень		0,05
Легкие	0,12	0,12
Пищевод		0,05
Красный костный мозг	0,12	0,12
Кожа		0,01
Желудок		0,12
Щитовидная железа	0,03	0,05
Остальное	0,30	0,05
Итого	1,0	1,0

# Значения взвешивающих коэффициентов *W<sub>T</sub>* для различных органов и тканей, рекомендуемые в Публикациях 26 [13] и 60 [14]

Таблица 4.5

# Значения взвешивающих коэффициентов *W<sub>T</sub>* для различных органов и тканей, рекомендуемые в Публикациях 103 [11]

Ткань	Число тканей	w <sub>T</sub>	$\sum w_T$
Костный мозг(красный), кишечник, легкие, молочная железа, остальные ткани	6	0,12	0,72
Гонады	1	0,08	0,08
Мочевой пузырь, пищевод, печень, щитовидная железа	4	0,04	0,16
Поверхность кости, кожа, головной мозг, слюн- ные железы	4	0,01	0,04


Рис. 4.12. Усреднение по полу при расчете эффективной дозы

Дозиметрические величины РБ, введенные выше, привязаны к условному человеку. Задача РБ состоит в оптимизации и снижении уровня облучения персонала или населения. Для этого МКРЗ в Публикациях [13, 14] ввела понятие коллективной дозы, которое следует понимать как инструмент оптимизации. Эти величины учитывают группу лиц, облучаемых от данного источника за определенный период времени. Определены величины коллективной эквивалентной дозы  $S_T$  в органе или ткани T и коллективной эффективной дозы S. Специальное название единицы коллективной дозы – человеко-зиверт (анг. man Sv). Поскольку коллективные эквивалентные дозы используются только в особых случаях [11], рассмотрим подробнее только последнюю величину.

Коллективная эффективная доза, создаваемая за счет индивидуальных доз, значения которых лежат в диапазоне от  $E_1$  до  $E_2$  и создаются конкретным источником излучения в течение определенного периода времени  $\Delta T$ , определяется следующим уравнением:

$$S(E_1, E_2.\Delta T) = \int_{E_1}^{E_2} E\left[\frac{dN}{dE}\right]_{\Delta T} dE, \qquad (4.64)$$

где  $E_i$  – средняя эффективная доза для подгруппы *i*;  $N_i$  – число лиц в этой подгруппе. Период времени и число людей, для которых

суммируются эффективные дозы, должны быть всегда определенными. Число людей, имеющих эффективную дозу в диапазоне от  $E_1$  до  $E_2$ ,  $N(E_1, E_2, \Delta T)$ , равно:

$$N(E_1, E_2, \Delta T) = \int_{E_1}^{E_2} \left[ \frac{dN}{dE} \right]_{\Delta T} dE, \qquad (4.65)$$

а средняя величина эффективной дозы в интервале индивидуальных доз от  $E_1$  до  $E_2$  для периода времени  $\Delta T$  равна:

$$\overline{E}(E_1, E_2, \Delta T) = \frac{1}{N(E_1, E_2, \Delta T)} \int_{E_1}^{E_2} E\left[\frac{dN}{dE}\right]_{\Delta T} dE.$$
(4.66)

Система дозиметрических величин, называемая также защитными величинами [11], которые применяются в РБ, и связь между ними показана на рис. 4.13.



Рис. 4.13. Система дозовых величин, используемых в РБ

Необходимость регулирования воздействий радионуклидов (р/н) и накопления дозы за длительные периоды времени привели к введению понятия ожидаемых дозовых величин [11]. Ожидаемая доза от инкорпорированного р/н – это суммарная доза, которая как ожидается, будет получена в течение определенного периода времени. Ожидаемая эквивалентная доза,  $H_T(\tau)$ , в ткани или органе *T* определена, как

$$H_T(\tau) = \int_{t_0}^{t_0 + \tau} \dot{H}_T(t) \cdot dt, \qquad (4.67)$$

где  $\tau$  – время накопления (интегрирования) дозы после поступления активности в момент времени  $t_0$ .

Величина ожидаемой эффективной дозы  $E(\tau)$  рассчитывается по формуле:

$$E(\tau) = \sum w_T H_T(\tau). \tag{4.68}$$

#### 5.4. Операционные величины

Защитные величины, используемые в РБ и ориентированные на человека (эквивалентная и эффективная дозы), как отмечалось выше, на практике не измеряемы, и поэтому не могут быть прямо использованы для радиационного мониторинга. В связи с этим, для оценки эффективных доз и эквивалентных доз в органах и тканях используются операционные величины (рис. 4.12 и 4.14).



Рис. 4.14. Система защитных и операционных величин для использования в РБ [11]

Операционные величины предназначены либо для оценки верхнего предела значения защитных величин, либо для оценки потенциального облучения людей при большинстве условий облучения [11]. Они часто используются при установлении норм и правил на практике.

#### 5.4.1. Внешнее облучение

Для радиационного мониторинга внешнего облучения (мониторинг среды или индивидуальный мониторинг) выработаны специальные операционные величины дозовых эквивалентов. Общее понятие дозового эквивалента *H* (или эквивалента дозы) было рассмотрено в разделе 5.2 и определяется в точке ткани через произведение поглощенной дозы и коэффициента качества (4.61). В разных задачах, решаемых в РБ, требуются различные операционные дозовые величины (табл. 4.6).

Таблица 4.6

Задача	Операционные дозовые величины:		
	Мониторинг среды	Ииндивидуальный	
		мониторинг	
Контроль эффективной	Амбиентный эквивалент	Индивидуальный эквива-	
дозы	дозы, <i>Н</i> <sup>*</sup> (10)	лент дозы, $H_p(10)$	
Контроль доз в коже,	Направленный эквива-	Индивидуальный	
кистях рук, ступнях ног и	лент дозы, $H^*(0,07,\Omega)$	эквивалент дозы, $H_p(0,07)$	
хрусталике глаза		<u>^</u>	

#### Применение операционных дозовых величин для мониторинга внешнего облучения [11]

Для всех видов внешнего облучения операционные величины для мониторинга среды определены на основе значения эквивалента дозы в точке внутри простейшего фантома – сферы МКРЕ. Она представляет собой сферу из тканеэквивалентного материала (30 см диаметр, мягкая ткань МКРЕ с плотностью 1 г/см<sup>3</sup> и массовым составом: 76,2 % – кислород, 11,1 % – углерод, 10,1 % – водород и 2,6 % – азот). При проведении радиационного мониторинга она является аппроксимацией тела человека в отношении его рассеивающих и ослабляющих излучение свойств.

Операционные величины для мониторинга среды, определенные в сфере МКРЕ, должны сохранять свой характер точечной оценки и свойство аддитивности. Это достигается с помощью введения "растяжения" (или расширения) и "выравнивания" поля излучения в определении этих величин [15].

По формулировке работы [15] "растянутое поле излучения – это такое гипотетическое поле излучения, у которого спектральный и

угловой флюенс во всех точках достаточно большого объема имеет одно и то же значение, равное значению реального поля в заданной точке". Фактически такая формулировка означает, что при измерении сфера МКРЕ должна помещаться в равномерное поле излучения с характеристиками, совпадающими с характеристиками поля в заданной точке измерения.

Для получения выровненного растянутого поля требуется провести выравнивание излучения по направлению, противоположному направлению радиуса-вектора  $\Omega$  сферы МКРЕ [15]. В таком гипотетическом поле излучения согласно работе [15] "сфера МКРЕ облучается равномерно с одного направления, а флюенс этого поля равен интегралу углового дифференциального флюенса по всем направлениям в заданной точке реального поля излучения. В растянутом и выравненном поле излучения эквивалент дозы в любой точке сферы МКРЕ не зависит от распределения излучения по направлениям его распространения в реальном поле излучения". Понятия операционных величин для мониторинга внешней среды определяются именно в таких полях.

По формулировке работы [15] амбиентный эквивалент дозы,  $H^*(10)$  – эквивалент дозы излучения, который создается соответственно расширенным и выровненным полем излучения в сфере МКРЕ на глубине 10 мм по радиусу-вектору, имеющему противоположное полю направление.

Направленный эквивалент дозы,  $H^*(d, \vec{\Omega})$  – значение эквивалента дозы в точке поля излучения, создаваемое соответственным растяжением поля внутри сферы МКРЕ на глубине *d* в заданном направлении  $\vec{\Omega}$  по радиусу. Для слабопроникающего излучения d = 0,07 мм. В случае мониторинга дозы в хрусталике глаза d = 3 мм. Единицей измерения амбиентного эквивалентного дозы и направленного эквивалента дозы является джоуль на килограмм (Дж/кг), имеющий специальное название "зиверт" (Зв).

При установлении операционной величины для индивидуального мониторинга учитывается, что индивидуальный мониторинг внешнего облучения обычно выполняется с помощью индивидуальных дозиметров, носимых на поверхности тела. Операционной величиной для индивидуального мониторинга является индивидуальный эквивалент дозы,  $H_p(d)$ .

Индивидуальный эквивалент дозы,  $H_p(d)$  – это эквивалент дозы ткани (мягкой) МКРЕ на соответствующей глубине, d, под заданной точкой на поверхности тела человека. Положение этой точки обычно задается точкой ношения индивидуального дозиметра. Для оценки эффективной дозы рекомендована [11] глубина d = 10 мм, а для оценки эквивалентной дозы в коже, а также кистях рук и ступнях ног d = 0,07 мм.

Истинное значение операционной величины определяется ситуацией облучения вблизи точки ношения дозиметра. Это означает, что точка ношения индивидуального дозиметра на теле должна быть представительной для условий облучения. При положении индивидуального дозиметра на передней части туловища величина  $H_p(10)$  почти всегда дает консервативную оценку *E* даже в случае латерального или изотропного падения излучения на поверхность тела. Однако в случае облучения со стороны спины, дозиметр, который расположен спереди и корректно измеряет  $H_p(10)$ , не даст правильной оценки *E*. Аналогичный результат может иметь место и в случае облучения части тела.

#### 5.4.2. Внутреннее облучение

Система оценки дозы от поступления р/н основана на расчете поступления р/н по данным прямых измерений (например, по измерениям активности, содержащейся в отдельных областях организма) или косвенных измерений (например, измерения активности в моче, кале, воздухе и др.). Затем следует применять биокинетические модели для расчета эффективной дозы по величине поступления. Эти вопросы более подробно рассматриваются в главах 17 и 21.

МКРЗ в Публикации 103 [11] указывает, что в некоторых обстоятельствах может быть полезен альтернативный подход, предложенный в работе [16]. В этом подходе предлагается рассчитывать ожидаемую эффективную дозу прямо из результатов измерений, используя функции, которые связывают их со временем поступления.

# 6. Актуальные проблемы

Наибольшее количество вопросов в настоящее время вызывает понятие эффективной дозы. Она является расчетной величиной, определение которой связано со значениями взвешивающих коэффициентов  $W_T$  для различных органов и тканей. Эти коэффициенты получены для стандартного фантома человека с использованием программ MIRDOSE и OLINDA (см. главу 17), в которых применяются экспоненциальные дозовые ядра для учета ослабления и рассеяния излучения. Сейчас разработаны типовые фантомы разные по полу и по возрасту. Поэтому было бы полезно провести расчет взвешивающих коэффициентов для разных типов фантомов человека, используя при этом более строгие программы переноса излучения, например, метод Монте-Карло, и сравнить результаты.

Другой сложной проблемой является выбор адекватных операционных величин, измерение которых в рамках радиационного контроля позволило бы более точно оценивать эффективную дозу.

При нормировании облучения персонала и населения важное место занимает знание величины соответствующих рисков. Весьма существенными для адекватной оценки этих рисков оказываются эпидемиологические данные, определенные на основе изучения результатов облучения популяций. Под понятием риска здесь понимается вероятность неблагоприятных последствий для человека (частота смертельных случаев, снижение продолжительности жизни, частота возникновения профессиональных заболеваний, нетрудоспособности и т.д.) вследствие облучения, проявление которых носит стохастический характер.

Наконец, уже несколько десятилетий не утихает дискуссия о линейной коцепции кривой доза-эффект. Ее принятие при нормировании облучения было вызвано недостатком знаний о биологических эффектов облучения в области малых доз. Этот пробел обусловлен большими трудностями, которые возникают при проведении исследований в области малых доз. Тем не менее постепенно с годами такая информация накапливается, но ее пока все равно недостаточно. 1. ICRU (1980). Radiation quantities and units. Report 33, International Commission on Radiation Units and Measurements, 7910 Woodmont Ave., Bethesda, MD 20814.

2. McParland B.J. Nuclear medicine radiation dosimetry. Advanced theoretical principles // London, New York: 2010.

3. Attix F.G. Introduction to radiological physics and radiation dosimetry //WILLEY-VCH Verlag GmbH & Co. 2004.

4. Нормы радиационной безопасности НРБ-99/2009 (СанПин 2.4.1.2523-09); НРБ-99 (СП 2.4.1.758-99).

5. Иванов В.И. Курс дозиметрии. – 4-е изд., перераб. и доп. М.: Энергоатомиздат. 1988.

6. Маргулис У.Я., Брегадзе Ю.И., Нурлыбаев К.Н. Радиационная безопасность. Принципы и средства ее обеспечения . М., 2010.

7. Hubbell, J. H. Photon cross sections, attenuation coefficients, and energy absorption coefficients from 10 keV to 100 GeV // Report NSRDS-NBS29, U.S. National Bureau of Standards. 1969.

8. Машкович В.П., Кудрявцева А.В. Защита от ионизирующих излучений. Справочник . М.: Энергоатомиздат. 1995.

9. Caswell, R. S., Coyne, J. J., and Randolph, M. L. Kerma factors for neutron energies below 30 MeV // Rad. Res. V. 83. 1980. P. 217.

10. Attix, F. H. Energy imparted, energy transferred, and net energy transferred. Phys // Med. Biol. V. 28. 1983. P. 1385.

11. ICRP Publication 103. The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection / Ed.: J. Valentin. 2007.

12.ICRP. Data for protection against ionizing radiation from external sources: Supplement to ICRP Publication 15. Publication No. 21, International Commission on Radiological Protection; Pergamon Press, Oxford, U.K. 1971.

13. ICRP Publication 24. Recomendation of the International Comission on Radiological Protection // Ann. ICRP, 1. 1977.

14. ICRP Publication 60. Recomendations of the International Commission on Radiological Protection // Ann. ICRP.21.1990.

15. МКРЗ. Труды МКРЗ. Публикация 103 МКРЗ. Рекомендации 2007 года Международной Комиссии по Радиационной Защите. Пер. с англ. // Под общей ред. М.Ф. Киселева, К.Н. Шандалы. М.: Изд-во ООО ПКФ "Алана". 2009.

16. Berkovski V., Bonchuk Y., Ratia G. Dose per unit content functions: a robust tool for the interpretation of bioassay data // Proc. Workshop on International Dosimetry of Radionuclides. Radiat. Prot Dosim. 105 (1/4). EU. 1964. P. 399 – 402.

# Глава 5. Взаимодействие нейтронов с биологической тканью

# 1. Введение

В конце 1930 г. Боте и Беккер обнаружили проникающее излучение, возникающее при облучении некоторых легких ядер α-частицами полония. Два года спустя Кюри и Жолио обнаружили возникновение протонов, исходящих из водородосодержащей мишени под действием нового вида излучения. Чедвик, проанализировав результаты экспериментов, пришёл к заключению, что новые частицы не имеют заряда, а их масса почти равна массе протона. Эта частица была названа нейтроном.

Масса протона, выраженная через энергию покоя, равна (938,2796±0,00028) МэВ, а наиболее точное значение массы нейтрона соответствует (939,5731±0,00028) МэВ. Нейтрон приблизительно на 0,78 МэВ тяжелее протона и электрона, вместе взятых, и поэтому энергетически возможен распад свободного нейтрона на протон и электрон. Действительно, Снелл и Миллер в 1948 г. установили факт распада нейтрона. Последующие эксперименты ряда авторов позволяют установить  $T_{1/2} = 10,25$  мин. Граничная энергия  $\beta$  - спектра равна 782,4 кэВ. В отличие от фотонов нейтрон, будучи электрически нейтральным (эффективный заряд менее  $10^{-19}$  заряда электрона), обладает магнитным моментом  $\mu_n = -1,913 \mu_{\rm E} (\mu_n - ядерный магнетон Бора, <math>\mu_{\rm E} = {\rm e}^{\hbar}/_{2m_pc}$ , где  $m_p$  – масса протона). Отношение магнитных моментов нейтронов и протонов равно  $\sim 0,685$ .

Нейтрон, как элементарная частица, при взаимодействии с веществом проявляет волновые свойства. Длина волны, выраженная в сантиметрах, определяется формулой де Бройля:

$$\lambda = \frac{h}{p} = 2,86 \cdot 10^{-9} \cdot E^{-1/2}, \tag{5.1}$$

где *p* — импульс нейтрона (до 90 МэВ нейтрон можно рассматривать как классическую нерелятивистскую частицу); *E* — энергия нейтрона, эВ. Волновые свойства нейтронов в большей мере про-

являются при низких энергиях, когда значение  $\lambda$  сравнимо с размерами атомов. Энергии нейтронов предопределяют характер их взаимодействия с ядрами среды. Нейтроны обладают большой проникающей способностью в средах, лишённых специфических ядер с гигантскими резонансами захвата. Нейтроны испытывают упругое и неупругое рассеяние, уменьшают свою энергию при прохождении сред. Если спектр фотонов даже в такой среде, как вода, реально простирается до 30 кэВ, в бетоне — до 50 кэВ, то спектр нейтронов в воде – до сотых и тысячных долей эВ.

Э.Ферми разрабатывая теорию непрерывного замедления нейтронов, ввёл понятие летаргии u,  $u = \ln \frac{E_0}{E}$ , где  $E_0$  – произвольно выбранная энергия, например 10 МэВ. Тогда, исходя из интегрального равенства  $\int \varphi(E)dE = \int \varphi(u)du$ , получим выражение связи спектров плотностей потоков:  $\varphi(u) = \varphi(E)E$ . Представление  $\varphi(E)E = f(\lg E)$  более наглядно.

Нейтроны по энергии и характеру взаимодействия принято делить на группы. В зависимости от задач число групп может быть различно и границы их размыты. В качестве примера приведём подробную таблицу групп нейтронов (табл. 5.1).

Таблица 5.1

Группа	Энергия, эВ	Скорость, м/с	Длина волны,
			СМ
Ультрахолодные	< 10 <sup>-7</sup>	0,44	$9 \cdot 10^{-7}$
Холодные	$10^{-7} - 10^{-2}$	$4, 4 \cdot 10^2$	$9 \cdot 10^{-8}$
Тепловые	$10^{-2} - 10^{-1}$	8,2·10 <sup>3</sup>	$1,8 \cdot 10^{-8}$
Резонансные	$10^{-1} - 50$	1,38· 10 <sup>4</sup>	$2,9 \cdot 10^{-9}$
Медленные	50 - 500	1,38· 10 <sup>5</sup>	$2,9 \cdot 10^{-10}$
Промежуточные	$500 - 10^{5}$	1,38· 10 <sup>6</sup>	$2,9 \cdot 10^{-11}$
Быстрые	$10^5 - 10^7$	1,38· 10 <sup>7</sup>	$2,9 \cdot 10^{-12}$
Сверхбыстрые	$10^7 - 10^8$	1,28· 10 <sup>8</sup>	$2,8 \cdot 10^{-13}$
Релятивистские	> 10 <sup>8</sup>	2,99· 10 <sup>8</sup>	$1,1 \cdot 10^{-14}$

#### Энергетические группы нейтронов

В задачах, существующих в дозиметрии, нет необходимости столь детального представления групп. Можно без ущерба ограничиться четырьмя группами (Доклад 20 МКРЕ [5]): тепловые нейтроны – энергии меньше  $0,4 \div 0.5$  эВ (точнее менее эффективной границы кадмиевой отсечки,  $E_{Cd}$ ); промежуточные нейтроны – энергии  $E_{Cd} \div 2 \cdot 10^5$  эВ; быстрые нейтроны – энергии  $2 \cdot 10^5 \div 2 \cdot 10^7$  эВ; сверхбыстрые – энергии более  $2 \cdot 10^7$  зВ.

Нейтрон по мере прохождения через вещество помимо упругого рассеяния, в результате которого нейтрон теряет часть энергии и создаёт ядра отдачи, он испытывает неупругое рассеяние, радиационный захват и вступает в ядерные реакции : (n,p),  $(n,\alpha)$ , (n,2n). В реакциях с тяжёлыми, делящимися ядрами может произойти акт деления с испусканием, как правило, двух радиоактивных ядер (ос-колков) и двух или более нейтронов.

Следует подчеркнуть, что радиационный захват нейтронов сопровождается каскадом фотонов, энергии некоторых из них доходят до десятка МэВ. При неупругом рассеянии энергии фотонов составляют сотни кэВ.

Для описания ядерных реакций под действием нейтронов можно сделать общую запись:

$$n+X=Y+b+Q,$$

где n — символ нейтрона; X — ядро-мишень; Y — ядро — продукт реакции; b — частица; Q — энергия реакции, равная разности масс частиц до и после реакции.  $Q = E_b + E_Y - E_n (E_b, E_Y, E_n - кинетические энергии продуктов реакции и нейтрона). Если <math>Q > 0$ , то такая реакция называется экзоэнергетической или экзотермической и может происходить при любой энергии нейтрона. Если Q < 0, то такая реакция называется эндоэнергетической и может происходить при любой энергической и может происходить при энергиях нейтронов больше порога. Энергия порога в системе центра масс равна по модулю величине Q, а в лабораторной системе —  $|Q|(A_X + 1)/A_X$ .

Вероятность взаимодействия с ядрами характеризуется сечением  $\sigma$ , выраженном обычно в специальных единицах, барн. 1 барн= =  $10^{-24} \text{ см}^2 = 10^{-28} \text{ м}^2$ . Наряду с микроскопическим сечением  $\sigma$ широко используется макроскопическое сечение  $\Sigma$ , выражаемое либо в см<sup>-1</sup>, либо в см<sup>2</sup>/<sub>Г</sub>:

$$\Sigma = \frac{0,602 \cdot 10^{-24} \sigma}{A}$$
, [см<sup>2</sup>/г] или  $\Sigma_A = \rho \Sigma$ , [см<sup>-1</sup>],

где  $\rho$  – плотность вещества,  $\Gamma/_{CM^3}$ .

Таким образом, макроскопическое сечение  $\Sigma_A$  рассматривается как вероятность нейтрону испытать акт взаимодействия на отрезке длиной в 1 см. В этом отношении  $\Sigma$  аналогична величине  $\mu$ , принятой в радиационной физике  $\gamma$ -излучения.

В соответствии с разнообразием физических процессов взаимодействия нейтронов введена обширная номенклатура сечений: упругое рассеяние  $-\sigma_s$ ; неупругое рассеяние  $-\sigma_{n,n'}$ ; ядерные реакции  $-\sigma_{n,\alpha}$ ,  $\sigma_{n,p}$ ,  $\sigma_{n,2n}$ ; реакции деления  $-\sigma_{n,f}$ ; реакция захвата  $-\sigma_{n,\gamma}$  и т. д. Вероятность совокупности всех процессов взаимодействия характеризуют суммой сечений отдельных процессов:

$$\sigma = \Sigma_i \sigma_i$$

Рассмотрим характерные черты поведения нейтронов в каждой группе энергий, существенные для дозиметрии и регистрации нейтронов. Необходимо обратить внимание на часто совершаемую ошибку, когда какой-либо детектор, регистрирующий частицы и нейтроны, в частности, называют дозиметром. Энергетическая чувствительность дозиметра должна воспроизводить функцию той или иной дозы от энергии частиц во всем энергетическом интервале или в пределах оговоренной энергетической группы.

# 2. Типичные виды взаимодействия нейтронов с биологической тканью и веществом детекторов

## 2.1. Тепловые нейтроны

В рамках представлений статистической физики нейтроны являются идеальным газом. Поэтому спектр нейтронов, замедлившихся до скоростей атомов и молекул окружающей среды, будет максвелловским.

Рассмотрим бесконечную среду с малым поглощением нейтронов. В результате рассеяния нейтроны теряют энергию. Но при малых энергиях они могут как отдавать энергию атомам среды, так и получать её в соударениях. Рассмотрим энергию нейтронов источника, во много раз превосходящую энергию теплового движения. Тогда в фазовом пространстве среды можно записать равенство [1]:

$$\Sigma(E) \cdot \varphi(E) = \int \Sigma_S(E', E) \varphi(E') dE', \qquad (5.2)$$

где E — энергии нейтронов, превосходящие интересующую нас энергию E; а  $\Sigma$  и  $\Sigma_S$  — полное сечение и сечение упругого рассеяния. Учитывая, что в области замедления спектр описывается уравнением Ферми

$$\varphi(u) = \frac{\text{const}}{\xi E_S(u)}; \quad \varphi(E) = \frac{\text{const}}{\xi \Sigma_S(E)E}, \quad (5.3)$$

ξ – средний логарифмический декремент энергии:

$$\xi = \ln\left(\frac{E_0}{E}\right) = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln\frac{A+1}{A-1}.$$

Спектр тепловых нейтронов описывается законом Максвелла:

$$\varphi(E) = \frac{E}{kT^2} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right), \qquad (5.4)$$

где T — средняя температура замедлившихся нейтронов, k — постоянная Больцмана, 8,62·10<sup>-5</sup> эВ/*K*. Вероятная энергия плотности потока равна kT.

В нейтронной физике часто используют понятие концентрации нейтронов, в области тепловых нейтронов распределение концентрации по энергиям, M(E), выглядит следующим образом:

$$M(E) = \frac{\varphi(E)}{n_0 \nu},\tag{5.5}$$

$$M(E)dE = \frac{2\pi\sqrt{E}}{(\pi kT)^{3/2}} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right), \qquad (5.6)$$

а в интервале скоростей v

$$M(v)dv = \frac{2v^2}{(kT)^{3/2}} \exp\left(-\frac{v^2}{v_0^2}\right),$$
 (5.7)

где  $v_o$  – наиболее вероятная скорость,  $v_o = \left(\frac{2kT}{m}\right)^{1/2}$ ,  $n_0$  – полное число нейтронов максвелловского спектра.

Средняя энергия тепловых нейтронов оказывается несколько выше средней энергии теплового движения атомов среды, что вызвано непрерывным поглощением нейтронов, нарастающим с уменьшением энергии. Нейтронный газ оказывается горячее, чем среда. Температура нейтронного газа,  $T_n$ , может быть оценена по формуле

$$T_n = T \left( 1 + 0.92A \frac{\Sigma_\alpha}{\Sigma_S} \right), \qquad (5.8)$$

где  $\Sigma_a$  и  $\Sigma_S$  – макроскопические сечения поглощения и рассеяния при энергии kT; A – массовое число атомов вещества замедлителя.

Наиболее вероятная энергия, т.е. энергия максимума распределения концентрации нейтронов равна  $\frac{kT_n}{2}$ , а средняя энергия максвелловского спектра концентрации нейтронов равна  $\frac{3}{2}$  k $T_n$ , средняя энергия  $\varphi(E)$  равна 2kT. Однако за стандартную энергию принята энергия, соответствующая наиболее вероятной скорости –  $kT_n$ . Если  $\Sigma_a \ll \xi \Sigma_S$ ,  $T_n = T = 293 K$ , тогда kT = 0,025 эВ, скорость v = 2200 м/с.

Необходимо отметить, что максвелловский спектр плавно переходит в спектр замедляющихся нейтронов. Условно считают границей максвелловского спектра энергию, равную 4kT (0,1 эВ).

При энергиях нейтронов более 4kT находится переходная область. В этой области дифференциальное сечение рассеяния отличается от сечения свободного ядра,  $\xi$  убывает с уменьшением энергии нейтрона, вследствие увеличения вероятности получения энергии нейтроном и возрастания плотности потока. Для жёсткосвязанных атомов сечение рассеяния вычисляют путём умножения сечения свободного атома, экспериментально измеренного в области энергий ( $10 \div 20$ ) эВ, на множитель, равный квадрату приведённой массы:

$$\sigma_{CGR3} = \sigma_S \left(\frac{A+1}{A}\right)^2. \tag{5.9}$$

Однако если вблизи области тепловых энергий в сечениях наблюдаются резонансы, то такого пересчёта делать нельзя. Например, для газа водород сечение рассеяния 38 барн, а связанное сечение 81,5 барна, для углерода – 4,8 и 5,53 соответственно. В практической дозиметрии принято пользоваться понятием «эффективный поток тепловых нейтронов». Эффективный поток тепловых нейтронов – это часть общего потока, которая отсекается кадмиевым фильтром. У <sup>113</sup>Cd сечение захвата тепловых нейтронов достигает  $2 \cdot 10^4$  барн. Содержание этого изотопа в природном кадмии не превосходит 12,3 %, но он определяет использование кадмия для отсечки тепловых нейтронов. Резонанс в сечении кадмия расположен в переходной области от спектра тепловых нейтронов к спектру промежуточных нейтронов. Функция переходной области  $\Delta\left(\frac{E}{kT}\right)$  точно неизвестна и её задают в виде ступеньки с размытым краем (от 4 до 7 kT). Эффективный порог кадмиевой отсечки для 1/v – детектора определяется выражением:

$$E_{\rm Cd} = \frac{4}{\left[\int_0^\infty \Delta(E/_{kT}) E_2 \{\Sigma_{\alpha,Cd}(E)d_{Cd}\} E^{-3/_2} dE\right]^2}, \qquad (5.10)$$

где  $d_{Cd}$  – толщина кадмиевого экрана;  $E_2$  – специальная функция вида  $E_2 = \int_1^\infty \exp(-y) \frac{dy}{y^2}$ , функция табулирована. В принципе, граничная энергия зависит от формы кадмиевого фильтра и различна для изотропного и мононаправленного потоков.

Для толщины 0,76 мм  $E_{\rm Cd} = 0,47$  эВ для мононаправленного потока нейтронов, 0,5 эВ для цилиндрического 1/v – детектора в цилиндрическом фильтре в изотропном поле, а для плоского детектора и экрана в изотропном поле  $E_{\rm rp}$  возрастает до 0,62 эВ. Для экрана толщиной 1,52 мм граничные энергии увеличиваются и для тех же геометрий равны 0,57; 0,62; 0,77 эВ соответственно.

Здесь была рассмотрена слабо поглощающая среда. Но тем не менее поглощение нейтронов имеет место или в актах радиационного захвата, например водородом, или в актах ядерных экзотермических реакций, например на азоте.

Сечение взаимодействия нейтронов в тепловой области обычно относят к стандартной энергии при нормальной температуре (293 К). Обычно в тепловой области сечение поглощения изменяется по закону  $\frac{1}{v}$ . Число поглощений нейтронов в единице объёма равно  $\varphi(E) \cdot \Sigma_{\alpha}(E)$ . Плотность потока  $\varphi(E)$  связана с концентрацией нейтронов очевидной зависимостью  $\varphi(E) = n_0 v M(E)$ , где  $n_0$  -

полное число нейтронов в единице объёма. Число поглощённых нейтронов в оговоренных выше условиях равно:

$$\int_{0}^{\infty} \varphi(E) \cdot \Sigma_{\alpha}(E) dE = \int_{0}^{\infty} n_0 \ v \ M(E) \frac{\Sigma_0 v_0}{v} dE =$$
$$= n_0 v_0 \Sigma_0 \ \int_{0}^{\infty} M(E) dE = \Sigma_0 \varphi_0, \tag{5.11}$$

так как  $\int_0^\infty M(E)dE = 1.$ 

Следовательно, если сечение изменяется по закону 1/v, то число поглощений во всей области максвелловского спектра равно числу поглощений в потоке со скоростью  $v_0$  у каждого нейтрона.

Для расчётов принимают, что нейтрон имеет одну и ту же скорость, наиболее вероятную в распределении по скоростям; от столкновения до столкновения проходит одно и то же расстояние,  $\lambda_s = 1/\Sigma_s$ ; имеет постоянное число столкновений в единицу времени  $-v/\lambda_s$  и угол рассеяния, всегда равный  $\pi/2$ . На самом деле все величины имеют статистическую природу.

Нейтрон, пройдя средний путь  $\lambda_s$ , снижает, сталкиваясь с ядром среды, логарифм энергии на величину  $\xi$ . Если скорость нейтрона v, то число столкновений в единицу времени будет равна  $dv/_{dt} = v/_{\lambda_s} = v \cdot \Sigma_s$ . Логарифмический декремент  $\xi$  характеризует среднее изменение логарифма энергии в каждом столкновении:

$$\xi = \frac{d(lnE)}{dv} = \left(\frac{1}{E}\right)\frac{dE}{dv}.$$

Изменение энергии замедляющихся нейтронов в единицу времени равно:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{dE}{dv} \cdot \frac{dv}{dt} = -\xi \cdot \Sigma_S \cdot E \cdot v.$$
(5.12)

Используя модель непрерывного замедления, можно определить время замедления от некоторой начальной энергии  $E_{\delta}$  до тепловой  $E_0$  ( $E_0 \ll E_{\delta}$ ):

$$t_{3\text{am}} = \int dt = \int_{E_0}^{E_{\delta}} \frac{dE}{\xi \Sigma_S E v} = \frac{2}{\xi \Sigma_S} \left( \frac{1}{v_0} - \frac{1}{v_{\delta}} \right) \approx \frac{2}{\xi \Sigma_S v_0}.$$
 (5.13)

Полный путь стандартизованного нейтрона до поглощения в тепловой области равен  $\lambda_a = \frac{1}{\Sigma_a}$ . Среднее время диффузии равно:

$$t_{\mathrm{ди}\phi} = \frac{\lambda_a}{\nu} = \frac{1}{\nu\Sigma_a}.$$
 (5.14)

Для воды время замедления нейтронов от энергии 2 МэВ (средняя энергия спектра деления) до 0,025 эВ равно 6,7 мкс, а время диффузии – 210 мкс. Ещё большее различие будет в графитовой сборке: 149 мкс и  $1,5 \cdot 10^4$  мкс соответственно. Время пребывания нейтронов в тепловой области во много раз больше времени замедления, и нейтроны накапливаются в тепловой области. Различие в плотностях потока не будет столь значительным из-за умножения концентрации нейтронов на их скорость.

Состав мягкой биологической ткани предписан международными нормами и рекомендациями. Он включает кислород, углерод, водород и азот. Содержание водорода – 10,1 % (для сравнения в воде, которая часто выступает в качестве заменителя стандартной ткани, водорода несколько больше – 11,1 %, в полиэтилене ещё больше – 14,3 %). Для нейтронов этот состав необходимо дополнить некоторыми элементами: серой (0,2 %), фосфором (0,2 %), натрием (0,14 %). Из-за малого содержания эти элементы не принимают участия в формировании дозы, но они могут быть использованы для дозиметрических целей в аварийных ситуациях, когда источник нейтронов выходит из-под контроля, и нет возможности получить приборную информацию о дозе. В этом случае может помочь активация нейтронами натрия, серы, фосфора.

Тепловые нейтроны в результате актов рассеяния не способны передать энергию, достаточную для ионизации среды. Керма тепловых нейтронов формируется за счёт реакции  $^{14}N(n,p)^{14}C$ , протоны в этой реакции получают энергию 0,62 МэВ. Сечение реакции – 1,7 барн, пробег протонов с такой энергией в ткани около 1 мг/см<sup>2</sup>, начальная массовая тормозная способность – 0,49 МэВ/мг· см<sup>-2</sup> или 49 кэВ/мкм. По современным представлениям коэффициент качества таких протонов, усреднённый по длине пробега, равен 15,5. Поэтому эта реакция вносит существенный вклад в эквивалентную дозу.

Другой реакцией, определяющей поглощённую дозу в теле человека от тепловых нейтронов, является радиационный захват нейтронов атомами водорода. Сечения реакции захвата по разным справочникам различаются:  $322 \pm 2$  мбарн [2], 333 мбарн [3], 313 мбарн. Здесь не случайно приведены значения сечений захвата из разных справочных изданий, этим показан реальный разброс результатов расчёта доз от тепловых нейтронов, который возникнет только из-за разброса констант. В результате реакции рождается атом дейтерия и фотон с энергией 2,18 МэВ. Одновременно возникает ядро отдачи с энергией T:

$$T = \frac{E_{\gamma}^2}{1,88(A+1)},$$
 (5.15)

где  $E_{\gamma}$  – энергия фотона, МэВ; T – энергия ядра отдачи, кэВ; A – относительная атомная масса.

Для атома дейтерия энергия равна 1,26 кэВ. При измерении кермы тканеэквивалентной ионизационной камерой в свободном воздухе рождённые фотоны можно не учитывать. Иное дело доза в фантоме или теле человека. Фотоны распространяются по всему объёму, взаимодействуют с тканью, рождаются электроны (комптоновское рассеяние преобладает), которые и производят ионизацию среды. При облучении тела или фантома быстрыми нейтронами происходит термолизация вплоть до тепловых энергий. Из-за проникающего свойства фотонов доза от тепловых нейтронов оказывается распределённой по всему фантому.

Для регистрации тепловых нейтронов обычно используют детекторы, в которых реализуются ядерные реакции, сопровождающиеся образованием заряженных частиц достаточно высокой энергии. К таким реакциям относят <sup>10</sup>B( $n, \alpha$ ) <sup>7</sup>Li; <sup>6</sup>Li( $n, \alpha$ )T; <sup>3</sup>He(n, p)T.

Сечение реакции на <sup>3</sup>Не максимально – 5400 барн, энергия продуктов реакции, 0,764 МэВ, удобна при использовании газовых детекторов (камеры, пропорциональные и коронные счётчики).

Сечение реакции на <sup>10</sup>В равно 3813 барн, а для естественного бора – 755 барн. Энергия  $\alpha$  –частицы – 1,47 МэВ, ядра лития –0,88 МэВ. В 93 % случаях ядро лития находится в возбуждённом состоянии и испускает фотон с энергией 0,48 МэВ.

Сечение реакции на <sup>6</sup>Li – 945 барн, а на естественном литии – 71 барн. При взаимодействии с тепловыми нейтронами происходит развал ядра на ядро гелия и трития. Их суммарная энергия – 4,78 МэВ.

Реже применяют делящиеся материалы <sup>235</sup>U и <sup>239</sup>Pu, хотя промышленность выпускает миниатюрные и большие многоэлектродные камеры; их электроды покрыты тонким слоем урана или плутония.

## 2.2. Нейтроны промежуточных энергий

В масштабе летаргии нейтроны промежуточных энергий занимают обширный диапазон. Бытовала гипотеза, что промежуточные нейтроны дают наибольший вклад в дозу. В реальных случаях, однако, это не так. Промежуточные нейтроны являются следствием замедления быстрых нейтронов в защитах, замедлителях и отражателях реакторов, в теле человека [4,5].

После нескольких соударений с ядрами лёгкой среды при оставшейся у нейтрона энергии будет происходить сферическисимметричное рассеяние в системе центра инерции, в лабораторной системе координат из-за передачи импульса ядру рассеяние не будет сферически-симметричным. Пороговое значение энергии нейтронов, выше которого рассеяние будет анизотропным, определяется условием: орбитальный момент нейтрона- R v не меньше h. Здесь R – радиус ядра; v – скорость нейтрона; h – постоянная Планка ( $\hbar = 6,625 \cdot 10^{-34}$  Дж· c). Величина R равна  $1,2 \cdot 10^{-13}$   $A^{1/3}$ см. Теперь получим граничное значение энергии нейтрона  $E_2$ :

$$E_{\Gamma} \ge \frac{h^2 m_{\rm H}}{8\pi^2 r_0^2} \frac{1}{A^{2/3}} = 10/A^{2/3}, \text{M3B.}$$
 (5.16)

Для углерода граничная энергия равна 2 МэВ, для кислорода – 1,57 МэВ, т. е. для элементов, составляющих мягкую ткань, лежит вне диапазона промежуточных нейтронов. В системе центра инерции рассеяние в воде, полиэтилене, ткани будет сферическисимметричным. Из закона сохранения энергии и импульса при упругом рассеянии двух тел получаем связь энергии рассеянного под углом  $\psi$  в системе центра масс нейтрона (*E*) и его начальной энергией:

$$E = \frac{A^2 + 2A\cos\psi + 1}{(A+1)^2} E_0.$$
(5.17)

При изотропном рассеянии плотность вероятности рассеяния на угол ψ равна:

$$P(\psi)d\psi = \frac{d\varphi \sin \psi \, d\psi}{4\pi}; \ P(\psi) = \frac{1}{2}\sin \psi.$$

Из предыдущего выражения найдём связь между дифференциалами энергии рассеянного нейтрона и угла рассеяния, и после подстановки в последнюю формулу получаем:

$$P(E) = \frac{(A+1)^2 dE}{4AE}.$$
 (5.18)

Таким образом, распределение рассеянных нейтронов по энергиям равновероятно. При  $\psi = 0$  происходит рассеяние прямо вперёд и энергия нейтрона не изменяется. При рассеянии назад,  $\psi = \pi$ , получаем минимальную энергию энергию нейтрона:

$$\frac{(A-1)^2}{(A+1)^2}E_0 = \alpha E_0 . \tag{5.19}$$

При этом ядро получает максимальную энергию:

$$E_{\pi} = E_0 - \alpha E_0 = \frac{4A}{(A+1)^2} E_0.$$
 (5.20)

Для ядра водорода максимальная энергия ядра отдачи равна энергии падающего нейтрона, для углерода –  $0,284 E_0$ , кислорода –  $0,221E_0$ .

Рассмотрим среднее значение потери энергии в акте рассеяния в шкале летаргии:

$$\xi = \overline{\ln}\left(\frac{E_{0}}{E}\right) = \frac{\int_{\alpha E_{0}}^{E_{0}} P(E)\ln\left(\frac{E}{E_{0}}\right)dE}{\int_{\alpha E_{0}}^{E} P(E)dE} = \frac{\int_{\alpha E_{0}}^{E_{0}} \ln\frac{E}{E_{0}E_{0}}}{\int_{\alpha E_{0}}^{E_{0}} \frac{dE}{E_{0}}} = \frac{-\int_{\alpha}^{1} \ln(u)du}{-\int_{\alpha}^{1} du} = \frac{u\ln u - u}{u} = 1 + \frac{\alpha}{1 - \alpha} \ln \alpha.$$
  
$$\xi = 1 + \frac{(A - 1)^{2}}{2A} \ln\left(\frac{A + 1}{A - 1}\right).$$
(5.21)

Откуда  $\xi$  равно для водорода 1, углерода – 0,158, кислорода – 0,12. Среднее число соударений *n* для замедления от энергии источника  $E_0$  до  $E_{Cd}$  будет равно:

$$n=\frac{1}{\xi}\ln\frac{E_0}{E_{\rm Cd}}.$$

Рассмотрим непоглощающую среду, в которой распространяются нейтроны.

Введём понятие плотности замедления как концентрацию соударяющихся нейтронов в единицу времени, в какой-либо точке среды и изменяющих летаргию на величину  $\xi$ :

$$q(r,u) = \xi \cdot \Sigma_{s}(r,u). \tag{5.22}$$

Тогда изменение плотности замедления будет происходить за счёт перемещения нейтронов в фазовое пространство с меньшей концентрацией. Так как среда для промежуточных нейтронов рассматривается непоглощающей, то можно предположить, что q(u) = = const, и тогда

$$φ(u) = \frac{1}{\xi \Sigma_s} q(u), \quad u \quad φ(E) = \frac{1}{\xi E \Sigma_s} q(u).$$
(5.23)

Полученный спектр называется спектром Ферми. Если  $\Sigma_s$  не изменяется, то  $\varphi(u) = \text{const.}$  При уменьшении  $\Sigma_s$ , что наблюдается в области высоких энергий промежуточных нейтронов, плотность потока на единицу летаргии увеличивается.

Спектр Ферми устанавливается не сразу, а при достижении летаргии  $6\left(\frac{A+1}{A-1}\right)$ , отсчитываемый от летаргии первичного нейтрона. Например, для графита  $\Delta u = 1$ , для кислорода  $\Delta u = 0,75$ .

Для водорода, у которого  $\xi = 1$ , можно считать, что спектр Ферми устанавливается после первого соударения.

При упругом рассеянии нейтронов промежуточных энергий ядрам отдачи передаётся часть энергии, только протон может получить полностью энергию нейтрона. Максимальная энергия ядра отдачи равна:

$$E_{\mathfrak{s}} = \frac{4E_n A}{(A+1)^2} \,. \tag{5.24}$$

При изотропном рассеянии в системе центра масс средняя энергия нейтронов в два раза меньше. Рассмотрим пробеги и удельные потери энергии. Данные представлены в табл. 5.2.

Из таблицы видно, что при уменьшении энергии частиц значения удельных потерь и пробегов уменьшаются. В представленном диапазоне пробег протона в воде не превосходит 40 мкм, а иона углерода – 8 мкм. Поэтому можно считать, что протоны и ядра отдачи теряют свою энергию в месте образования.

Помимо потерь энергии на ионизацию ионы малых энергий тратят энергию на упругие соударения с атомами среды, вызывая каскады смещённых атомов. Последствия этого процесса для живых объектов недостаточно изучены.

Таблица 5.2

	Вода			Полиэтилен				
Энергия,	Пр	отоны	Ион	ы С	Пр	отоны	Ио	ны С
МэВ	R	dE/dx	R	$\frac{dE}{dx}$	R	dE/dx	R	$\frac{dE}{dx}$
0,2	0,424	0,658	0,138	2,25	0,319	0,800	0,080	2,98
0,1	0,264	0,565	0,060	1,80	0,193	0,768	0,049	2,31
0,05	0,164	0,465	-	-	0,123	0,066	-	-
0,025	0,105	0,367	-	_	0,081	0,050	-	-
0,0125	0,067	0,275	-	-	0,052	0,036	-	-

Пробеги, R, мг/см<sup>2</sup>, и тормозные способности ядер отдачи, dE/dx, МэВ · см<sup>2</sup>/мг

В области промежуточных нейтронов могут происходить резонансное рассеяние и радиационные захваты атомами подавляющей группы изотопов со средним и высоким значением *A*. Многие из резонансных ядерных реакций используются для спектрометрии нейтронных потоков. Классическими реакциями являются <sup>197</sup>Au( $n, \gamma$ ) – основной резонанс при энергии 4,9 эВ; <sup>115</sup>In( $n, \gamma$ ) – с резонансом 1,46 эВ; <sup>24</sup>Na(n, p) – с резонансом 2,85 кэВ. Последняя реакция была использована для дозиметрии нейтронов без дозиметров в аварийных ситуациях при возникновении самопроизвольной цепной реакции.

Сечение активации вблизи одиночного резонанса, когда можно пренебречь потенциальным рассеянием, может быть описано с помощью формулы Брейта–Вигнера:

$$\sigma_{\gamma}(E) = \frac{\lambda_p \lambda}{4\pi} g \frac{\Gamma_n \Gamma_{\gamma}}{\left(E - E_p\right)^2 + \Gamma^2/4},$$
(5.25)

 $\Gamma_n, \Gamma_{\gamma}, \Gamma -$ нейтронная, радиационная и полная ширина резонанса в эВ ( $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_{\gamma}$ );  $\lambda_p$ ,  $\lambda$  – длины волн нейтрона в точке резонанса и в любой соседней точке по оси энергии; *g* – множитель, учитывающий статистический вес спиновых состояний нейтрона (*s*), ядра мишени *I*, составного ядра (*J*);

$$g = \frac{(2J+1)}{(2I+1)(2s+1)}$$

При этом J = s + l + l (l -орбитальный момент относительного движения нейтрона и ядра). Медленные нейтроны взаимодействуют в состоянии с l = 0, поэтому образование промежуточного ядра для них возможно только при  $J = l \pm \frac{1}{2}$ .

Сечение  $\sigma_p(E)$  определяется плавно изменяющейся функцией  $\lambda(E)$  и резко изменяющимся множителем  $\frac{1}{(E-E_p)^2+\Gamma^2/4}$  в области  $E_p$ .

В точке резонанса сечение равно:

$$\sigma_{\gamma}(E_p) = \frac{\lambda_p^2}{\lambda} g \frac{\Gamma_n \Gamma_{\gamma}}{\Gamma^2}.$$
 (5.26)

Энергия резонанса, полная и парциальные ширины являются параметрами резонанса, определяемыми экспериментально. Изолированные резонансы лёгких ядер находятся в интервале от 100 кэВ до 10 МэВ, средних – от 1 до 100 кэВ, тяжёлых – от 1 до 1000 эВ. В тяжёлых ядрах резонансы как бы уплотняются и могут находиться на расстоянии 1 ÷ 10 эВ. Радиационная ширина слабо зависит от энергии нейтронов и массы ядра. Для средних по массе ядер  $\Gamma_{\gamma}$  примерно равна 0,2 эВ, для тяжёлых – 0,05 эВ. Величина  $\Gamma_n$  существенно зависит от энергии нейтронов и от массового числа ядер, она пропорциональна произведению скорости нейтрона и среднего расстояния между уровнями,  $\Gamma_n \sim \sqrt{E}$ . Для лёгких ядер при энерги-

ях в области электронвольт  $\Gamma_n \approx 1$  кэВ, для средних ~ 1 эВ, для тяжёлых ~ 0,001 эВ. Нейтронная ширина почти для всех ядер и любых энергий существенно больше радиационной.

В области энергий нейтронов менее первого резонанса и при условии  $(E_p - E) \gg \frac{\Gamma}{2}$ :

$$\sigma_{\gamma}(E) = \frac{\lambda \lambda_p}{4\pi} \cdot g \cdot \frac{\Gamma_n \Gamma_{\gamma}}{E_p^2}$$

Длины волн обратно пропорциональны  $\sqrt{E}$  и  $\sqrt{E_p}$ ;

$$\Gamma_{\gamma} \sim \text{const}, \Gamma_n(E_p) \sim \sqrt{E_p}$$
 и тогда  $\sigma_{\gamma}(E) \sim 1/\sqrt{E} \sim 1/v$ 

В точке  $E_p$  сечения могут достигать огромных значений, например для <sup>113</sup>Cd – 60000 барн, для индия – 26000 барн. В результате резонансного захвата образуются радиоактивные ядра. В активации будут принимать участие нейтроны с энергиями вдали от резонанса и нейтроны в узком интервале энергий самого резонанса. Принято рассматривать ситуацию, когда спектр под резонансом строго подчиняется распределению 1/E. При интегрировании получим резонансный интеграл  $I = \frac{\pi}{4} \sigma_p \frac{\Gamma}{E_p}$  (обычно имеет размерность – барн).

Обратим внимание на расширенный состав ткани мышц человека, рекомендованный Национальным бюро стандартов США (данные приведены в числе атомов на грамм в степени 10<sup>22</sup>): водород – 6,15; углерод – 0,617; азот – 0,15; кислород – 2,75; натрий – 0,002; магний – 0,0005; фосфор – 0,004; сера – 0,0094; калий – 0,0146; кальций – 0,0001.

Резонансный захват должен учитываться только для натрия. Как упоминалось, основной резонанс натрия находится при 2,85 кэВ, статистический фактор  $g = {}^{3}\!/_{8}$ ,  $\Gamma_{n} = 400$  эВ,  $\Gamma_{\gamma} = 0,61$  эВ, резонансный интеграл – 0,117 барн, сечение в резонансе – 344 барн, сечение активации на тепловых нейтронах – 0,536 барн.

Таким образом, даже активация натрия из-за малого количества атомов и невысокого резонансного интеграла не может внести существенный вклад в дозу. Ионизация, производимая ядрами отдачи, включая протоны, связана с убывающей dE/dx по мере уменьшения энергии. Поэтому и поток промежуточных нейтронов, и дозу, созданную ими, трудно определить. За исключением некоторых экспериментальных установок промежуточные нейтроны вносят относительно малый вклад в дозу.

#### 2.3. Быстрые нейтроны

Быстрые нейтроны рождаются большинством источников, исключение составляют некоторые фотоядерные реакции с бериллием или дейтерием и ядерные реакции при бомбардировке мишеней ускоренными ионами. В зависимости от энергии быстрые нейтроны, попадая в тело, претерпевают серию упругих рассеяний или вступают в ядерные реакции с элементами ткани. Сечение упругого рассеяния на водороде с ростом энергии плавно уменьшается. Было предложено несколько аппроксимационных формул, вот две из них:

$$\sigma = 4,83E^{-0.5} - 0,58; \quad E - [M \ni B], \sigma - [6apH]; \quad 0,03 < E < 20;$$
  
$$\sigma = 3\pi [1,206E + (0,0001306E^2 + 0,09415E - 1,86)^2]^{-1} + \pi [1,206E + (0,4223 + 0,13E)^2]^{-1}.$$

Рассеяние на атомах водорода изотропно в системе центра масс и пропорционально косинусу угла рассеяния в лабораторной системе координат.

При взаимодействии с более тяжёлыми ядрами ткани с ростом энергии нейтрона рассеяние перестаёт быть изотропным в системе центра масс. Кинематические соотношения между энергией начального нейтрона  $E_0$ , рассеянного нейтрона  $E_s$  и ядра отдачи  $E_r$  остаются справедливыми (см. формулу 5.17).

При упругом рассеянии  $E_r = E_0 - E_s$  и  $E_r = E_0 \frac{2A}{(A+1)^2} (1 - -\cos \psi.$ 

При изотропном рассеянии средняя энергия ядра отдачи равна:

$$\bar{E}_r = \frac{2A}{(A+1)^2} E_0, \text{ при } A \gg 1 \qquad \bar{E}_r = \frac{2E_0}{A}.$$
 (5.27)

Максимальная энергия ядра отдачи вдвое больше.

Рассеяние на ядрах, тяжелее водорода, может происходить по двум каналам: рассеяние в поле ядра (потенциальное рассеяние) и рассеяние через образование составного ядра. Рассеяние через составное ядро носит резонансный характер:

$$\sigma_s = g \frac{\lambda_p^2}{4\pi} \frac{\Gamma_\pi^2(E_p)}{\Gamma^2}.$$
 (5.28)

В области энергий ниже первого резонанса и, считая резонанс узким, из общей формулы сечения рассеяния получим:

$$\sigma_{s} = g \cdot \frac{\lambda_{p}\lambda}{4\pi} \cdot \frac{\Gamma_{H}(E_{p})\Gamma_{\Pi}(E)}{(E-E_{p})^{2} + \frac{\Gamma^{2}}{4}} \approx g \frac{\lambda_{p}\lambda}{4\pi} \{\Gamma_{\Pi}(E_{p})\Gamma_{n}(E)/\}E_{p}^{2}$$

Сечение резонансного сечения, так же как и потенциального сечения, вдали от резонанса не будет зависеть от энергии нейтронов. Из справочной литературы находим, что первый резонанс рассеяния на углероде находится при 2,076 МэВ, на азоте и кислороде – при 0,43 МэВ.

В области, близкой к резонансу, энергетическая зависимость сечения становится очень сложной. Это обусловлено интерференцией волн при потенциальном и резонансном рассеянии. Сечение упругого рассеяния можно представить суммой потенциального, резонансного и интерференционного сечений:

$$\sigma_s = \sigma_{\pi} + \sigma_p + \sigma_{\mu}.$$

Вблизи резонанса при  $E < E_{\rm p}$  интерференционное слагаемое отрицательное и сечение рассеяния может стать меньше потенциального рассеяния. После достижения максимума при  $E \gg E_p$  сечение уменьшается до сечения потенциального рассеяния. Яркий пример интерференционного минимума — сечение рассеяния на железе около резонанса при 29 кэВ. Глубокий минимум в сечении приводит к "прострелу" защиты такими нейтронами. При высоких энергиях нейтронов угловое распределение вытянуто вдоль вектора падающего потока. Для таких нейтронов была предложена модель ядра как поглощающего чёрного тела. Тогда возникает аналогия со светом, испытывающим дифракцию на круглом экране радиусом R. Для этой модели  $\sigma_s = \pi (R + \lambda)^2$  и сечение неупругих процессов равно  $\sigma_s$ . При  $R \ll \lambda$  значения  $\sigma_s$  и  $\sigma_{\rm H.y.} \sim \frac{1}{F}$ , а при  $R \gg \lambda$   $\sigma_s$  не

зависит от энергии и равно  $2\pi R^2$  (*R* — радиус ядра, а  $\lambda$  – длина волны нейтрона).

Оказалось, что эта модель передаёт основные черты поведения сечения, но не описывает широкие минимумы и максимумы в ходе сечений.

Постепенно родилась оптическая модель, в которой ядро представляет собой сплошную среду с оптическими константами - показателем преломления и поглощения. В оптической модели атомное ядро рассматривают как серый полупрозрачный шар. Нейтронная волна, проходящая через ядро, испытывает все взаимодействия, характерные для распространения света в полупрозрачной среде: преломление, поглощение, отражение. Волна, прошедшая через ядро, приобретает некоторый сдвиг фазы, определяемый показателем преломления ядерной материи и расстоянием, проходимым волной в ядре. За ядром падающая и прошедшая волны интерферируют, в зависимости от сдвига фаз результирующая волна то усиливается, то ослабляется и, соответственно, сечения то увеличиваются, то уменьшаются. При энергиях, для которых  $\lambda > R$  (*E* порядка 10 МэВ), вопрос о рассеянии нейтронов сводится к решению задачи о дифракции нейтронной волны на потенциале, подбираемом из анализа и обобщения экспериментальных данных. Затем ищется решение уравнения Шредингера для волновой функции нейтрона с комплексным потенциалом взаимодействия. Действительная часть потенциала описывает рассеяние, а мнимая - их поглошение

Для легких ядер из-за значительного расстояния между резонансными уровнями (~0,5 МэВ) оптическая модель применима при энергиях (5÷10) МэВ и выше. Со стороны очень высоких энергий оптическая модель применима только до значений  $\lambda$ , больших расстояний между нуклонами в ядре. Граничная энергия — около 100 МэВ.

Угловое распределение рассеянных нейтронов получают экспериментально для различных энергий и, привлекая теоретическое обобщение, описывают угловую зависимость рассеяния в виде разложения сечения по полиномам Лежандра:

$$\sigma_s = B_0 + B_1 \cos \psi + B_2 \frac{1}{2} (3\cos^2 \psi - 1) + B_3 \frac{1}{2} (5\cos^3 \psi - 3\cos \psi),$$

где  $B_i$  — коэффициенты при членах разложения. Определим среднюю энергию ядра отдачи  $E_r$ :

$$\bar{E}_r = \frac{\int E_r \sigma_s(\psi) d\cos\psi}{\int \sigma_s(\psi) d\cos\psi} = E_0 \frac{\int \frac{2A}{(A+1)^2} (1 - \cos\psi) \sigma_s(\psi) d\cos\psi}{\int \sigma_s(\psi) d\cos\psi}.$$

Так как полиномы Лежандра являются ортонормированными, то средняя энергия будет равна:

$$\bar{E}_r = \frac{2A}{(A+1)^2} E_0 \left( 1 - \frac{B_1}{B_0} \right).$$
(5.29)

С ростом энергии нейтрона отношение  ${B_1}/{B_0}$  приближается к единице и значение  $\bar{E_r}/E_0$  уменьшается.

При энергии нейтрона, превышающей первый уровень возбуждения ядра, может произойти неупругое рассеяние, в результате которого образуется рассеянный нейтрон и ядро отдачи в возбуждённом состоянии, которое снимается испусканием фотона,

Неупругое рассеяние можно считать изотропным. Неупругое рассеяние носит пороговый характер, с ростом A порог смещается в область меньших энергий. Сечение неупругого рассеяния возрастает от нуля при пороге до 1÷2 барн на интервале 1÷2 МэВ, выходит на плато и затем снижается. Для неупругого рассеяния, когда известна энергия возбуждения отдельных уровней  $E_i$ , энергия ядра отдачи будет равна:

$$E_r = \frac{2A}{(A+1)^2} E_0 \left[ 1 - \left( 1 - \frac{A+1}{A} \frac{E_i}{E_0} \right)^{1/2} \cos \theta \right] - \frac{1}{A+1} E_i. \quad (5.30)$$

Помимо энергии уровня необходимо знать парциальные сечения рассеяния.

Так, на углероде первый уровень возбуждения равен 4,44, второй – 7,66, третий – 9,62 МэВ. Энергия испускаемых фотонов (4,42  $\pm$  0,03) МэВ. Сечение неупругого рассеяния для нейтронов с энергией 6,5 МэВ равно (357  $\pm$  60) мбарн. При энергии 14 МэВ сечение неупругого рассеяния на этом уровне уменьшается до 300 мбарн, но появляется возможность рассеяния через более высокие уровни:  $\sigma$  (7,5 МэВ) = 400 мбарн, а  $\sigma$  (9,6 МэВ) = 160 мбарн. Отметим, что сечение упругого рассеяния в этом диапазоне энергий около 1000 мбарн. На азоте уровни возбуждения лежат при меньших энергиях: 2,31 и 3,95 МэВ. При энергии нейтрона 4 МэВ сечение неупругого рассеяния равно всего 6 мбарн.

В ядре кислорода уровни расположены весьма тесно, начиная с 6,06 МэВ: 6,13; 6,91; 7,11 МэВ. Энергия фотона при неупругом рассеянии велика – 6,1 МэВ при сечении 104 ± 25 мбарн.

Наряду с неупругим рассеянием при высоких энергиях нейтронов могут происходить ядерные реакции (n,p);  $(n,\alpha)$ ; (n,2n). Для мышечной ткани важна реакция  $(n,\alpha)$ , идущая на кислороде. Её порог ~ 3,6 МэВ. Ход сечения немонотонный. Первый большой и широкий максимум наблюдается при 4,15 МэВ и достигает 120 мбарн, второй максимум — при 4,6 МэВ ( $\sigma = 100$  мбарн), третий всплеск сечения — при 5,15 МэВ ( $\sigma = 180$  мбарн).

Из других элементов уместно упомянуть серу. Под действием быстрых нейтронов происходит реакция  ${}^{32}$ S  $(n,p){}^{32}$ P. Сечение реакции имеет эффективный порог 2,65 МэВ и соответствующее ему значение эффективного сечения –  $(250\pm5)$  мбарн.

Эффективное пороговое сечение — это аппроксимация истинного хода сечения прямоугольным распределением с резким порогом, которые подобраны так, чтобы влияние реальных спектров нейтронов на величину сечения было минимальным. Сера содержится в волосах, и были попытки использовать волосы как детектор в аварийных случаях, когда человек случайно оказывается в интенсивном поле нейтронов.

# 3. Расчёт кермы нейтронов в биологической ткани

Вспомним, что керма кинетическая – энергия всех заряженных частиц, возникших при взаимодействии косвенно ионизирующего излучения. Для определения кермы фотонного излучения требовалось обеспечение электронного равновесия. Это требование с ростом энергии фотонов выполнялось все труднее и труднее, так как пробег электронов с максимальной энергией рос быстрее среднего пробега фотонов. Для нейтронного излучения ситуация лучше, поскольку пробеги протонов и других ядер отдачи неизменно меньше средних пробегов нейтронов. Для примера рассмотрим полиэтилен, который часто является основным материалом камер, пропорциональных дозиметрических счётчиков, фантомов. Интересующие данные представлены в табл. 5.3. Как видим, пробеги несовместимы, поэтому измерение кермы может быть легко обеспечено.

В литературе керму иногда называют *первоударной* дозой (the first collision dose).

Таблица 5.3

		Максим	альные пробеги
Энергия	Средний пробег	Протонов,	Ионов углерода,
нейтрона, МэВ	нейтрона, мг/см <sup>2</sup>	мг/см <sup>2</sup>	мг/см <sup>2</sup>
0,2	$1,10.10^{3}$	0,319	0,08
1,0	$2,63 \cdot 10^3$	1,88	0,105
10	$9,52 \cdot 10^{3}$	112	0,44

# Средние пробеги нейтронов, максимальные пробеги протонов и ионов углерода в полиэтилене

В области тепловых энергий нейтроны передают при соударениях с атомами среды такую же энергию, как и получают от атомов. Главный вклад вносит реакция (n, p) на азоте. Сечение реакции уменьшается с ростом энергии по закону 1/v. При захвате нейтрона ядром водорода рождается дейтерий (сечение захвата 0,333 барн) и фотон с энергией 2,185 МэВ. При испускании фотона захватного излучения часть энергии передаётся образовавшемуся ядру. В этом случае энергия ядра отдачи равна 0,87 кэВ. Сечение захвата на водороде также следует закону 1/v.

Таким образом, керма нейтронов в тепловой области энергий и в начале промежуточной области будет уменьшаться по закону 1/v. Так как сечения рассеяния основными ядрами мягкой биологической ткани постоянны в промежуточной области керма ядер отдачи будет увеличиваться пропорционально энергии нейтрона.

Значение кермы в СИ при единичном флюенсе нейтронов (1/см<sup>2</sup>) равно:

$$K = 1,6 \cdot 10^{-34} \left[ E \left( \frac{n_{\rm H} \sigma_{\rm H}}{2} + \Sigma \frac{2n_i A_i \sigma_i}{(A+1)^2} \right) + 0,62n_{\rm N} \sigma_{\rm N} \right], \quad (5.31)$$

где E — энергия нейтрона, МэВ;  $n_{\rm H}$ ,  $n_i$ .  $n_N$  — концентрации атомов водорода и других атомов в 1 кг ткани;  $\sigma_{\rm H}$  и  $\sigma_i$  — сечения рассеяния, барн; A — атомный вес.

Долгое время использовалась внесистемная единица *рад* (1 рад =  $10^{-2}$  Гр), поэтому для сравнения с величинами дозы и кермы прошлых лет используют сантигрей (сГр).

Минимум кермы наблюдается при равенстве вкладов от протонов реакции на азоте и от ядер отдачи при рассеянии, он лежит около 30 эВ. При энергии нейтронов выше 10 кэВ сечение на водороде плавно уменьшается, что приводит к замедлению роста кермы при увеличении энергии нейтронов.

В области быстрых нейтронов необходимо учитывать резонансы рассеяния нейтронов, анизотропию рассеяния на ядрах тяжелее водорода и ядерные реакции, приводящие к рождению заряженных частиц, неупругое рассеяние. Вспомним, что для быстрых нейтронов средняя энергия ядер отдачи равна  $\frac{2EA}{(A+1)^2} \left(1 - \frac{B_1}{B_0}\right)$ , где  $B_0 \, \text{и} \, B_1$  – коэффициенты при членах разложения углового распределения сечения рассеяния нейтрона по полиномам Лежандра.

Для неупругого рассеяния, когда известны энергии возбуждения составного ядра  $E_{i}$  при рассеянии в СЦМ на угол  $\theta$  энергия ядра отдачи рассчитывается по (5.30).

Расчёты кермы проводились неоднократно и были обобщены в изданиях Национального бюро стандартов (США), Окриджской национальной лаборатории (США), Института биофизики (СССР) [6,7]. Обычно расхождение не превышает 6 %, кроме окрестности резонансов, где расхождение достигало 15 %.

Результаты приведены в табл. 5.4, а компоненты кермы и полная керма – на рис. 5.1.

Таблица 5.4

$E_n$ ,	Κ
2,5·10 <sup>-8</sup>	3,13.[-13]
3·10 <sup>-5</sup>	1,18.[-14]
$1.10^{-4}$	1,49.[-14]
$1 \cdot 10^{-3}$	1,01.[-13]
$1 \cdot 10^{-2}$	9,41.[-13]
$1.10^{-1}$	6,38.[-12]

Керма нейтронов ( $\Gamma p \cdot cm^2$ ) от единичного флюенса нейтронов (1/сm<sup>2</sup>)

$E_n$ ,	K
0,5	1,58.[-11]
1,0	2,42.[-11]
2,0	3,08.[-11]
5,0	4,34.[-11]
10,0	5,45.[-11]
14,0	6,60.[-11]



Рис. 5.1. Керма нейтронов и её компоненты: *1* – полная керма; 2 – протоны отдачи от рассеяния на водороде; *3*, *4* – ядра отдачи от упругого рассеяния на кислороде и углероде; *5* – ядра отдачи от упругого рассеяния на азоте; *6* – все ионы от неупругого рассеяния; *7* – протоны от всех ( ) - реакций; 8 – частицы от всех ( ) – реакций

# 4. Актуальные вопросы

Подавляющее большинство расчётов передачи энергии от нейтронов атомам относится к большим массивам мягкой биологической ткани. Вместе с тем, жизненно важная кроветворная ткань частично находится внутри полостей костной ткани. Из-за малости размера полостей нельзя сбрасывать с учёта передачу от ядер отдачи костной ткани кроветворной ткани. Во всяком случае, такое воздействие будет существенно в приграничных слоях.

Другой проблемой является передача энергии в атом-атомных каскадных столкновениях. Известно, что в твердых телах упругие соударения атомов приводят к устойчивым дефектам кристаллической решетки, изменяющим макроскопические характеристики материала. В твёрдых телах расчёт количества смещённых атомов в настоящее время проводят по модели Линдхарда [8]. Но для органических тканей (биополимеров) эта модель неприемлема из-за присутствия атомов водорода. Поэтому необходима разработка глубокой теории передачи энергии в каскаде смещений вдоль цепи биополимера. Эффект каскадных столкновений особенно значим в области промежуточных нейтронов, когда потери атомов отдачи на ионизацию идут на убыль с уменьшением энергии атомов.

# Список литературы

1. Крамер-Агеев Е.А., Лавренчик В.Н., Самосадный В.Т. Экспериментальные методы нейтронных исследований. М.: Энергоатомиздат, 1990.

2. Справочник по ядерно-физическим константам для расчёта реакторов. М.: Атомиздат. 1960.

3. Физические величины. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1991.

4. Крамер-Агеев Е.А. Расчёт спектрального распределения промежуточных нейтронов, выходящих из защитных барьеров. В сб.: Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. М.: Госатомиздат.1963. Вып.2.

5 Крамер-Агеев Е.А., Трошин В.С. Исследование спектрального распределения тока промежуточных нейтронов, рассеянных за-

щитными экранами. В сб.: Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. М.: Атомиздат. 1967. Вып. 7.

6. Тканевые дозы нейтронов в теле человека. Справочник. В.Т.Золотухин, И.Б. Кеирим-Маркус, О.А. Кочетков, Г.М. Обауров, В.И. Цветков. М.: Атомиздат, 1972.

7. Приборы для контроля радиационной безопасности и их применение. (доклад 20 МКРЕ). В кн «Радиационная безопасность. Величины, единицы, методы и приборы» Пер. с англ. Под ред. И.Б. Кеирим-Маркуса. М.: Атомиздат, 1974.

# Глава 6. Законы ослабления и дозовые распределения, создаваемые в средах источниками ионизирующих излучений

Подробный анализ закономерностей распространения ионизирующих излучений в средах не входит в задачи данной монографии. Эта проблема детально рассматривается в прикладной отрасли науки "физика защиты от ионизирующих излучений" (см. например, [1]). Однако при решении многих задач радиационной дозиметрии, например, при изучении функций чувствительности детекторов, расчете поглощенных доз при внутреннем облучении, дозиметрическом планировании облучения в лучевой терапии и др., требуется определять дозовые характеристики полей ионизирующих излучений. Имея в виду эти обстоятельства, рассмотрим данные вопросы в кратком варианте.

# 1. Законы ослабления косвенно ионизирующего излучения в геометриях узкого и широкого пучков

К косвенно ионизирующему излучению, как отмечалось выше, относятся фотоны и нейтроны. Для определенности обсудим законы ослабления на примере фотонов. Чтобы исключить влияние геометрической расходимости пучка, рассмотрим закономерности ослабления фотонов в среде для мононаправленного моноэнергетического источника с энергией  $E_0$ , излучение которого нормально падает на плоский слой вещества (рис. 6.1 и 6.2), создавая на входной поверхности слоя плотность потока фотонов  $\varphi(z = 0) = \varphi_0$ .

На рис. 6.1 излучение такого источника коллимируется первым коллиматором в узкий пучок. В результате взаимодействия с веществом слоя часть фотонов может быть поглощена или рассеяна, т.е. отклонится от направления своего первоначального движения, а оставшиеся фотоны пройдут слой без взаимодействия. Однако рассеянные фотоны не попадут в детектор из-за поглощения во втором коллиматоре. Таким образом, детектор будет регистрировать в рас-
сматриваемой геометрии только фотоны, не испытавшие взаимодействия в материале.



Рис. 6.1. Ослабление излучения в геометрии узкого пучка

Выделим в веществе тонкий слой толщиной dz. Изменение плотности потока фотонов,  $d\varphi$ , вследствие процессов взаимодействия в выделенном слое, учитывая, что линейный коэффициент ослабления,  $\mu_0$ , равен вероятности взаимодействия фотона на единице пути:

$$d\phi = -\mu_0 \cdot \phi(z) \cdot dz$$
 или  $\frac{d\phi}{\phi(z)} = -\mu_0 \cdot dz.$  (6.1)

Интегрируя (6.1) с учетом граничного условия и подставляя толщину слоя *t*, получаем

$$\varphi(t) = \varphi_0 e^{-\mu_0 t}$$
. (6.2)

Формула (6.2) называется законом ослабления  $\gamma$ -излучения в геометрии узкого пучка или в "хорошей геометрии". Аналогичный результат можно получить и без коллимации излучения, если детектор будет регистрировать только фотоны, не испытавшие взаимодействия, т.е. первичные фотоны с энергией  $E_0$ . Аналогичный закон ослабления справедлив и для флюенса, и для поглощенной дозы, обусловленных нерассеянными фотонами. Если падающее излучение не является моноэнергетическим, то в формулу (6.2) вместо  $\mu_0$  необходимо ввести линейный коэффициент ослабления

фотонов, усредненный по спектру падающего излучения,  $\overline{\mu}$ . Он определяется из следующего уравнения:

$$\overline{\mu}(t) = \frac{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} e^{-\mu(E)t} \cdot \varphi_0(E) \cdot dE}{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \varphi_0(E) \cdot dE},$$
(6.3)

где  $E_{\min}$  и  $E_{\max}$  – минимальная и максимальная энергии в энергетическом распределении падающего излучения.

Уберем теперь коллиматоры и перед, и за плоским слоем вещества (см. рис. 6.2). Тогда в детектор будут приходить как нерассеянные, так и рассеянные в веществе фотоны. Такая геометрия называется "геометрия широкого пучка". Вклад рассеянного излучения в показания детектора сложным образом зависит от энергии, размеров и углового распределения источника, от толщины и атомного номера материала, от измеряемой детектором величины (например, плотности потока частиц, плотности потока энергии или экспозиционной или поглощенной дозы) и наконец, от взаимного расположения источника, слоя вещества и детектора. Эти зависимости подробно рассматриваются в работе [1].



Рис. 6.2. Ослабление фотонов в геометрии широкого пучка

Точный расчет характеристик поля рассеянного излучения возможен с помощью методов и компьютерных программ теории переноса ионизирующих излучений, что не является тривиальной задачей. На практике широкое распространение получил метод расчета характеристик поля γ-излучения, использующий понятие "фактор накопления", *В*. Это понятие определяется для конкретной характеристики поля излучения в виде отношения:

(6.4)

Метод позволяет учитывать вклад как нерассеянных, так и рассеянных фотонов. Закон ослабления фотонов в геометрии широкого пучка (см. рис. 6.2) выражается в виде следующей формулы:

$$\varphi(t) = \varphi_0 \cdot e^{-\mu_0 t} \cdot B_{\mu}(E_0, \mu_0 t), \qquad (6.5)$$

где  $B_{\rm q}(E_0,\mu_0 t)$  – числовой фактор накопления, зависящий в конкретной геометрии расположения источника, слоя вещества и детектора от энергии фотонов, толщины и материала слоя.

В литературе имеются данные по числовым,  $B_{\rm y}$ , энергетическим,  $B_{\rm 3}$ , дозовым факторам накопления,  $B_{\rm d}$ , и факторам накопления по воздушной керме,  $B_{\rm k}$ , для изотропных и мононаправленных источников фотонов (например, в [2]), в том числе, для разных геометрий взаимного расположения источника, защитного барьера и детектора (например, [3, 4]). В качестве примера на рис. 6.3 показана зависимость дозового фактора накопления от расстояния между точечным изотропным источником и детектором для разных энергий в бесконечных средах.

Следует отметить, что метод факторов накопления не нашел широкого применения при расчете характеристик поля от источников нейтронов. Связано это, по-видимому, с двумя обстоятельствами: нерегулярный характер зависимости макроскопического сечения взаимодействия с веществом от энергии нейтронов, атомного номера и атомного веса вещества, что затрудняет расчет показаний детектора, связанных с нерассеянными нейтронами; малая распространенность моноэнергетических источников нейтронов. В случае нейтронов в ручных расчетах ослабления излучения большее распространение получили полуэмпирические методы длин релаксации и сечения выведения [1].



Рис. 6.3. Зависимость дозового фактора накопления от расстояния между точечным изотропным моноэнергетическим источником и детектором в бесконечных средах из воды и свинца для разных энергий [1]

## 2. Гамма-постоянные радионуклидных источников

При расчете характеристик поля в вакууме (или в водухе на небольших расстояниях от источника), создаваемого радионуклидными источниками, широкое распространение получили так называемые гамма-постоянные радионуклидов, Г.

#### 2.1. Определение гамма-постоянных

На практике чаще применяются гамма-постонные, рассчитанные по мощности экспозиционной дозы,  $\Gamma_X$ , по мощности поглощенной дозы,  $\Gamma_D$ , по мощности эквивалентной дозы,  $\Gamma_H$ , и по мощности воздушной кермы,  $\Gamma_K$ , последняя называется "кермапостоянная". Эти величины определяются для точечных изотропных источников стандартной активности (обычно 1 Бк или реже 1 мКи) на стандартном расстоянии от источников (обычно 1 м или 1 см).

Гамма-постоянная по мощности экспозиционной дозы рассчитывается по формуле

$$\Gamma_{X} = 194,5 \sum_{i=1}^{m} E_{i} n_{\gamma_{i}} \mu_{en}^{\text{BO3H}}(E_{i}) \left( \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{CM}^{2}}{\mathbf{\Psi} \cdot \mathbf{M} \mathbf{K} \mathbf{M}} \right), \tag{6.6}$$

где  $E_i - M \ni B; n_{\gamma_i}$  – квантовый выход (число фотонов с энергией  $E_i$  на один распад ядра).

Гамма-постоянная по мощности поглощенной дозы рассчитывается по формуле

$$\Gamma_{D} = 1275 \sum_{i=1}^{m} E_{i} n_{\gamma_{i}} \mu_{en}^{\text{возд}}(E_{i}) \left( \frac{a \Gamma p \cdot M^{2}}{c \cdot \mathbf{b} \kappa} \right), \tag{6.7}$$

Между керма-постоянной и гамма-постоянной по мощности экспозиционной дозы существует следующее численное соотношение:

$$\Gamma_{\kappa} = 6,55\,\Gamma_{\rm X}\,.\tag{6.8}$$

Величины  $\Gamma_K$  и  $\Gamma_D$  отличаются друг от друга на долю энергии вторичных заряженных частиц, переходящей в воздухе в тормозное излучение. Для воздуха в области энергий фотонов, испускаемых радионуклидами, эта доля мала. Поэтому приближенно можно считать, что

$$\Gamma_K \approx \Gamma_D. \tag{6.9}$$

## 2.2. Расчет дозы от изотропных источников фотонов

#### 2.2.1. Расчет в непоглощающей и нерассеивающей среде

Достаточно близким приближением к случаю непоглощающей и нерассеивающей среды можно считать задачи расчета дозы в воздухе на небольших расстояниях от источника. Пусть требуется найти дозовую характеристику поля, создаваемого точечным изотропным источником фотонов активностью A (Бк) в воздухе на расстоянии r (м) от источника. Знание керма- или гаммапостоянной радионуклида позволяет легко решить эту задачу. Например, мощность поглощенной дозы будет равна:

$$\dot{D}_{\text{возд}}(r) = \frac{\Gamma_D \cdot A}{r^2} \left(\frac{a\Gamma p}{c}\right).$$
(6.10)

Если источник фотонов является протяженным (рис. 6.4) и имеющим распределение активности по объему (или поверхности)  $q(\vec{r}_s)$ , то без учета ослабления излучения в самом источнике мощность поглощенной дозы в воздухе в произвольной точке  $P(\vec{r})$  определяется из следующего уравнения:

$$\dot{D}(\vec{r}) = \int_{V_s} \frac{q_s(\vec{r}_s) \cdot \Gamma_D}{\left(\vec{r} - \vec{r}_s\right)^2} \cdot dV_s, \qquad (6.11)$$

где *V*<sub>s</sub> – объем, занимаемый источником.



Рис.6.4. Геометрия расчета мощности дозы от протяженного источника

## 2.2.2. Расчет с учетом поглощения и рассеяния фотонов

Если изотропный источник расположен в поглощающей и рассеивающей среде, то при расчете дозы необходимо учитывать ослабление излучения в веществе. Точный расчет дозы в этом случае возможен с использованием методов теории переноса. На практике хорошо зарекомендовал себя упрощенный подход, использующий для учета рассеянного излучения факторы накопления. Если изотропный точечный источник является моноэнергетическим, то формула (6.10) для расчета мощности дозы в среде с линейным коэффициентом ослабления фотонов  $\mu_0$  переходит в следующее выражение:

$$\dot{D}(r) = \frac{\Gamma_D \cdot A}{r^2} \cdot \mathrm{e}^{-\mu_0 r} B_D, \qquad (6.12)$$

где  $B_D$  — фактор накопления по поглощенной дозе, зависящий от состава вещества и геометрии среды, энергии фотонов, расстояния от источника и от взаимного расположения источника, защитного барьера и детектора излучения [1-5].

Если среда состоит из легких элементов, то на небольших расстояниях от источника можно воспользоваться приближенной формулой:

$$\dot{D}(r) = \frac{\Gamma_D \cdot A}{r^2} \cdot e^{-\mu_{en}r}, \qquad (6.13)$$

где  $\mu_{en}$  – линейный коэффициент истинного поглощения энергии фотонов в среде.

Для немоноэнергетических источников формулы (6.10) – (6.13) преобразуются в суммы по всем энергиям фотонов, испускаемых источником. Так, например, формула (6.12) переходит в следующую:

$$\dot{D}(r) = \frac{A}{r^2} \sum_{i=1}^{N} \Gamma_{D,i}^* \cdot n_i \cdot e^{-\mu_i r} B(E_i, \mu_i r), \qquad (6.14)$$

где  $n_i$  – квантовый выход фотонов с энергией  $E_i$  на один распад;  $\Gamma_{D,i}^*$  – нормализованная дифференциальная по мощности поглощенной дозы, рассчитанная на выход одного фотона на один распад;  $\mu_i$  – линейный коэффициент ослабления фотонов с энергией  $E_i$ в среде.

Для других видов (по форме) изотропных источников фотонов формулы для расчета поглощенной дозы с учетом поглощения и с учетом рассеянного излучения в приближении факторов накопления суммированы в работах [1, 2].

# 3. Дозовые ядра элементарных источников фотонов

### 3.1. Общее рассмотрение

К элементарным источникам обычно относят три вида моноэнергетичеких источников: а) точечный изотропный источник; б) точечный мононаправленный источник, часто называемый "тонкий луч"(ТЛ); в) дифференциальный тонкий луч (ДТЛ) (рис. 6.5). Под понятием ДТЛ понимается, фактически, поле излучения, создаваемое в результате взаимодействие первичного фотона, имеющего определенную энергию и направление движения, с веществом в определенной точке. Дозовые распределения, создаваемые этими источниками единичной мощности в гомогенных средах, принято называть дозовыми точечными ядрами. Такое дозовое ядро представляет собой пространственное распределение поглощенной энергии ионизирующего излучения в единице объема в окрестности произвольной точки  $\vec{r}$ , выраженное для фотонов в относительной доле от энергии первичной испускаемой частицы. Для электронов и нейтронов часто оказывается удобнее нормировать эти распределения на одну частицу источника. При расчете методом Монте-Карло в воде получаемое распределение поглощенной энергии совпадает с распределением поглощенной дозы, так как  $\rho = 1 \ \Gamma/cm^3$ .

Происхождение термина "дозовое ядро", по-видимому, связано с тем, что когда проводится расчет доз от более сложных источников с помощью интегрирования по пространству, занимаемому источниками, то в качестве математических ядер в таких интегралах выступают дозовые распределения, создаваемые в гомогенных средах этими источниками. Так как в большинстве случаев необходимо определять поглощенную дозу в биологической ткани, т.е. фактически, в воде, то в качестве такой гомогенной среды чаще всего и выступает вода. Поэтому нас в первую очередь будут интересовать дозовые ядра для воды.



Рис. 6.5. Геометрия элементарных моноэнергетических источников: *a* – точечный изотропный источник; *б* – точечный мононаправленный источник (или тонкий луч); *в* – дифференциальный тонкий луч

Введем следующие обозначения для этих дозовых ядер:  $K_{\text{ти}}$ ,  $K_{\text{тл}}$ и  $K_{\text{дтл}}$  для точечного изотропного источника, тонкого луча и дифференциального тонкого луча соответственно. В бесконечной однородной среде и сферической системе координат, начало которой размещено в точке источника, дозовое ядро изотропного источника является функцией двух переменных  $K_{\text{ти}} = f(E_0, r)$ , а дифференциального тонкого луча – трех переменных  $K_{\text{дтл}} = f(E_0, \theta, r)$ . В случае тонкого луча излучение падает на полубесконечную гомогенную среду. В простейшем варианте нормального падения дозовое ядро удобно записывать в цилиндрической системе координат с началом в точке падения источника. Тогда оно является функцией трех переменных  $K_{\text{тл}} = f(E_0, z, r)$ .

При расчете дозовых распределений в произвольных гомогенных средах (в том числе ограниченных в поперечных направлениях) с использованием дозовых ядер в первую очередь постулируется их пространственная инвариантность, что конечно является приближением, особенно вблизи границы среды. В некоторых других приложениях, например, при расчете дозовых распределений в лучевой терапии, принимается, что дозовые ядра не зависят от направления падения излучения на среду, а для легких сред не зависят и от эффективного атомного номера вещества и используются данные, полученные для воды.

### 3.2. Дозовые ядра для точечных изотропных источников

#### 3.2.1. Источники фотонов

Рассмотрим снова геометрию задачи, изображенной на рис. 6.4. Но теперь пусть вещество в среде поглощает и рассеивает фотоны, а область  $V_s$ , занимаемая источником фотонов, тоже состоит из этого вещества. Часть источника, находящаяся в элементе объема  $dV_s$ , можно рассматривать как точечный изотропный источник, испускающий в единицу времени  $q_s(\vec{r}_s) \cdot dV_s$  фотонов с энергией  $E_0$  в пространство  $4\pi$ . Тогда плотность потока энергии в произвольной точке  $\vec{r}$ , создаваемая этим элементом изотропного источника, будет равна:

$$dI(\vec{r}_{s}) = \frac{q_{s}(\vec{r}_{s}) \cdot E_{0} \cdot dV_{s}}{4\pi (\vec{r} - \vec{r}_{s})^{2}} \cdot e^{-\mu_{0}|\vec{r} = \vec{r}_{s}|} B_{E}(E_{0}, \mu_{0} \cdot |\vec{r} - \vec{r}_{s}|), \quad (6.15)$$

где  $\mu_0$ ,  $B_E$  — линейный коэффициент поглощения и фактор накопления энергии в материале среды для фотонов с энергией  $E_0$ , соответственно.

Аналогичное выражение для мощности поглощенной дозы в условиях существования электронного равновесия имеет следующий вид:

$$d\dot{D}(\vec{r}_{s}) = \frac{q_{s}(\vec{r}_{s}) \cdot E_{0} \cdot dV_{s}}{4\pi(\vec{r} - \vec{r}_{s})^{2}} \frac{\mu_{en}(E_{0})}{\rho} \cdot e^{-\mu_{0}|\vec{r} - \vec{r}_{s}|} B_{D}(E_{0}, \mu_{0} \cdot |\vec{r} - \vec{r}_{s}|), (6.16)$$

где  $\mu_{tr}(E_0)/\rho$ ,  $B_D$  – массовый коэффициент передачи энергии и фактор накопления поглощенной дозы в материале среды для фотонов с энергией  $E_0$  соответственно.

Полные значения плотности потока энергии и мощности поглощенной дозы получаем, интегрируя выражения (6.15) и (6.16), по объему источника. Так для мощности дозы имеем

$$\dot{D}(\vec{r}_s) = \int_{V_s} \frac{q_s(\vec{r}_s) \cdot E_0}{4\pi (\vec{r} - \vec{r}_s)^2} \frac{\mu_{en}(E_0)}{\rho} \cdot e^{-\mu_0 |\vec{r} - \vec{r}_s|} B_D(E_0, \mu_0 \cdot |\vec{r} - \vec{r}_s|) \cdot dV_s.$$
(6.17)

Уравнение (6.17) можно переписать следующим образом:

$$\dot{D}(\vec{r}) = \frac{1}{\rho} \int_{V_s} K_{\text{TH}}(E_0, \vec{r} - \vec{r}_s) \cdot q(\vec{r}_s) \cdot dV_s, \qquad (6.18)$$

где  $K_{\text{ти}}$  – дозовое ядро точечного моноэнергетического изотропного источника для конкретного вещества, равное:

$$K_{_{\mathrm{TH}}}(E_{_{0}},|\vec{r}-\vec{r}_{_{s}}|) = \frac{\mu_{_{en}}(E_{_{0}})}{4\pi(\vec{r}-\vec{r}_{_{s}})^{2}} \cdot e^{-\mu|\vec{r}-\vec{r}_{_{s}}|} B_{_{D}}(E_{_{0}},\mu_{_{0}}\cdot|\vec{r}-\vec{r}_{_{s}}|). \quad (6.19)$$

#### 3.2.2. Источники электронов

В литературе в настоящее время не имеется надежных данных по дозовым ядрам для моноэнергетических источников электронов. Наибольшее распространение для оценки пространственного дозового распределения β-частиц в тканеэквивалентной среде (вода) для точечных изотропных радионуклидных источников получило соотношение Левинджера (Loevinger) [6]. Оно было получено автором на основе аппроксимацией экспериментальных данных для 12 β-излучающих радионуклидов в диапазоне граничных энергий  $E_{\text{max}} = 0,167 \div 2,27 \text{ МэВ} (^{35}\text{S}, ^{90}\text{Y})$ . Пример такого экспериментально измеренного дозового распределения в воде приводится на рис. 6.6.



Рис. 6.6. Пространственное распределение поглощенной дозы, создаваемой  $\beta$ -частицами радионуклида  $^{32}_{15}$  P в воде

Так как энергетическое распределение β-частиц, испускаемых радионуклидами, является непрерывным и обычно характеризуется максимальной (граничной) энергией в спектре, то соотношение Левинджера нельзя применять для моноэнергетических источников электронов.

Дозовое ядро в тканеэквивалентной среде для точечных изотропных источников β-частиц, используя формулу Левинджера, можно представить в следующем виде:

$$K_{\text{TH}}(E_{\text{max}}, |\vec{r} - \vec{r}_{s}|) = \frac{k}{\nu^{2}(\vec{r} - \vec{r}_{s})^{2}} \left\{ c \left[ 1 - \frac{\nu \cdot |\vec{r} - \vec{r}_{s}|}{c} e^{(1 - \frac{\nu \cdot |\vec{r} - \vec{r}_{s}|}{c})} \right] + \nu \cdot |\vec{r} - \vec{r}_{s}| \cdot e^{(1 - \nu \cdot |\vec{r} - \vec{r}_{s}|)} \right\},$$

$$rge \left[ 1 - \frac{\nu \cdot |\vec{r} - \vec{r}_{s}|}{c} e^{(1 - \frac{\nu \cdot |\vec{r} - \vec{r}_{s}|}{c})} \right] = 0 \text{ при } \nu \cdot |\vec{r} - r_{s}| = 0;$$
(6.20)

*к* – константа размерности; *с* – параметр, зависящий зависит от граничной энергии *E*<sub>max</sub> β-излучателя:

$$c = 2,0$$
при $0,17 < E_{max} < 0,5$  МэВ; $c = 1,5$ при $0,50 < E_{max} < 1,0$  МэВ; $c = 1,0$ при $1,00 < E_{max} < 3,0$  МэВ.

Коэффициент поглощения v определяется в основном граничной энергией бета-спектра и параметром  $\overline{E}_*$ :

$$v = \frac{18.6}{(E_{\text{max}} - 0.036)^{1.37}} \cdot [2 - \frac{\overline{E}}{\overline{E}_*}], \qquad (6.21)$$

где E – средняя энергия  $\beta$ - спектра и  $E_*$  – средняя энергии так называемого гипотетически разрешенного  $\beta$ –спектра, имеющего ту же граничную энергию (табличное значение из результатов теории  $\beta$ -распада).

Полученному соотношению присущи недостатки, проистекающие из чисто эмпирической подгонки результатов ограниченного числа измерений. Многие радионуклиды, например <sup>3</sup>H, <sup>63</sup>Ni (малые граничные энергии), <sup>106</sup>Ru, <sup>106</sup>Rh, <sup>42</sup>K (большие граничные энергии), находятся вне диапазона применимости соотношения Левинджера. Кроме того, дозовые ядра для  $\beta$ -частиц зависят не только от величин граничных энергий спектров, но и, в частности, от средней энергии спектров (т.е. от формы  $\beta$ -спектра).

#### 3.2.3. Источники нейтронов

Поглощенная доза в биологической ткани от источников нейтронов, представляет собой сумму нескольких основных компонентов, обусловленных ядрами отдачи (в основном ядрами водорода) при упругом рассеянии нейтронов, реакцией захвата нейтронов ядрами азота, приводящие к испусканию ядром протона, и вторичным у-излучением, образующимся, главным образом, при захвате тепловых нейтронов ядрами водорода. Определяющий вклад в дозу (85 - 90 %) для быстрых нейтронов вносит упругое рассеяние на ядрах водорода. Поэтому так же как и для фотонов и электронов, хорошим приближением к мягкой биологической ткани является вода. Осложняющим обстоятельством для предсказания значения поглощенной дозы в конкретной точке служит заметная зависимость от геометрии среды пространственного распределения дозы и вклада в дозу от отдельных компонентов. Поэтому при дозиметрии нейтронного излучения широко используются различные фантомы, в том числе и антропоморфные фантомы для людей разного пола и возраста. Такое всестороннее рассмотрение этой сложной проблемы не входит в задачу настоящего пособия. Для интересующихся данным вопросом читателей можно рекомендовать специальные публикации, например [7-9].

Распределение поглощенной дозы, создаваемое точечными изотропными источниками нейтронов в ряде бесконечных гомогенных сред, было получено с помощью расчетов методом моментов в работе [10] без учета вторичного γ-излучения для энергий 2, 4, 6, 8, 10, 14 МэВ и спектра деления. Полученные результаты для воды приводятся на рис. 6.7. Представленные данные не являются, вообще говоря, дозовыми ядрами в соответствии с их определением. Однако их можно легко из этих данных пересчитать, но так как обычно воздействие нейтронов на биологические объекты нормируют на один нейтрон источника, то это не сделано.

Хорошей аналитической аппроксимации результатов численных расчетов в литературе не приводится. Вместе с тем, на отдельных участках кривых ослабления пространственная зависимость мощности поглощенной дозы в воде близко аппроксимируется кусочно-экспоненциальным законом

$$\dot{D}(r) \sim \exp(-r/L), \tag{6.22}$$

где L – длина релаксации, зависящая от расстояния до источника и его энергии. Подбор значений L и зависимость вкладов нейтронов различных групп и вторичного  $\gamma$ -излучения в эквивалентную дозу приводится в работах [1, 2].



Рис. 6.7. Пространственное распределение поглощенной дозы от точечных моноэнергетических изотропных источников быстрых нейтронов в воде (-) и в водороде (---) с плотностью 0,111 г/см<sup>3</sup> для разных энергий [1]

### 3.3. Дозовые ядра для тонкого луча

#### 3.3.1. Общая постановка

Дозовые ядра для точечных мононаправленных моноэнергетических источников (тонких лучей) наиболее удобно применять для расчета дозы от мононаправленных источников. Рассмотрим для определенности задачу расчета дозы в точке P в полубесконечной водной среде, облучаемой дисковым мононапраленным источником моноэнергетических фотонов (рис. 6.8).



Рис. 6.8. К расчету дозы на основе дозового ядра тонкого луча

Пусть дифференциальный энергетический флюенс первичных фотонов в произвольной точке P'(x', y', z' = 0) на поверхности среды равен  $\Psi_{F}(x', y', z' = 0)$ . Выделим в окрестности этой точки элемент площади  $dx' \cdot dv'$ . Количество энергии первичных фотонов, падающей на этот элемент, равно  $\Psi_{F}(x', y', z' = 0) \cdot dx' \cdot dy'$ . Умножая эту дозовое ядро энергию на тонкого луча  $K_{TT}(E, x - x', y - y', z)$  и деля на плотность, получим вклад в дозу в точке Р, который создается первичным излучением, падающим на выделенный элемент площади. Величина полной дозы в произвольной точке P(x,y,z) определяется с помощью интегрирования по площади поля облучения S и по энергетическому спектру первичного излучения:

$$D(x, y, z) = \int dE \iint_{S} dx' dy' \psi_{E}(x', y', z' = 0) \cdot \frac{K_{mn}(E, x - x', y - y', z)}{\rho(x, y, z)}.$$
(6.23)

Этот метод расчета называют в литературе методом тонкого луча. В общей постановке он может применяться и для монаправленных пучков электронов и нейтронов. В лучевой терапии метод тонкого луча широко используется и при расчете дозы от расходящихся пучков. Для учета геометрического ослабления излучения в этом случае вводится соответствующая поправка, основанная на законе обратных квадратов.

#### 3.3.2. Источники фотонов

Дозовые ядра в воде для тонких лучей фотонов рассчитывались численно методом Монте-Карло в ряде работ. Наиболее полное исследование для моноэнергетических источников в диапазоне энергий от 0,1 до 25 МэВ было проведено в работах [11 – 14]. В расчетах отдельно определялись распределения первичного, однократно и многократно рассеянного излучения. Полученные в этих работах результаты были оформлены в работах [13 – 14] в виде электронной библиотеки (базы данных) дозовых ядер, которая авторами свободно распространяется по конкретным запросам. На рис. 6.9 приводится пример радиальных распределений для первичного и рассеянного излучений на глубине d = 10 см для двух энергий источников.



Рис. 6.9. Сравнение результатов расчета дозового ядра тонкого луча моноэнергетических фотонов методом Монте-Карло с аналитической аппроксимацией. Расчет: • — полная доза; ◆ — доза, создаваемая рассеянными фотонами. Аппроксимация: — - полная доза; ---- доза, создаваемая рассеянными фотонами

В ряде приложений удобно использовать аналитическую аппроксимацию. Наиболее удачная на практике для источнков тормозного излучения оказалась аналитичекая аппроксимация, предложенная в работе [15] в виде

$$K_{\rm TR}(z,r) = \rho \Big( A_z \, {\rm e}^{-a_z r} + B_z \, {\rm e}^{-b_z r} \Big) / \, r, \qquad (6.24)$$

где  $A_z$ ,  $B_z$ ,  $a_z$  и  $b_z$  – эмпирические параметры, зависящие для данного спектра тормозного пучка только от глубины z. Значения параметров побирались методом наименьших квадратов.

Формула (6.24) удобна в двух отношения: *a*) она позволяет свести расчет дозы от плоских источников в модели ТЛ от двойного интегрирования к сумме интегралов Зиверта [15]; б) приближенно можно считать, что первое слагаемое представляет вклад в дозу от нерассеянного излучения, а второй – от рассеянного излучения [15]. Ее недостатком является существенное увеличение погрешности аппроксимации для моноэнергетических фотонов.

Для моноэнергетических фотонов аналитическая аппроксимация дозовых ядер с погрешностью в пределах 3 ÷ 5 % была предложена в работах [16, 17]. Она имеет следующий вид:

$$K_{\rm TH}(z,r) = K_p(z,r) + K_s(z,r); \qquad (6.25)$$

$$\frac{K_p(z,r)}{\rho} = \begin{cases} [B_1 \exp(-b_1 \cdot r) + B_2 \exp(-b_2 \cdot r) + B_3 + B_4 \cdot r]/r, \ r < r_p \\ 0, \ r \ge r_l; \end{cases}$$

$$\frac{K_s(z,r)}{\rho} = \begin{cases} c_1 \cdot \exp(-k_1 \cdot r^n), n = l \text{ или } 2, \quad r < r_s; \\ [c_2 \cdot \exp(-k_2 \cdot r) + c_3 \cdot \exp(-k_3 \cdot r)]/r, \quad r \ge r_s, \end{cases}$$
(6.27)

где  $B_{i}$ ,  $b_i$ ,  $c_i$ ,  $k_i$  – эмпирические параметры, значения которых подбирались методом наименьших квадратов, минимизируя отклонения от результатов расчетов методом Монте-Карло, выполненных авторами;  $r_p$  и  $r_s$  – эмпирические параметры, близкие по значению к пробегу первичных электронов в воде. Значения всех эмпирических коэффициентов для некоторых источников приводятся в работах [16, 18].

#### 3.3.3. Источники электронов

Детальные численные расчеты дозового ядра тонких лучей электронов для моноэнергетических источников в диапазоне энер-

гий 1 ÷ 20 МэВ в воде были выполнены методом Монте-Карло в работах [14, 19]. Полученные результаты включены в виде отдельного раздела в библиотеку дозовых ядер фотонов и электронов [19], упоминаемую выше.

Аналитическое представление дозового ядра тонкого луча электронов можно получить, используя теорию Ферми – Эйджа [20]. Пусть электрон нормально падает на полубесконечную водную среду в начале координат (0, 0, 0) вдоль оси z в декартовой системе координат. Вероятность обнаружить электрон на глубине z со смещением между x и x+dx и между y и y+dy в соответствии с формулой Ферми – Эйджа равна:

$$p(x, y, z)dx \cdot dy = \frac{1}{2\pi\sigma_{MCS}^2} \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma_{MCS}^2}\right] dx \cdot dy, \qquad (6.28)$$

где  $\sigma_{MCS}^2 = \frac{1}{2} \int_0^z (z-u) \cdot T(u) du;$  (6.29)

T(u) – линейная рассеивающая способность среды на глубине u, зависящая от средней энергии электрона на глубине u; MCS – означает многократное кулоновское рассеяние.

С увеличением глубины проникновения в воде  $\sigma_{MKS}$  возрастает приближенно по линейному закону до глубины  $z \le (0,8 \div 0,9)R_e$ , где  $R_e$  – практический пробег электрона в среде [21].

Функция Ферми – Эйджа p(x,y,z) описывает пространственное распределение тока электронов, обусловленное тонким лучом. Чтобы преобразовать это распределение в пространственное распределение дозового ядра  $K_{\text{тл}}(x,y,z)$ , вводится взвешивающий фактор g(z), который зависит только от координаты z:

$$\frac{K_{\rm TR}(x, y, z)}{\rho} = p(x, y, z) \cdot g(z).$$
(6.30)

Основным требованием к модели расчета методом тонкого луча является воспроизведение измеренных центрально-осевых дозовых распределений для полей различных размеров. Это достигается таким выбором g(z), чтобы доза на центральной оси, полученная интегрированием  $K_{\text{тл}}(x,y,z)$  по прямоугольному полю размером  $2A \times 2B$  на облучаемой поверхности среды точно равнялась измеренному значению дозы для этого поля CAXD(z) (central axis dose) минус доза от тормозного излучения. Обозначим эту величину  $D_{meas}(0,0,z)$ , тогда весовая функция g(z) будет равна:

$$g(z) = \frac{D_{meas}(0,0,z)}{\operatorname{erf}\left[\frac{A}{\sqrt{2}\sigma_{med}(z)}\right] \cdot \operatorname{erf}\left[\frac{B}{\sqrt{2}\sigma_{med}(z)}\right]}.$$
(6.31)

На практике значения g(z) необходимо определить для всего диапазона размеров полей и пучков разной энергии, так как модель способна предсказать изменения CAXD(z) в пределах относительно узкого диапазона размеров полей.

#### 3.3.4. Источники нейтронов

Детальные исследования дозовых ядер для тонких лучей нейтронов проводились в работах [22, 23]. Авторами были выполнены систематические расчеты методом Монте-Карло, изучены физические закономерности и выполнена аналитическая аппроксимация результатов расчета дозовых ядер для источников нейтронов в диапазоне энергий от 0,025 эВ до 14,5 МэВ и полубесконечной водной среды. Учитывая нерегулярность энергетической зависимости сечений взаимодействия нейтронов с веществом, расчеты были сделаны в 28-групповом приближении в цилиндрической геометрии (см. рис. 6.5, б), при этом отдельно определялись вклады в поглощенную дозу от нерассеянных и рассеянных нейтронов и от вторичного γ-излучения. Моделирование траекторий тяжелых заряженных частиц в работе [22] не проводилось, их кинетическая энергия считалась поглощаемой в точке образования частиц. Как следствие, радиальное распределение поглощенной дозы от нерассеянных нейтронов не определялось. Значения поглощенной дозы нормировались на один нейтрон источника. Таким образом, для каждой і-й энергетической группы суммарное дозовое ядро представляло сумму трех компонентов:

$$K_{\rm TR}^{i}(z,r) = K_{p}^{i}(z,r) + K_{s}^{i}(z,r) + K_{g}^{i}(z,r), \qquad (6.32)$$

где  $K_P^i(z,r)$  – вклад в поглощенную дозу, создаваемый вблизи точки (*z*,*r*) первичными нейтронами;  $K_s^i(z,r)$  – вклад в поглощенную дозу, создаваемый вблизи точки (*z*,*r*) рассеянными нейтронами;  $K_g^i(z,r)$  – вклад в поглощенную дозу вблизи той же точки от вторичного гамма-излучения, образующегося при взаимодействии нейтронов с водой, *i* – индекс энергетической группы.



Рис. 6.10. Зависимость от глубины в водном фантоме компонента  $K_P^i(z)$ , полученного в расчете усреднением поглощенной энергии при взаимодействии нерассеянных нейтронов по объему центральных ячеек вокруг оси ТЛ, для ТЛ нейтронов энергетической группы E = 0, 2 - 0.4 МэВ

На рис. 6.10 в качестве примера приводится зависимость  $K_p^i(z)$  от глубины в водном фантоме z, на рис. 6.11 – радиальная зависимость  $K_s^i(z,r)$  для нейтронов разных энергетических групп и на рис. 6.12 – сравнение радиальных зависимостей  $K_s^i(z,r)$  и  $K_g^i(z,r)$  для энергетической группы  $E = 0, 2 \div 0, 4$  МэВ на глубине z = 1 см. Из рис. 6.12 видно, что вклад в дозовое ядро от вторичного гаммаизлучения увеличивается с увеличением r, и на расстоянии  $r \ge 17$  см начинает превышать вклад от рассеянных нейтронов. Следует отметить, что этот вклад также увеличивается с уменьшением начальной энергии ТЛ нейтронов.



Рис. 6.11. Радиальная зависимость компонента  $K_s^i(z, r)$  в водном фантоме на глубине z = 2 см для разных энергетических групп

Результаты численных расчетов для  $K_{S}^{i}(z,r)$  и  $K_{G}^{i}(z,r)$  были в работе [24] аппроксимированы аналитическими выражениями вида:

$$K_m^i(z,r) = \frac{1}{r} \sum_{j=1}^N C_j^i(z) \cdot \exp[-k_j^i(z) \cdot r], \qquad (6.33)$$

где  $C_j^i$ и  $k_j^i$  – эмпирические коэффициенты для *i*-й энергетической группы, зависящие от глубины *z*; *m* – индекс, принимающий значения *s* или *g*; *N* – число членов в сумме, принятое равным 6.

Значения эмпирических коэффициентов определялись методом наименьших квадратов, минимизируя отклонения результатов расчета определенных интегралов от дозовых ядер, выраженных в форме (6.33) и полученных методом Монте-Карло, по переменной rот 0 до разных значений R. Выбранный вид аппроксимационной формулы (6.33) позволяет при расчете доз от полей произвольной формы свести двойной интеграл по площади поля с помощью триангуляции площади поля к сумме одномерных интегралов Зиверта. Погрешность аппроксимации не превышает 3 %.



Рис. 6.12. Зависимость вкладов в дозовое ядро ТЛ рассеянных нейтронов (——) и вторичного гамма-излучения (- - -) от расстояния до оси ТЛ нейтронов с энергией E = 0, 2 - 0.4 МэВ на глубине z = 1 см

Как отмечалось выше, в работах [22 – 24] не изучалась радиальная зависимость компоненты  $K_P^i(z,r)$ . В этих условиях авторы предложили дельта-приближение для аналитической зависимости компоненты  $K_P^i(z,r)$  от переменных z и r в виде:

$$K_{p}^{i}(z,r) = A^{i} \cdot \frac{\exp(-\Sigma^{i}z)}{r} \cdot \delta(r), \qquad (6.34)$$

где  $A^i$  – константа, зависящая от энергии источника;  $\Sigma^i$  – макроскопическое сечение взаимодействия для нейтронов *i*-й энергетической группы.

Значение константы A<sup>i</sup> определяется из нормировочного соотношения

$$2\pi \int_{0}^{\infty} r \cdot K_{p}^{i}(z=0,r) \cdot dr = (K_{w}^{i})_{air}, \qquad (6.35)$$

где  $(K_w^i)_{air}$  – керма воды в воздухе для нейтронов *i*-й энергетической группы. Из (6.34) и (6.35) получаем следующее окончательное выражение для  $K_n^i$ :

$$K_{p}^{i}(z,r) = (K_{w}^{i})_{air} \cdot \frac{\exp(-\Sigma^{i}z)}{2\pi} \cdot \frac{\delta(r)}{r}.$$
(6.36)

Левая часть в нормировочном выражении (6.35) представляет собой суперпозиционный интеграл от компоненты дозового ядра для первичной дозы, который равен (с малой погрешностью) водяной керме, нормированной на единичный флюенс нейтронов *i*-энергетической группы. Значение  $\Sigma^{i}$  определялось из зависимости энергопоглощения от *z* в центральных ячейках (см. рис. 6.10).

Результаты численных расчетов дозового ядра ТЛ нейтронов и эмпирические коэффициенты аппроксимационных аналитических выражений в работе [24] оформлены в виде «Библиотеки дозовых ядер» в среде Microsoft Excel. В состав библиотеки входят также дополнительные подпрограммы, позволяющие рассчитать дозовые ядра для ТЛ нейтронов с произвольным начальным спектром в диапазоне энергий 0,025 эВ – 14,5 МэВ и эмпирические коэффициенты аппроксимационных аналитических выражений. По запросу в адрес НИЯУ МИФИ библиотека может быть передана заинтересованным пользователям.

## 3.4. Дозовые ядра для дифференциального тонкого луча

Метод дифференциального тонкого луча (ДТЛ) получил широкое распространение для расчета 3-мерных дозовых распределений при дозиметрическом планировании дистанционной лучевой терапии пучками фотонов. Впервые такой метод расчета был предложен в работе [25] и его часто называют также методом свертки/суперпозиции. Он основан на использовании дозового ядра для ДТЛ. Поясним этот метод на простом примере расчета дозы, которая создается в произвольной точке  $P(\vec{r})$  первичным излучением, испытавшим взаимодействие в элементе объема  $d^3r'$ , находящимся вблизи точки  $P'(\vec{r'})$  в гомогенной среде с атомным номером z и плотностью  $\rho$  (рис. 6.13).



Рис. 6.13. К расчету дозы от пучка фотонов методом дифференциального тонкого луча

Пусть  $\Psi_E(\vec{r}', E, \vec{\Omega})$  – дифференциальный по энергии *E* и направлению распространения  $\vec{\Omega}$  энергетический флюенс первичных фотонов вблизи точки  $P'(\vec{r}')$ . Тогда число взаимодействий, которые испытают первичные фотоны в элементе объема  $d^3\vec{r}'$  будет равно  $\mu(E, \vec{r}') \cdot \Psi_E(\vec{r}', E, \vec{\Omega}) \cdot d^3\vec{r}'/E$ . Чтобы получить поглощенную энергию в единице объема вблизи точки *P* от этих взаимодействий (за счет электронов и рассеянных фотонов, образовавшихся при данных взаимодействиях), надо последнее выражение умножить на энергию первичных фотонов и на дозовое ядро дифференциального тонкого луча  $K_{ДЛ}(z, E, \vec{\Omega}, \rho, \vec{r}', \vec{r})$ , а для перехода к дозе еще поделить на  $\rho(\vec{r})$ . Для получения полной дозы необходимо провести интегрирование по всему облучаемому объему, энергии и направлению движения первичных фотонов. Окончательное выражение для расчета дозы в произвольной точке  $\vec{r}$  с помощью ядра ДТЛ имеет вид:

$$D(\vec{r}) = \frac{1}{\rho(\vec{r})} \int d\Omega \int dE \int d^{3}\vec{r}' \cdot \mu(E,\vec{r}') \Psi_{E}(\vec{r}',E,\vec{\Omega}) K_{\mu}(z,E,\vec{\Omega},\rho,\vec{r}',\vec{r}),$$
(6.37)

Так как в дистанционной лучевой терапии пучки первичных фотонов имеют обычно небольшую расходимость, то уравнение (6.37) упрощается до следующей формы:

$$D(\vec{r}) = \frac{1}{\rho(\vec{r})} \cdot \int dE \int d^{3}\vec{r}' \mu(E,\vec{r}') \cdot \Psi_{E}(\vec{r}',E) \cdot K_{\mu}(E,\vec{r}'-\vec{r}) . \quad (6.38)$$

Дозовые ядра дифференциального тонкого луча были рассчитаны методом Монте-Карло для спектров 4 MB, 6 MB, 10 MB, 15 MB и 24 MB тормозного излучения в работе [25], а для моноэнергетических фотонов в диапазоне энергий от 0,1 до 25 МэВ в работах [12, 14]. В обоих случаях в качестве среды распространения бралась вода.

При расчете дозовых ядер ДТЛ в работах [12, 14] отдельно учитывался вклад в полную дозу от четырех компонентов: первичная доза; доза от однократно рассеянных фотонов; доза от всех рассеянных фотонов; доза от тормозного и аннигиляционного излучения. Полученные результаты включены в виде отдельного раздела в библиотеку дозовых ядер [14, 19], о которой упоминалось выше. Пример радиальных распределений для разных компоненов дозового ядра ДТЛ показан на рис. 6.14.

Анализируя результаты расчетов ядра ДТЛ в воде для спектров тормозного излучения 4 MB, 6 MB, 10 MB, 15 MB и 24 MB, автор работы [25] нашел, что зависимость ядра от переменной *r* можно приближенно описать формулой:

$$K_{_{\Pi\Pi}}(r,\theta) = (A_{\theta} \cdot e^{-a_{\theta} \cdot r} + B_{\theta} \cdot e^{-b_{\theta} \cdot r})/r^2, \qquad (6.39)$$

где  $A_{\theta}$ ,  $B_{\theta}$ ,  $B_{\theta}$ ,  $b_{\theta}$  – эмпирические параметры, зависящие от угла  $\theta$  и спектра фотонов. Значения этих параметров были определены методом наименьших квадратов [25]. К сожалению, для аппроксимации дозовых ядер ДТЛ для моноэнергетических фотонов это удобное выражение дает большую погрешность.



Рис. 6.14. Радиальные зависимости полного дозового ядра и отдельных его компонентов для моноэнергетического ДТЛ фотонов с энергией 5 МэВ для углового

интервала  $\theta = 0 \div 3,75^{\circ}$ 

Для электронов и нейтронов дозовые ядра ДТЛ не исследовались, так как их применение не упрощает процесс расчета пространственных распределений поглощенной дозы. Для электронов это является следствием отсутствия, как такового, понятия первичной дозы. Для нейтронов же из-за нерегулярной энергетической зависимости сечений взаимодействия затруднен пространственный расчет распределения флюенса нерассеянных (первичных) нейтронов.

# 4. Преобразования источников и теорема обратимости

Использование дозовых ядер для элементарных источников, рассмотренное выше, и применение преобразований источников от одной геометрической формы к другой геометрической форме, например от сферического источника к шаровому источнику или от плоского источника к источнику в виде слоя и т.п. позволяет нередко существенно упростить задачи расчета дозы. Учитывая, что вопросы преобразования источников от одной формы к другой подробно описываются в работах [1, 2], рассмотрим здесь только теорему обратимости и некоторые следствия, вытекающие из нее. Отметим, что термин «теорема обратимости» нам кажется неудачным переводом с английского, более правильным представляется термин «теорема эквивалентности», однако учитывая его широкое распространение, будем придерживаться первого варианта.

## 4.1. Теорема обратимости в бесконечной однородной среде

Простейшим случаем применения теоремы обратимости является расположение точечных изотропных источника и детектора в бесконечной однородной среде (рис. 6.15) при условии идентичности сред А и Б. Совершенно очевидно, что при взаимной замене расположений источника и детектора значение поглощенной дозы в точке детектирования не изменится.



Рис. 6.15. Иллюстрация к теореме обратимости

Пусть теперь источник и детектор, оставаясь изотропными, занимают некоторые объемы, например, источник – объем  $V_1$  и детектор – объем  $V_2$  соответственно, причем удельная активность р/н в объеме источника q = const. Выберем произвольную точку P внутри объема детектора. Значение поглощенной дозы в этой точке равняется:

$$D(\vec{r}_{p}) = q_{1} \int_{V_{1}} K_{\text{TM}}(\vec{r}_{p} - \vec{r}_{s}) \cdot dV_{1}, \qquad (6.40)$$

где  $\vec{r}_{s}$  – произвольная точка в объеме, занимаемом источником;

Средняя доза в объеме детектора  $V_2$  при данном расположении областей источника и детектора с учетом, что  $q_1 = A_1/V_1$ , где  $A_1$  суммарная активность в объеме источника  $V_1$ , определяется из соотношения

$$\overline{D}_{2} = \frac{1}{V_{2}} \int_{V_{2}} dV_{2} \int_{V_{S}} q \cdot K_{\text{TW}}(\vec{r}_{P} - \vec{r}_{S}) \cdot dV_{1} = \frac{A_{1}}{V_{1}V_{2}} \int_{V_{1}} K_{\text{TW}}(\vec{r}_{P} - \vec{r}_{S}) \cdot dV_{1} dV_{2},$$
(6.41)

Поменяем теперь местами источник и детектор. Среднее значение дозы в области детектора в этом случае будет равно

$$\overline{D}_{1} = \frac{A_{2}}{V_{2}V_{1}} \iint_{V_{1}V_{2}} K_{\mathrm{TW}}(\vec{r}_{P} - \vec{r}_{S}) \cdot dV_{1}dV_{2}, \qquad (6.42)$$

где  $A_2$  – суммарная активность р/н в новом объеме, занимаемом теперь источником.

Умножив (6.41) на  $A_2$  и (6.42) на  $A_1$ , видим, что правые части обоих уравнений совпадают. Отсюда следует, что

$$A_1 \cdot D_1 = A_2 \cdot D_2$$
  
или  $\overline{D}_1 = \overline{D}_2$  при  $A_1 = A_2$ . (6.43)

Таким образом, при одинаковых суммарных активностях р/н в объёмах  $V_1$  и  $V_2$  средние дозы в объёмах независимо от их формы и размеров равны. В частности, если вся активность  $A_1$  сосредоточена в точке  $\vec{r}_s$ , то средняя доза в объёме  $A_2$  будет равна дозе в точке  $\vec{r}_s$  при переносе активности  $A_1$  в объём  $V_2$ .

С другой стороны, интегральная доза в объеме детектора, расположенном в объеме  $V_2$ , от источника, равномерно распределенного с удельной активностью q в объеме  $V_1$ , будет равна интегральной дозе в объеме  $V_1$ , создаваемой источником с той же удельной активностью q, при его расположении в объеме  $V_2$ .

Отметим, что сделанные выводы одинаково справедливы как для фотонов, так и для нейтронов и для заряженных частиц.

## 4.2. Теорема обратимости в негомогенной среде

Если среды А и Б на рис. 6.15 отличаются по отношению к поглощению и/или рассеянию фотонов (или нейтронов), то доза, создаваемая нерассеянным излучением не изменится при перемене местами объемов источника и детектора при двух дополнительных условиях:

• равенство массовых коэффициентов истинного поглощения энергии фотонов (или кермы для нейтронов);

• существование РЗЧ.

Однако это нельзя сказать относительно дозы, создаваемой рассеянным излучением, т. е. теорема обратимости справедлива только для нерассеянного излучения при двух отмеченных выше условиях.

## 5. Актуальные проблемы

Как видно из представленных в главе материалов, сегодня все большее распространение при расчете доз получают методы, основанные на использовании дозовых ядер. Особенно это справедливо для расчета дозовых распределений в лучевой терапии и ядерной медицине, так как именно здесь требуется высокая скорость и точность расчетов. В то же время пока не получены подробные данные по дозовым ядрам тонкого луча для протонов и легких ионов. Для нейтронов могли бы быть полезны данные по дозовым ядрам дифференциального тонкого луча.

При практическом использовании методов тонкого луча и дифференциального тонкого луча очень удобным будет, если найдется подходящая аналитическая аппроксимация всех дозовых ядер.

Наконец, пока все дозовые ядра были получены для бесконечной водной среды как эквивалента биологической ткани. Однако при расчете доз на практике часто нужно учитывать различные негомогенности, находящиеся в области расчета или граничащие с ней. Сегодня, учитывая все возрастающие требования к точности расчетов, эта проблема является наименее разработанной. 1. Гусев Н.Г., Климанов В.А., Машкович В.П., Суворов А.П. Защита от ионизирующих излучений. Том 1. Физические основы защиты от излучений. М.: Энергоатомиздат. 1989.

2. Машкович В.П., Кудрявцева А.В. Защита от ионизирующих излучений. Справочник. М.: Энергоатомиздат. 1996.

3. Климанов В.А., Машкович В.П. Факторы накопления ограниченных сред / Атомная энергия. Т. 22 (3). 1966. С. 58 – 63.

4. Климанов В.А., Машкович В.П., Викторов А.А. Факторы накопления при прохождении и отражения гамма-излучения для ограниченных сред //Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. Вып. 6. М.: Атомиздат. 1968. С. 25 – 32.

5. Прохождение излучений через неоднородности в защите /В.Г. Золотухин, О.И. Лейпунский, В.А. Климанов и др. М.: Атомиздат. 1968.

6. Loevinger R., Berman, M. A schema for absorbed-dose calculations for biologically-distributed radionuclides / MIRD Pamphlet 1, Society of Nuclear Medicine, 476. 1968.

7. Snyder W.S., Neufeld J. / Radiation Rev. V 6 (1).1956. P. 66.

8. Auxier, J. A., Snyder, W. S., and Jones, T. D. Neutron interactions and penetration in tissue / in Radiation Dosimetry, Vol. I., 2nd ed. eds. F. H. Attix and W. C. Roesch. Chapter 6, Academic Press, New York: 1968.

9. Тканевые дозы нейтронов в теле человека // В.Г. Золотухин, И.Б. Кеирим-Маркус, О.А. Кочетков и др. Справочник. М.: Атомиздат. 1972.

10. Гольдштейн Г. Основы защиты реакторов. Пер. с англ. // Под ред. И.И. Лалетина . М: Госатомиздат. 1961.

11. Дозовые распределения дифференциального и интегрального тонких лучей фотонов в воде для целей планирования в лучевой терапии / Е.Н. Донской, В.А. Климанов, В.В. Смирнов и др. // Медицинская физика. Техника\*биология\*клиника. № 4. 1996. С. 38 – 42.

12. Database of the energy deposition kernels for radiation therapy purposes // E.N. Donskoy, V.A. Klimanov, V.V. Smirnov et al. / Nuclear Data for Science and Technology. V. 59 (2). P. 1704 – 1708.

13. Библиотека дозовых распределений тонкого луча и дифференциального тонкого луча фотонов / Е.Н. Донской, В.А. Климанов, Е.В. Козлов и др. // В сборнике докладов на VII Российской

научной конференции «Защита от ионизирующих излучений ядерно-технических установок». 1998. С. 415 – 417 (23 – 28 сентября 1998 г. Обнинск).

14. Библиотека интегральных дозовых ядер для расчета дозовых распределений в лучевой терапии / В.А. Климанов, Е.Б. Козлов, В.С. Трошин и др. // Медицинская радиология и радиационная безопасность. Т. 45 (5). 2000. С. 55 – 61.

15. Ahnesjo A, Saxner M., Trepp A. / A pencil beam model for photon dose calculation // Med. Phys. V. 19. 1992. P. 263 –273.

16. Аппроксимационная модель тонкого луча фотонов / В.А. Климанов, Е.Б. Козлов, В.В. Смирнов, В.С. Трошин // В сборнике докладов на VII Российской научной конференции «Защита от ионизирующих излучений ядерно-технических установок». 1998. С. 417 – 416 (23 – 28 сентября 1998 г. Обнинск).

17. Климанов В.А. Радиобиологическое и дозиметрическое планирование лучевой и радионуклидной терапии. Часть 1. М.:НИЯУ МИФИ. 2011.

18. Климанов В.А. Радиобиологическое и дозиметрическое планирование лучевой и радионуклидной терапии. Часть 2. М.: НИЯУ МИФИ. 2011.

19. Козлов Е.Б. Библиотека дозовых распределений элементарных источников для целей планирования лучевой терапии // Диссертация к. ф.-м. наук, М.: МИФИ. 2001.

20. Eyges L. Multiple scattering with energy loss // Phys. Rev. V. 74. 1948. P. 1534.

21. Климанов В.А., Ларин Д.Е. Аналитическая аппроксимация расширения тонких лучей электронов разных энергий при прохождении через воду // Сборник трудов научной сессии МИФИ-2006. М.: 2006. С. 48.

22. Моисеев А.Н., Климанов В.А. Дозовое распределение в цилиндрическом фантоме от тонкого луча нейтронов для 28 групп энергии в диапазоне 0-14,5 МэВ // Медицинская физика. № 38 (2), 2008. С. 29-33,

23. Моисеев А.Н., Климанов В.А. Дозовые распределения тонкого луча в воде // Альманах клинической медицины. Т. XVII, Ч. 1. 2008. С. 350-353.

24. Моисеев А.Н. Определение дозовых распределений в биологических тканях для полей нейтронов на основе метода тонкого луч // Диссертация к. ф.-м. наук, Москва. НИЯУ МИФИ. 2011.

25. Ahnesjo A. Collapsed cone convolution of radiant energy for photons dose calculation in heterogeneous medium / Med. Phys. V. 16 (4). 1992. P. 263 - 273.

## Глава 7. Теория полости

При измерениях доз в некоторой облучаемой ионизирующим излучением среде в исследуемую область помещается детектор – дозиметр, обладающим конечным объёмом и по составу отличающимся от среды, в которой необходимо установить значение поглощенной энергии. Детектор («полость» в среде) в той или иной степени влияет на характеристики поля частиц в данной точке и, кроме того, необходимо установит связь сигнала дозиметра с дозой или мощностью дозы в среде. Решение этой задачи реализуется на основании результатов различных модификаций теории полости [1-5].

## 1. Соотношение Брэгга – Грея

Одно из основных условий применимости концепции Брэгга-Грея [1] при интерпретации результатов измерений поглощенной энергии в протяженных средах детекторами конечных размеров: флюенс  $\Phi(T_0)$  заряженных частиц с энергией  $T_0$  в точке P (рис. 7.1) предполагается одинаковым для полости и для окружающего вещества (полость мала и не искажает характеристики поля частиц в окрестности точки).



Рис. 7.1. Геометрия к соотношению Брэгга-Грея

Поглощенная в единице объёма среды (или массы с учетом плотности вещества) энергия

$$\Delta E_z = \Phi(T_0) \cdot S_{col}^z(T_0), \qquad (7.1)$$

где  $S_{col}^{z}(T_{0})$  – тормозная ионизационная способность заряженных частиц в веществе среды. Так как флюенс  $\Phi(T_0)$  не изменяется в полости. то

$$\Delta E_{\Pi} = \Phi(T_0) \cdot S_{col}^{\Pi}(T_0), \qquad (7.2)$$

где  $S_{col}^{\Pi}(T_0)$  – тормозная ионизационная способность частиц в веществе полости. Из равенства значений флюенса в среде и полости с учетом плотности сред следует:

$$\frac{D^{z}}{D^{\pi}} = \frac{S_{col}^{z}(T_{0})}{S_{col}^{\pi}(T_{0})},$$
(7.3)

то есть отношение доз в двух средах соответствует отношению тормозных ионизационных способностей частиц в веществах среды и полости.

Эта простая связь величин лежит в основе концепции Брэгга-Грея. Для энергетического распределения частиц  $\Phi(T)$  [1/(см<sup>2</sup>·MэB] соотношение, определяющее величину поглощенной энергии  $\frac{D^z}{x}$  в

расчете на одну частицу, следующее:

$$\frac{D^z}{\Phi} = \frac{\int\limits_0^{T_{\text{max}}} \Phi(T) \cdot S_{col}^z(T) dT}{\int\limits_0^{T_{\text{max}}} \Phi(T) dT} = \frac{1}{\Phi} \cdot \int\limits_0^{T_{\text{max}}} \Phi(T) \cdot S_{col}^z(T) dT = \overline{S_{col}^z}, \quad (7.4)$$

где  $\overline{S_{col}^z}$  – усредненные тормозные способности по действующему потоковому спектру  $\Phi(T)$  около точки *P*,  $\Phi$  интегральный флюенс частиц.

Аналогичное соотношение для вещества полости следующее:

$$\overline{S_{col}^{n}} = \frac{D^{n}}{\Phi}; \qquad (7.5)$$

отношение соответствующих доз равно:

$$\frac{D^z}{D^{\pi}} = \frac{\overline{S_{col}^z}}{\overline{S_{col}^{\pi}}} = \overline{S_{\pi}^z} .$$
(7.6)

Если веществом полости является газ и q – число пар ионов, образованных заряженными частицами в единице объёма газа с плотностью  $\rho$ , то доза в полости будет равна:

$$D^{\Pi} = \frac{q}{\rho} \cdot \overline{W} , \qquad (7.7)$$

где  $\overline{W}$  – средняя энергия образования пары ионов газа; из соотношений (7.6) и (7.7) следует:

$$D^{z} = \frac{1}{\rho} q \cdot \overline{W} \cdot \overline{S_{\pi}^{z}} .$$
 (7.8)

Соотношение (7.8) — формула Брэгга–Грея, устанавливающая связь между измеряемой величиной (q) и дозой  $D^z$  в веществе среды около полости (для ионизационных камер часто используется термин "стенка").

Для веществ с малым атомным номером Z (легкоатомные ве-

щества) величина  $\frac{\overline{S_{col}^{z}}}{S_{col}^{\pi}} \approx 1$ , так как зависимости тормозных иониза-

ционных способностей электронов от их энергии аналогичны по форме (рис. 7.2).



Рис. 7.2. Ионизационные тормозные способности электронов в различных веществах

В табл. 7.1 приведены рассчитанные значения отношений усредненных по энергетическим распределениям электронов ионизационных потерь энергии  $\overline{s_{col}^W}$  в воде и  $\overline{s_{col}^A}$  воздухе [6]. Спектры электронов, по которым проводились усреднения, следующие: спектры 1 и 2 – линейно-возрастающий и линейно-убывающий, спектр 3 – прямоугольный и спектр 4 – спектр вида 1/*T*. Имеет место незначительная зависимость отношения ионизационных потерь энергии от вида спектра.

Таблица 7.1

	Спектр 1	Спектр 2	Спектр 3	Спектр 4
$\frac{\overline{S_{col}^W}}{\overline{S_{col}^A}}$	1.085	1.099	1.092	1.123

#### Отношение усредненных по различным энергетическим распределениям электронов ионизационных тормозных способностей

Для достаточно разнородных веществ возникает необходимость оценки средних отношений тормозных способностей с учетом соответствующих энергетических распределений. Предполагается, что полость вносит малый вклад в образование вторичных частиц, практически весь флюенс ионизирующих частиц определяется веществом стенки. Это условие является одним из основных в расчетной модели Брегга–Грея. Оно обусловливает трудности её применения для тяжелых заряженных частиц излучения и достаточно хорошо выполняется в полях фотонного излучения.

## 2. Модификация Спенсера

Применение теории Брэгга–Грея для обработки результатов измерений доз предполагает наличие информации об энергетическом распределении заряженных частиц в среде для определения отно-

шения средних ионизационных потерь энергии  $\frac{S_{col}^2}{S_{col}^n}$ . Спенсер для

оценки этого отношения предложил использовать так называемый действующий спектр частиц (энергетическое распределение) при равномерном распределении источников заряженных частиц в бесконечной однородной среде. Этому условию соответствует состояние электронного равновесия при облучении среды фотонным излучением.

Если поле рассеянных в бесконечной однородной среде электронов создается равномерно распределенными источниками с энергией  $T_0$ , можно рассчитать в приближении непрерывного замедления действующий (или деградированный) спектр  $\Phi(T_0, T)$  электронов. Приближение непрерывного замедления при переносе заряженных частиц в веществе заключается в предположении непрерывных малых энергетических потерь на треке частицы [7].

Если в бесконечной среде в единице объёма вещества возникает N электронов с энергией  $N \cdot T_0$ , то эта величина равна поглощенной в единице объёма энергии  $\Delta T$ :

$$\Delta T = N \cdot T_0 \,. \tag{7.9}$$
С другой стороны, эта величина поглощенной энергии равна:

$$\Delta T = \int_{0}^{T_0} \Phi(T_0, T) \cdot S(T) dT , \qquad (7.10)$$

где  $\Phi(T_0,T)$  – искомый действующий потоковый спектр электронов; S(T) – тормозная способность электронов с энергией *T*. Из равенств (7.9) и (7.10) следуют соотношения, определяющие спектр  $\Phi(T_0,T)$  для моноэнергетических источников электронов с энергией  $T_0$ :

$$N \cdot T_0 = \int_0^{T_0} N \cdot dT; \qquad N = \Phi(T_0, T) \cdot S(T); \qquad (7.11)$$

$$\Phi(T_0, T) = \frac{N}{S(T)}.$$
(7.12)

На рис.7.3 показаны рассчитанные по соотношению (7.12) действующие спектры для моноэнергетических источников различных энергий; энергетический диапазон спектров  $0 \div T_0$ .



Рис. 7.3. Энергетические распределения действующих спектров электронов моноэнергетических источников с энергий  $T_0$ =1, 5 и 10 МэВ в бесконечной водной среде

Для непрерывного эмиссионного спектра с энергетическим распределением  $N(T_0)$  действующий в среде спектр  $\Phi(T)$  определяется интегрированием:

$$\Phi(T) = \int_{T}^{T_{\text{max}}} \Phi(T_0, T) \cdot N(T_0) dT_0 ; \qquad (7.13)$$

с учетом соотношения (7.12) при N = 1

$$\Phi(T) = \frac{1}{S(T)} \cdot \int_{T}^{T_{\text{max}}} N(T_0) dT_0 .$$
(7.14)

Верхний предел  $T_{\text{max}}$  в последних интегралах соответствует максимальной энергии частиц.

На рис. 7.4 показан эмиссионный  $\beta$ -спектр изотопа <sup>32</sup>P с максимальной (граничной) энергией электронов  $T_{max} = 1,71$  МэВ и средней энергией  $\overline{T}_{\beta} = 0,695$  МэВ, который трансформируется в водной среде в действующий спектр со средней энергией  $\overline{T}_{\beta}^{\ A} = 0,530$  МэВ.



Рис. 7.4. Энергетические распределения β-частиц эмиссии изотопа <sup>32</sup>P (+) и действующего спектра (о) в бесконечной водной среде

Соответствующая плотность потока частиц  $\Phi$  в среде с равномерно распределенными моноэнергетическими источниками определяется соотношением:

$$\Phi = \int_{0}^{T_0} \frac{N}{S(T)} dT = N \cdot R(T_0) , \qquad (7.15)$$

где  $R(T_0) = \int_0^{T_0} \frac{dT}{S(T)}$  – средний пробег электронов с энергией  $T_0$  в

среде в приближении непрерывного замедления.

На рис. 7.5 представлены действующие спектры комптоновских электронов, инициированных фотонами различных энергий в бесконечной водной среде.



Рис. 7.5. Энергетические распределения комптоновских электронов в бесконечной водной среде; точки – спектры эмиссии комптоновских электронов для энергий фотонов 1, 5 и 10 МэВ; линии – действующие в среде спектры

Для моноэнергетических источников электронов с энергией *T*<sub>0</sub> доза в полости по определению равна:

$$D^{\Pi} = \int_{0}^{T_{0}} \Phi(T, T_{0}) \cdot S_{col}^{\Pi}(T) dT . \qquad (7.16)$$

С учетом оценки действующего энергетического распределения, формируемого в среде с атомным номером Z

$$\Phi(T_0, T) = \frac{N(T_0)}{S_{col}^z(T)}$$
(7.17)

(вкладом в потери энергии на тормозное излучение пренебрегается) уравнение (7.16) преобразуется к виду:

$$D^{\pi} = N(T_0) \int_0^{T_0} \frac{S_{col}^{\pi}(T)}{S_{col}^{z}(T)} dT .$$
 (7.18)

При условии электронного равновесия поглощенная доза в среде равна:

$$D^{z} = N(T_{0}) \cdot T_{0} , \qquad (7.19)$$

и отношение дозы в полости к дозе в среде определяется соотношением:

$$\frac{D^{\pi}}{D^{z}} = \frac{1}{T_{0}} \int_{0}^{T_{0}} \frac{S^{\pi}_{col}(T)}{S^{z}_{col}(T)} dT = \overline{S^{z}_{\pi}} .$$
(7.20)

Из сравнения отношений доз  $\frac{D^{\pi}}{D^{z}}$  согласно уравнениям (7.6) и (7.20) следует, что соблюдается равенство  $\frac{\overline{S_{col}}}{\overline{S_{col}}^{z}} = \overline{S_{\pi}}^{z}$ ; так как со-

отношение (7.20) получено при условии электронного равновесия, которое является необходимым для вышеуказанного равенства усредненных потерь энергии.

## 3. Модификация Спенсера – Аттикса

Заряженные частицы, пересекающие чувствительный объём (полость) детектора, теряют энергию на возбуждение и ионизацию атомов; часть вторичных электронов, инициированных в процессах ионизации, с достаточно большой энергией (б-электроны) могут выходить из полости, что создает в ней дефицит потерянной энер-ГИИ.

Спенсер и Аттикс [1] ввели энергетическую отсечку  $\Delta$  с целью разделить поток вторичных электронов на две части:  $T \ge \Delta$  и  $T < \Delta$ . Электроны с энергией меньше порога  $\Delta$  поглощаются локально (без учета их дальнейшего переноса); электроны с энергией  $T > \Delta$ выходят из полости без потери энергии и рассматриваются как часть действующего спектра электронов в среде. Значение  $\Delta$  определяется энергией частиц, пересекающих полость, и её характерным размером. Например, для наиболее часто используемых ионизационных камер в дозиметрии внешних пучков излучения отсечка  $\Delta$  полагается равной 10 кэВ, что соответствует пробегу электронов в воздухе ~ 2 мм.

При условии электронного равновесия доза  $D^z$  в среде с атомным номером Z и равномерно распределенными моноэнергетическими источниками электронов с энергией  $T_0$  и плотностью N [1/см<sup>3</sup>] определяется следующими соотношениями:

$$D^{z} = N \cdot T_{0} = \int_{\Delta}^{T_{0}} \Phi^{\delta}(T_{0}, T) \cdot S_{col}^{z}(T, \Delta) dT , \qquad (7.21)$$

где  $\Phi^{\delta}(T_0,T)$  – действующий в среде спектр электронов с учетом высокоэнергетических  $\delta$ -электронов, рассчитываемый аналогично соотношению (7.12):

$$\Phi^{\delta}(T_0,T) = \frac{N \cdot R(T_0,T)}{S_{col}^z(T,\Delta)} .$$
(7.22)

Функция  $R(T_0,T)$  учитывает вклад в спектр б-электронов (при  $\Delta \to 0$   $R(T_0,T) = \frac{S_{col}^z(T)}{S_{col}^z(T,\Delta)}$ ); значения  $R(T_0,T) > 1$  и увеличивают-

ся с ростом атомного номера вещества стенки;

 $S_{col}^{z}(T, \Delta)$  – тормозная способность частиц с энергетической отсечкой  $\Delta$  (учитываются малые энергетические потери).

На рис. 7.6 показаны энергетические зависимости ионизационных потерь энергии электронов в воде с различными значениями отсечки  $\Delta$ ; значение  $\Delta = 0,5T_0$  определяет полные ионизационные потери.



Рис. 7.6. Энергетическая зависимость тормозных способностей электронов в воде при различных отсечках  $\Delta$ 

С учетом аппроксимации действующего спектра в виде (7.22) соотношение (7.21) для определения дозы в среде имеет вид:

$$D^{Z} = N \int_{\Delta}^{I_{0}} \frac{R(T_{0}, T)}{S_{col}^{z}(T)} \cdot S_{col}^{z}(T, \Delta) dT , \qquad (7.23)$$

и соответствующее уравнение для определения дозы в полости имеет аналогичную структуру:

$$D^{\Pi} = N \int_{\Delta}^{I_0} \frac{R(T_0, T)}{S_{col}^z(T)} \cdot S_{col}^{\Pi}(T, \Delta) dT .$$
 (7.24)

Отношение доз в полости и в среде с учетом (7.23) и (7.24) следующее:

$$\frac{D^{\Pi}}{D^{z}} = \frac{\int_{\Delta}^{T_{0}} \frac{R(T_{0},T)}{S_{col}^{z}(T)} \cdot S_{col}^{\Pi}(T,\Delta) dT}{\int_{\Delta}^{\frac{\Lambda}{T_{0}}} \frac{R(T_{0},T)}{S_{col}^{z}(T)} \cdot S_{col}^{z}(T,\Delta) dT}.$$
(7.25)

Разница между результатами концепций Брэгга – Грея, Спенсера и Спенсера – Аттикса не очень значительная для легкоатомных веществ среды и полости, но для сильно различающихся по атомному номеру сред (стенка и полость) отличие результатов может быть существенным.

Основные приближения в вышерассмотренных моделях относятся к оценкам действующих спектров частиц, определяющих средние ионизационные потери энергии и, соответственно, дозу в среде. Разработанные в настоящее время расчетные модели переноса заряженных частиц методом Монте-Карло позволяют корректно решать данные задачи [8–10].

## 4. Теория полости Бурлина

Теории Брегга – Грея и Спенсера – Аттикса применимы для полостей, размеры которых меньше пробега вторичных электронов. Если размер полости такой, что спектр выходящих из стенки электронов значительно трансформируется в полости и фотоны в веществе полости генерируют значительное число вторичных электронов, то нарушаются условия применимости обеих теорий.

Результаты теории Брегга – Грея определяют соотношение доз в стенке (*z*) и в газовой полости малого размера(п):

$$D^{z} = D^{\Pi} \cdot \overline{S}_{\Pi}^{z}; \qquad (7.26)$$

для полости больших размеров в поле фотонного излучения, когда доза определяется, в основном, взаимодействием фотонов с веществом полости, связь доз в рассматриваемых средах определяется следующим равенством:

$$D^{z} = D^{\Pi} \cdot (\overline{\mu}_{en})_{\Pi}^{z}, \qquad (7.27)$$

где  $(\overline{\mu}_{en})_{\Pi}^{z}$  – усредненное по спектру фотонов отношение коэффициентов поглощения энергии фотонов.

Последнее уравнение следует из оценки величина кермы *K* на основе известных для данной среды коэффициентов передачи энергии фотонов  $\frac{\mu_{tr}}{\rho}$  ( $\rho$  – плотность вещества) и спектральной интенсивности поля фотонов в рассматриваемой точке  $I(E_{\gamma}) = \varphi(E_{\gamma}) \cdot E_{\gamma}$ :

$$K = \int_{0}^{E_{\text{max}}} \varphi(E_{\gamma}) \cdot E_{\gamma} \cdot \frac{\mu_{tr}}{\rho}(E_{\gamma}) dE_{\gamma} = \Phi_{E_{\gamma}} \cdot \frac{\overline{\mu}_{tr}}{\rho}; \qquad (7.28)$$

последнее равенство следует из определения среднего  $\frac{\overline{\mu}_{tr}}{\rho}$ :

$$\frac{\overline{\mu}_{tr}}{\rho} = \frac{\int_{0}^{E_{\max}} \varphi(E_{\gamma}) \cdot E_{\gamma} \cdot \frac{\mu_{tr}}{\rho}(E_{\gamma}) dE_{\gamma}}{\int_{0}^{E_{\max}} \varphi(E_{\gamma}) \cdot E_{\gamma} dE_{\gamma}} = \frac{K}{\Phi_{E\gamma}}.$$
 (7.29)

Если определяется керма ионизационных столкновений  $K_{col}$  (не учитываются потери вторичных электронов на генерацию тормозного излучения), то соотношение (7.28) преобразуется заменой  $\frac{\overline{\mu}_{tr}}{\rho}$ 

на  $\frac{\overline{\mu}_{en}}{\rho}$ :

$$K_{col} = \Phi_{E_{\gamma}} \cdot \frac{\overline{\mu}_{en}}{\rho}.$$
 (7.30)

На границе раздела в различных средах 1 и 2 значения кермы связаны отношением:

$$\frac{K_{col}^1}{K_{col}^2} = \frac{\Phi_{E_{\gamma}}^1 \cdot \overline{\mu}_{en}^1}{\Phi_{E_{\gamma}}^2 \cdot \overline{\mu}_{en}^2}.$$
(7.31)

Если энергетический флюенс одинаков в двух средах, то

$$\frac{K_{col}^1}{K_{col}^2} = \frac{\overline{\mu}_{en}^1}{\overline{\mu}_{en}^2} = (\overline{\mu}_{en})_2^1$$
(7.32)

и при условии электронного равновесия  $\frac{D^1}{D^2} = (\overline{\mu}_{en})_2^1$ ; эти оценки часто используются в радиационной дозиметрии.

Полуэмпирическая теория Бурлина применима в случаях, когда размеры полости не позволяют считать её малой. В основе концепции лежат следующие предположения:

- окружающее полость ("п") вещество стенки ("z") гомогенно;
- имеет место состояние электронного равновесия;
- равновесный спектр вторичных электронов одинаков в полости и в веществе;
- поток электронов, выходящий из стенки, ослабляется экспоненциально при прохождении через газ в полости без искажения спектрального распределения: Φ<sub>п</sub>~1- exp(-β·x);
- флюенс электронов, образующихся в полости, растет экспоненциально с увеличением расстояния от стенки полости:
   Φ<sub>z</sub> ~ exp(-β · x) (один параметр β применяется как для процесса образования, так и для поглощения электронов в полости).
- С учетом этих приближений соотношение Бурлина имеет вид:

$$\frac{\overline{D}^{\mathrm{n}}}{D^{z}} = d \cdot {}_{z}^{\mathrm{n}} \overline{S}_{col} + (1-d) \cdot (\frac{\overline{\mu}_{en}}{\rho})_{z}^{\mathrm{n}}, \qquad (7.33)$$

где *d* – параметр, характеризующий размеры полости;

- $\overline{D}^{\pi}$  средняя поглощенная доза в полости;
- *D<sup>z</sup>* поглощенная доза в веществе в условиях электронного равновесия;
- ${}^{\rm n}_{z}\overline{S}_{col}$  среднее отношение тормозных ионизационных способностей в полости и среде;

$$\left(\frac{\overline{\mu}_{en}}{\rho}\right)_{z}^{n}$$
 – отношение массовых коэффициентов поглощения энер-

гии фотонов в полости и среде.

Значения параметра *d* определяется характером ослабления электронов, выходящих из стенки, в пределах полости:

$$d = \frac{\int_{0}^{x} \Phi_z \cdot e^{-\beta \cdot l} dl}{\int_{0}^{x} \Phi_z \cdot dl} = \frac{1 - e^{-\beta \cdot x}}{\beta \cdot x}, (\Phi_g = \Phi_z),$$
(7.34)

где l – длина от стенки вдоль хорды в полости со средним характерным размером x. Параметр  $\beta$  в (7.34) определяется эмпирическим соотношением:

$$\beta = \frac{16 \cdot \rho}{(T_{\text{max}} - 0,036)^{1,4}},$$
(7.35)

где *T*<sub>max</sub> – максимальная энергия вторичных электронов, МэВ;

ρ – плотность вещества полости, г/см<sup>3</sup>.

Средняя длина пути x электронов, имеющих угловое распределение  $F(\theta)$  и пересекающих полость в виде слоя толщиной t:

$$x = \int_{0}^{\pi/2} \frac{t}{\cos\theta} \cdot F(\theta) d\theta.$$
 (7.36)

Для полостей другой формы используется оценка:  $x = 4 \cdot \frac{V}{S}$ (теорема Коши), где V – объём камеры и S – площадь поверхности объёма камеры; соотношение применимо в изотропных полях облучения, в других случаях использование соотношения Фано вносит погрешность в определение значения x и требуется интегрирование типа (7.36). На рис. 7.7 показана зависимость отношения x/tот энергии фотонов, инициирующих комптоновские электроны в тонкой стенке камеры; диапазон изменения этой величины составляет 1,1 ÷ 2,2; от точности определения этого отношения существенно зависит погрешность формулы (7.33).

Концепция Бурлина применима не только для газовых полостей, но и для твердотельных дозиметров [11, 12]. Модельный параметр *d* в соотношении (7.33) определяет относительный вклад в дозу электронов, выходящих из полости, к вкладу электронов, возникающих в полости.



Рис. 7.7. Средняя длина пути *х* комптоновских электронов, пересекающих плоскую полость толщиной *t* в зависимости энергии фотонов

# Список литературы

1. F.H. Attix. Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry. John Wiley&Sons, N.Y., 1986.

2. Z. Chen, F. d'Errico, R. Nath. Principles and requirements of external beam dosimetry // Rad. Measur. 2007. V.41, P.2–21.

3. Gad Shani. Radiation Dosimetry. Instrumentation and Methods. –  $2^{nd}$  ed. CRC Press, 2001.

4. Radiation Oncology Physics: Handbook for Teachers and Students. Ed. E. B. Podgorsak. IAEA, Vienna, 2005.

5. Ратнер Т.Г, Лютова Н.А. Клиническая дозиметрия. Теоретические основы и практическое применение. М.: Весть, 2006.

6. ICRU. Stopping powers for electrons and positrons // Report 37. International Commission on Radiation Units and Measurements, Bethesda, MD20814, 1984.

7. Иванов В. И. Курс дозиметрии. М.: Энергоатомиздат, 1988.

8. Смирнов В.В. Моделирование процесса переноса электронов в задачах радиационной физики. Учебное пособие. М.: МИФИ, 2008.

9. D. Rogers. Applications of Monte Carlo simulations to radiation dosimetry // ICTP Trieste/IAEA, Nov.14, 2007.

10. L.A. Buckley, I. Kawrakow, D.W.O. Rogers. An EGSnrc investigation of cavity theory for ion chambers measuring air kerma // Med. Phys. 2003. V.30(6), P.1211–1215.

11. A.S. Beddar at. al. Monte Carlo calculations of the absorbed dose and energy dependence of plastic scintillators. // Med. Phys. 2005. V. 32(5), P.1265–1269.

12. A.S. Beddar. Plastic scintillation dosimetry and its application to radiotherapy // Rad. Measur. 2007. V.41, P.124–133.

# Глава 8. Интерпретация дозиметрических измерений и общие характеристики дозиметров

### 1. Введение

Дозиметрия представляет совокупность методов измерения и (или) расчета дозы ионизирующего излучения, основанных на количественном определении изменений, произведенных в веществе излучением (радиационно-индуцированных эффектов) в результате его взаимодействия с веществом.

Дозиметрия (ионизирующих излучений) является самостоятельным разделом прикладной ядерной физики, предметом исследования которого является определение физических величин, характеризующих воздействие ионизирующих излучений на среду, и разработка методов и средств для измерения или расчета этих величин. К таким величинам, в первую очередь, относится поглощенная доза, численное значение которой непосредственно связано с выходом радиационно-индуцированных эффектов. Под радиационноиндуцированными эффектами в общем смысле понимают любые изменения в облучаемом объекте, вызванные воздействием ионизирующих излучений. Кроме поглощенной дозы в круг задач дозиметрии входит также определение таких важных в радиационной физике и радиологии величин, как керма, экспозиционная доза, эффективная доза, флюенс и др. Все семейство этих величин для краткости называют дозиметрическими величинами.

Приборы, с помощью которых проводится экспериментальное определение поглощенной дозы, называют обычно дозиметрами. Дозиметром, в общем смысле, может являться любой прибор, который способен дать показания r, непосредственно связанные с количеством энергии ионизирующего излучения, поглощаемым в чувствительном объеме V, т.е. в конечном счете, со значением поглощенной дозы  $D_g$ . В идеальном случае показания прибора r должны быть прямо пропорциональны  $D_g$  или в случае неоднородного распределения дозы по чувствительному объему V прямо пропорциональны  $\overline{D}_m$ . Достаточно часто же-

лаемая линейность показаний *r* в отдельных диапазонах измерений в силу разных причин нарушается.

В большинстве случаев экспериментатора интересует значение поглощенной дозы не в материале, из которого состоит чувствительный объем дозиметра, а в другом веществе, например, в определенном виде биологической ткани. Однако прямые измерения в таком веществе оказываются затруднительными. Тогда встает сложная проблема переноса результатов измерений в материале чувствительного объема на другое вещество или интерпретации этих результатов в терминах, интересующих экспериментатора величин. Иногда оказывается возможной прямая калибровка прибора в желаемых величинах, но, к сожалению, калибровочные коэффициенты обычно являются зависимыми от энергии ионизирующего излучения. Рассмотрим данную проблему, взяв за основу ее анализ, сделанный в работе [1].

# 2. Упрощенная модель дозиметра

Возьмем упрощенную модель дозиметра, состоящую из чувствительного объема V, заполненного веществом g и окруженного стенкой из другого вещества w толщиной t (рис. 8.1). Рассмотрим эту модель в терминах теории полости.



Рис. 8.1. Упрощенная модель дозиметра с чувствительным объемом V, который заполнен веществом g и окружен стенкой из другого вещества w толщиной t

В зависимости от типа дозиметра полость может быть заполнена газом, жидкостью или твердым веществом *g*. Стенки дозиметра

кроме выполнения функции контейнера, содержащего чувствительный объем дозиметра, реализуют также следующие функции:

• являются источником вторичных заряженных частиц, создающих дозу в чувствительном объеме и обеспечивающих условия существования равновесия заряженных частиц (РЗЧ или *CPE*) или динамическое равновесие заряженных частиц (ДРЗЧ или *TCPE*);

• защищают чувствительный объем от потоков заряженных частиц, образующихся вне стенок дозиметра, и от различных вредных факторов;

• являются в случае необходимости дополнительным фильтром, модифицирующим энергетическую чувствительность дозиметра.

# 3. Интерпретация показаний дозиметра в полях фотонов и нейтронов

## 3.1. Интерпретация в условиях равновесия заряженных частиц

Как показано в главах 6 и 9, если имеет место *СРЕ* или *ТСРЕ*, то для фотонов справедливы следующие соотношения:

$$D \stackrel{CPE}{=} K_c = \Psi\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)$$
(8.1)

И

$$D \stackrel{TCPE}{=} K_c (1 + \mu' \overline{x}) = K_c \beta = \Psi \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right) \beta.$$
(8.2)

Для нейтронов соответствующие формулы имеют вид:

TCDE

$$D = K = \Phi \cdot K_n \tag{8.3}$$

И

$$D \stackrel{\text{rest}}{=} K(1 + \mu'\overline{x}) = K \cdot \beta = \Phi F_n \beta.$$
(8.4)

Если толщина стенок дозиметра больше или равна максимальной длине свободного пробега заряженных частиц, образуемых внешними потоками фотонов или нейтронов, то показания дозиметра r будут измерять поглощенную дозу  $D_g$  в чувствительном объеме V. В случае малости размеров V, чтобы удовлетворялись

условия Брэгга – Грэя, и при однородном облучении в стенках вблизи полости существует *СРЕ*. Тогда дозу в стенке дозиметра  $D_w$  в соответствии с теорией Брегга – Грея можно определить из значений  $D_g$ . Кроме того, формулы (8.1) и (8.3) позволяют рассчитать  $\psi$  или  $\Phi$  для первичного поля. Очень важно также, что, зная  $D_w$ , поглощенную дозу  $D_x$  в произвольной среде x, заменяющей материал стенок дозиметра, можно определить в условиях *СРЕ* по следующим формулам:

$$D \stackrel{CPE}{=} D_{w} \frac{\left(\overline{\mu}_{en} / \rho\right)_{x}}{\left(\overline{\mu}_{en} / \rho\right)_{w}}$$
для фотонов (8.5)

И

$$D \stackrel{CPE}{=} D_w \frac{(\overline{F}_n)_x}{(\overline{F}_n)_w}$$
 для нейтронов. (8.6)

Экспозиционная доза находится из поглощенной дозы в воздухе:

$$X \stackrel{CPE}{=} D_{air} \left( \frac{e}{\overline{W}} \right)_{air} = \frac{D_{air}}{33,97}.$$
 (8.7)

В области высоких энергий ( $E_{\gamma} \ge 1$  МэВ или  $T_n \ge 10$  МэВ) состояние *СРЕ* нарушается, но при достаточной толщине стенок возможно существование *TCPE*. В этом случае формулы (8.1) и (8.3) следует заменить на формулы (8.2) и (8.4) соответственно. Если дозиметр имеет большие размеры чувствительного объема, то вместо теории Брэгга – Грея необходимо применить теорию Берлинга для расчета равновесной дозы  $D_w$ . При этом возникают некоторые проблемы с определением значения параметра *d*, что может являться причиной дополнительной неопределенности в интерпретации результатов измерений.

#### 3.2. Согласование сред

Для уменьшения неопределенностей в интерпретации результатов измерений необходимо согласование между материалами стенок (w), чувствительного объема (g) и средой интереса (x). Наиболее значимыми материальными параметрами являются атомный состав и в определенной степени плотность вещества (например, газ или твердое вещество), так как она влияет на отношение массовых тормозных способностей из-за эффекта поляризации. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

#### a) $w \approx g$

При идентичности стенки и чувствительного объема дозиметра по атомному составу и плотности вещества для однородного облучения выполняется равенство  $D_w = D_g$ . Если материалы не идентичны, но достаточно похожи, то влияние теории полости оказывается небольшим. В частности, снижаются требования к детальности информации о спектральном распределении излучения, желательное в случае применения теории Берлина. Поэтому при определении  $D_w$  из  $\overline{D}_m$  можно использовать подходящие аппроксимации.

b)  $w = g \approx x$ 

Если имеется возможность использовать гомогенные дозиметры (w = g) из различных материалов, то естественно, что предпочтение следует отдать материалу, близко соответствующему материалу среды интереса. Чем ближе будут материалы дозиметра и среды интереса по атомному составу и плотности, тем более простыми и точными будут уравнения, связывающие значения поглощенных в них доз. Однако такая ситуация крайне редка, и если материалы отличаются друг от друга, то для адекватного определения  $D_x$  из  $\overline{D}_m$  применяется теория полости. Задача оказывается менее трудной при согласовании материалов стенок и среды интереса, чем при согласовании материалов чувствительного объема и среды интереса.

## 3.3. Согласование материала стенок и среды интереса в фотонных дозиметрах

Учитывая, что на практике создание гомогенных дозиметров затруднительно, полезно рассмотреть наиболее важные параметры, используемые для пересчета доз. В этом отношении полезна формула теории Берлина, имеющая вид:

$$\frac{\overline{D}_g}{D_w} = d \cdot {}_m \overline{S}_w^g + (1 - d) \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_w^g, \qquad (8.8)$$

где  $\overline{S}_{w}^{g}$  – среднее отношение массовых тормозных способностей материалов чувствительного объема и стенки.

Интересен случай, когда для  $\overline{S}_{w}^{g}$  независимо от значения *d* выполняется следующее равенство:

$$_{m}\overline{S}_{w}^{g} = \overline{\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{w}^{g}} = 1.$$
(8.9)

Тогда средняя доза в чувствительном объеме будет равняться равновесной дозе в стенке и не требуется оценивать величину d, что существенно упрощает переход от средней дозы в чувствительном объеме к равновесной дозе в стенке дозиметра. Более того, используя формулу (8.5), можно определить значение поглощенной дозы в среде интереса.

Однако это условие трудно выполнимо, особенно когда атомные составы чувствительного объема и стенки отличаются. Более гибким условием является

$$_{n}\overline{S}_{w}^{g} = \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{w}^{g} = n \neq 1.$$
 (8.10)

В этом случае независимо от величины d имеет место равенство

$$\frac{D_g}{D_w} = dn + (1 - d)n = n.$$
(8.11)

На практике такая ситуация наблюдается, когда фотоны испытывают в чувствительном объеме и стенке только комптоновское рассеяние, при котором  $\mu_{en}/\rho$  приближенно пропорционален числу электронов в грамме вещества. В первом приближении такая же зависимость имеет место для массовой тормозной способности столкновений.

## 3.4. Согласование материала стенок и среды интереса в нейтронных дозиметрах

Сечения взаимодействия нейтронов сложным образом зависят от атомной массы и атомного номера вещества. Некоторое исключение представляет лишь сечение упругого рассеяния для легких элементов. Поэтому при подборе материалов нейтронных дозимет-

ров и согласовании их с веществом среды интереса следует в максимальной степени использовать материалы одинакового состава, уделяя при этом особое внимание содержанию водорода. Уравнение для нейтронов аналогичное фотонному уравнению (8.9) имеет следующий вид:

$${}_{m}\overline{S}^{g}_{w} = \overline{\left(F\right)}^{g}_{w} = 1.$$
(8.12)

Условие (8.12) очень приближенно выполняется, если материал стенки и газ, заполняющий чувствительный объем V, являются по составу тканеэквивалентными. В этом варианте  $\overline{D}_g \cong D_w$  и для определения дозы в тканеэквивалентной среде можно использовать уравнение (8.6).

## 3.5. Согласование дозиметра со средой интереса, когда w ≠ g

Для тех случаев, когда состав стенки отличается от состава газа чувствительного объема, возникает вопрос, какой из составов целесообразнее подстраивать под состав среды интереса. Применим опять теорию Берлина.

При небольших размерах V когда d = 1, косвенно ионизирующее излучение взаимодействует в основном со стенками дозиметра. Поэтому подстраивать под среду интереса x следует состав материала стенок. Тогда можно удовлетвориться минимальными требованиями к информации о спектре излучения, и уравнение для определения  $D_x$  в поле фотонов получается следующим:

$$\frac{\overline{D}_g}{D_x} = \frac{\overline{D}_g}{D_w} \frac{D_w}{D_x} \approx {}_m \overline{S}_w^g \left(\frac{\overline{\mu}_{en}}{\rho}\right)_x^w.$$
(8.13)

При измерении дозы от нейтронов аналогичное уравнение имеет вид

$$\frac{\overline{D}_g}{D_x} = \frac{\overline{D}_g}{D_w} \frac{D_w}{D_x} = {}_m \overline{S}_w^g \left(\overline{F}_n\right)_x^w.$$
(8.14)

В обратном случае для больших размеров V когда  $d \approx 0$ , влияние стенок на ионизацию в V незначительно, и уравнение для определения  $D_x$  при облучении фотонами получается из следующих преобразований:

$$\frac{\overline{D}_g}{D_x} = \frac{\overline{D}_g}{D_w} \frac{D_w}{D_x} = \overline{\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_w^g} \left(\frac{\overline{\mu_{en}}}{\rho}\right)_x^g = \overline{\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_x^g}.$$
(8.15)

В поле нейтронов приходим к формуле

$$\frac{\overline{D}_g}{D_x} = \overline{\left(F_n\right)}_x^g. \tag{8.16}$$

В общем случае, когда 0 < d < 1, при выполнении аналогичных преобразовании необходимо применять полное уравнение Берлина.

## 3.6. Поправки на ослабление излучения в дозиметре

Введение поправок на ослабление косвенно ионизирующих излучений возникает в тех случаях, когда имеется заметное различие между ослаблением излучения, проникающего в дозиметр, и в то же геометрическое место в среде интереса. Математическое выражение для такой поправки существенно зависит от геометрии задачи.

Рассмотрим пример с дозиметром, изображенным на рис. 8.1. Поместим его в водную среду (*x*), облучаемую плоским мононаправленным источником фотонов. В приближении "прямо вперед" флюенс энергии фотонов, достигающих центр чувствительного объема дозиметра, равен:

$$\Psi_{d} = \Psi_{0} \cdot \exp\left[-\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{w} \rho_{w} t - \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{g} \rho_{g} r\right], \quad (8.17)$$

где  $\psi_0 - \phi$ люенс энергии фотонов, падающих на внешнюю поверхность детектора.

Если же дозиметр заменить водой, то в этой же точке флюенс энергии будет равен:

$$\Psi_{w} = \Psi_{0} \cdot \exp\left[-\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{water} \rho_{water}(t+r)\right].$$
(8.18)

Отношение флюенсов энергии дает значение поправочного фактора  $C_{att}$ , учитывающего различие в ослаблении излучения в данной геометрии. При небольших значениях t и r по сравнению с длиной свободного пробега фотонов поправочный фактор равен:

$$C_{att} \simeq \frac{1 - \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{w} \rho_{w} t - \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{g} \rho_{g} r}{1 - \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{water} \rho_{water} (t+r)}.$$
(8.19)

Если материал стенок и чувствительного объема дозиметра являются водоэквивалентными по отношению к ( $\mu_{en}/\rho$ ), то  $C_{att} = 1$ .

Аналогичный подход можно применить и для нейтронов, если вместо массовых коэффициентов поглощения энергии фотонов подставить керма-факторы для нейтронов.

Для более сложных случаев можно использовать метод Монте-Карло или экспериментальное определение поправки на ослабление излучения.

## 4. Общие характеристики дозиметров

### 4.1. Абсолютность измерений

К абсолютным дозиметрам относят дозиметры, которые способны измерять значение поглощенной дозы, созданной излучением в его чувствительном объеме, без необходимости проведения предварительной калибровки прибора. В настоящее время производятся три типа дозиметров, пригодных для абсолютных измерений:

- калориметры;
- ионизационные камеры;
- химические ферросульфатные дозиметры.

Эти типы дозиметров используются в национальных лабораториях стандартизации для абсолютных измерений и передачи стандартов. Калориметры занимают здесь особое положение, так как прямо измеряют количество теплоты, в которую, в конечном итоге, приводят процессы преобразования поглощенной энергии ионизирующего излучения. В то время как для ионизационных камер и химических дозиметров необходимо знать среднюю энергию, идущую на образование пары ионов, и химический выход реакции, соответственно. Отметим, что абсолютность дозиметра не связана непосредственно с его точностью и воспроизводимостью результатов измерений.

# 4.2. Погрешность, точность и воспроизводимость

При измерении любой величины возможно появление погрешностей (ошибок, англ. errors) или отклонений от истинного значения измеряемой величины. Погрешности могут быть двух типов: систематические и случайные. Систематические погрешности проявляются как постоянные отклонения и возникают из-за неисправной работы аппаратуры, неправильной калибровки, несоответствующих экспериментальных условий и т.п. Эти погрешности можно устранить, исправляя некорректные ситуации. Случайные погрешности являются переменными отклонениями и возникают вследствие флуктуаций в экспериментальных условиях, таких как, например флуктуации высокого напряжения. Но главной их причиной в радиационной дозиметрии служат законы фундаментальной физики, а именно, статистические флуктуации процесса радиоактивного распада ядер.

Точность (правильность, верность, англ. ассигасу) измерения величины указывает, насколько близко согласуется результат с истинным значением. Воспроизводимость (разброс, англ. precision) серии измерений описывает повторяемость, воспроизводимость измерения, хотя результаты измерений могут отличаться от среднего значения. Чем ближе измерение к средней величине, тем лучше (выше) воспроизводимость, в то время как, чем ближе измерение к истинному значению, тем выше его точность. Рассмотрим концепцию воспроизводимости измерений в основном применительно к погрешностям, обусловленным флуктуациями в инструментальных характеристиках, во внешних условиях и вызываемых стохастической природой радиационных полей.

Воспроизводимость можно оценить, выполняя серию повторяющихся измерений, и выразить в терминах стандартного отклонения. При этом необходимо различать воспроизводимость отдельного измерения и средней величины. Оценка стандартного отклонения (или среднее квадратическое отклонения (СКО)) отдельного измерения делается, используя результаты *n* измерений, по формуле

$$\sigma \cong \left[\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^{n} \left(x_{i} - \bar{X}\right)^{2}\right]^{1/2}, \qquad (8.20)$$

где  $x_i$  – результат *i*-измерения;  $\overline{X} = (1/n) \sum x_i$  – среднее значение. В то время как стандартное отклонение средней величины  $\overline{X}$  находится из выражения

$$\sigma \cong \left[\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^{n} \left(x_i - \overline{X}\right)^2\right]^{1/2}.$$
(8.21)

Воспроизводимость отдельного измерения указывает насколько близко оно согласуется с ожидаемой величиной. Воспроизводимость средней величины серии измерений выражает вероятность (правдоподобие) его согласия с ожидаемой величиной. При достаточно большом количестве измерений среднее их значение совпадает с ожидаемой величиной.

Отметим, что среднее значение серии измерений, имеющей очень хорошую воспроизводимость, может оказаться далеко от истинного значения. Подобная ситуация иллюстрируется на рис. 8.2.



Рис. 8.2. Сравнение точности и воспроизводимости (сходимости, повторяемость): *a* – хорошая точность и воспроизводимость; *б* – хорошая воспроизводимость и плохая точность; *в* – плохая воспроизводимость и плохая точность

Точность дозиметрических измерений выражает близость их ожидаемого значения к истинному значению измеряемой величины. Точность результата невозможно оценить из самих данных. Она включает совместный эффект погрешностей во всех параметрах, влияющих на измерения. Оценка конечной точности представляет сложный и трудоемкий процесс, поэтому нередко для этого применяются косвенные подходы. Хотя параметрические погрешности не являются случайными, они приводят к положительным и отрицательным отклонениям относительно истинных значений. Поэтому, если неизвестно направление их влияния и они имеют одинаковую вероятность, то эти погрешности считаются случайными. При определении результирующей погрешности применяются обычные правила передачи погрешностей.

Воспроизводимость может быть улучшена устранением или уменьшением случайных погрешностей, в то время как для повышения точности необходимо уменьшить как случайные, так и систематические погрешности. Заявление о точности дозиметра означает отсутствие ошибки калибровки или ошибки в определении отдельных важных параметров, как например, значение чувствительного объема детектора. Точность дозиметра зависит от вида измеряемого излучения и специфики калибровки. Дозиметр, аккуратно прокалиброванный для измерения экспозиционной дозы тормозного излучения, может давать значительные погрешности в других случаях.

# 4.3. Дозовый диапазон

## 4.3.1. Фон и нижний предел измеряемой дозы

В идеале желательно, чтобы дозиметр имел постоянную дозовую чувствительность во всем измеряемом интервале доз, т.е имел линейную зависимость показаний от величины дозы. Такой вариант, к сожалению, имеет место далеко не всегда. Однако вполне приемлемым является и некоторая нелинейность показаний, если существует однозначность между показаниями дозиметра и значением дозы, которая находится с помощью процедуры градуировки дозиметра.

Нижний предел доз, измеряемых конкретным дозиметром, чаще всего определяется инструментальным фоном, под которым понимается показания дозиметра ( $r_0$ ), находящегося в условиях  $\overline{D}_g = 0$ .

Примером такого инструментального фона являются токи утечки в ионизационных камерах, вуаль фотопленки в фотодозиметрии, электронные шумы ФЭУ в сцинтилляционных дозиметрах и т.д. Естественно, что показания, связанные с инструментальным фоном, необходимо вычитать из суммарных показаний дозиметра. Традиционный способ определения инструментального фона со-

стоит в проведении измерения в отсутствии измеряемого радиационного поля. Тогда показания дозиметра будут определяться инструментальным фоном ( $r_0$ ) плюс показания, вызываемые фоновым радиационным полем ( $r_b$ ). Когда требуется определить "чистый" инструментальный фон, то дозиметр следует поместить в условия пониженного радиационного фона.

Если фоновые показания стабильны во времени, их вычитание из результатов измерения мало повлияет на воспроизводимость измерений. В противном случае флуктуации фона могут иметь отрицательное влияние на воспроизводимоть. Часто применяется простое правило, что нижний предел практического дозового диапазона дозиметра равен дозе, удваивающей показания, связанные с инструментальным фоном. Оценка воспроизводимости измерений из серии повторных измерений эффекта и фона позволяют более точно получить количественную информацию. Если известно стандартное отклонение  $\sigma'_0$  среднего значения фона, то стандартное отклонение показаний для "чистого" эффекта равно:

$$\sigma'_{net} = \sqrt{(\sigma')^2 + (\sigma'_0)^2}.$$
 (8.22)

В тех случаях, когда фон пренебрежимо мал, нижний дозовый предел определяется способностью выводного устройства дозиметра обеспечить "удобочитаемое" значение r измеряемой дозы  $\overline{D}_{g}$ 

. Если *г* меньше 10 % от полной шкалы аналогового устройства дозиметра, или содержат меньше, чем три значимых цифры на цифровом выводном устройстве, то воспроизводимость и точность будут неудовлетворительными и следует использовать более чувствительный диапазон дозиметра.

Если как показания, создаваемые фоновым излучением, так и показания, обусловленные инструментальным фоном, не оказывают существенного влияния на величину нижнего дозового предела, то в этом случае он определяется стохастической природой самого ионизирующего излучения.

#### 4.3.2. Верхний предел измеряемой дозы

Верхнее значение измеряемой дозы может определяться, с одной стороны, особенностями электроники или показывающего уст-

ройства дозиметра, и, с другой стороны, особенностями используемого метода дозиметрии, т.е. самим дозиметром. К последней группе ограничений относятся следующие:

• истощение атомов, молекул, или ловушек, взаимодействие которых с излучением обеспечивало показания дозиметра;

• конкуренция со стороны других реакций (в химической дозиметрии);

• радиационное повреждение дозиметра.

Приближение к верхнему дозовому пределу обычно проявляется уменьшением чувствительности дозиметра  $\left(\frac{dr}{d\overline{D}_g}\right)$  до неприемлемого значения. В некоторых случаях чувствительность дозиметра может падать до нуля или даже до отрицательных значений (рис. 8.3), как это имеет место, например, в фотодозиметрии. В принципе отрицательный участок чувствительности тоже может использоваться для измерения, однако тогда необходима дополнительная информация, в какой области находится дозиметр. Иначе возникает неоднозначность в значении дозы.



Рис. 8.3. Иллюстрация неоднозначности показаний дозиметра при наличии участков с положительным и отрицательным наклоном чувствительности

### 4.3.3. Влияние мощности дозы

У дозиметра, предназначенного для измерения дозы, не должно быть зависимости показаний от мощности дозы. Подобная проблема иногда возникает при применении ионизационного метода для измерений в области низких значений мощности дозы. Причиной неадекватности показаний в этом случае могут служить токи утечки по изолятору камеры, которые к тому же нестабильны во времени.

В области высоких значений мощности дозы эта проблема является не менее актуальной. При высоких значениях мощности дозы треки от отдельных частиц ионизирующего излучения проходят близко друг от друга, создавая, таким образом, области высокой ионизации. В ионизационных камерах в таких случаях может происходить неполный сбор заряда на электродах из-за процессов рекомбинации, в химических дозиметрах свободные радикалы, образующиеся в результате воздействия излучения, начинают взаимодействовать друг с другом и т.д.

Если дозиметр предназначен для измерения мощности дозы, то его показания должны быть пропорциональны  $\sim (d\overline{D}_g/dt)$ . Однако большинство детекторов при высоких мощностях дозы входят в режим насыщении, а у некоторых детекторов, работающих в импульсном режиме, например счетчиков Гейгера, из-за эффекта наложения мертвого времени от отдельных событий при высоких мощностях дозы чувствительность может упасть до нуля. Особенную осмотрительность следует проявлять при измерении мощности дозы в импульсных полях.

#### 4.4. Стабильность

Стабильность характеристик и особенно дозовой чувствительности представляет естественное требование к дозиметрической аппаратуре. В этом плане различают стабильность, сохраняющуюся в период хранения дозиметров перед облучением, и стабильность после облучения, относящуюся к стабильности показаний, которые регистрируются (снимаются) через некоторое время после того, как дозиметр выведен из радиационного поля. Изменение чувствительности дозиметров в период хранения может быть связано с влиянием температуры и влажности окружающей среды, воздействием света или электромагнитного поля и др. Особенно чувствительными к условиям хранения являются материалы для фотодозиметрии. Постепенно уменьшают свою чувствительность в период хранения при комнатной температуре некоторые виды термолюминесцентных дозиметров. У люминесцентных и некоторых других видов интегральных дозиметров наблюдается также нестабильность показаний во времени, прошедшего после процесса облучения. Этот эффект затухания показаний обычно называют фэйдингом (англ. fading). Для устранения погрешностей измерения дозы, вызываемых фэйдингом, в лабораториях применяется специальная стандартизованная технология подготовки дозиметров к измерениям и снятию показаний с таких дозиметров после облучения.

## 4.5. Энергетическая зависимость чувствительности

По характеру энергетической зависимости чувствительности дозиметры можно разделить на три группы [1]. К первой группе относятся дозиметры, чувствительность которых зависит от средней энергии падающего излучения при измерении экспозиционной дозы.



Рис. 8.4. Иллюстрация зависимости чувствительности дозиметра от средней энергии фотонов при измерении экспозиционной дозы [1]

В качестве опорной энергии для нормализации зависимостей чувствительности от энергии фотонов обычно используется уизлучение Со-60 со средней энергией 1,25 МэВ. На рис. 8.4 показан пример подобной зависимости для тормозного излучения, наблюдаемой в тех случаях, когда материал дозиметра имеет средний атомный номер не равный среднему атомному номера воздуха. Подъем или спад кривой на рис. 8.4 в области низких энергий связан с сильной зависимостью сечения фотоэффекта от атомного номера среды. Оценить характер такой зависимости можно из выражения [1]

$$\frac{\left(\frac{r}{X}\right)_{\overline{E}}}{\left(\frac{r}{X}\right)_{1,25}} = \frac{\left[\frac{\left(\mu_{en}/\rho\right)_{g}}{\left(\mu_{en}/\rho\right)_{air}}\right]_{\overline{E}}}{\left[\frac{\left(\mu_{en}/\rho\right)_{g}}{\left(\mu_{en}/\rho\right)_{air}}\right]_{1,25}},$$
(8.23)

если принять следующие допущения:

• чувствительный объем дозиметра находится в условиях электронного равновесия при идентичности стенки и чувствительного объема дозиметра по атомному составу (w = g);

• ослаблением излучения в объеме дозиметра можно пренебречь;

• значение поглощенной дозы в чувствительном объеме остается постоянным независимо от энергии фотонов.

Ко второй группе относятся дозиметры, показания которых на единицу поглощенной дозы в воде зависят от средней энергии излучения. Уравнение для оценки энергетической зависимости такого дозиметра от средней энергии тормозного излучения имеет вид [1]:

$$\frac{\left(\frac{r}{D_{water}}\right)_{\overline{E}}}{\left(\frac{r}{D_{water}}\right)_{1,25}} = \frac{\left[\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{g} \middle/ \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{water}\right]_{\overline{E}}}{\left[\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{g} \middle/ \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{water}\right]_{1,25}}.$$
(8.24)

На рис. 8.5 дается графическая иллюстрация этой энергетической зависимости для материала, эквивалентного кости, и для LiF в области энергий фотонов до 50 МэВ. Так как пробеги образующихся в этом случае заряженных частиц велики, то подразумевается существование только *TCPE*, g = w и  $\beta$  материала дозиметра такое же как у воды.



Рис. 8.5. Иллюстрация зависимости чувствительности дозиметра от средней энергии фотонов при измерении поглощенной дозы в воде [1]

Для электронов с кинетической энергией T уравнение, соответствующее уравнению (8.24) и нормализованное при T = 1 МэВ, будет иметь вид [1]

$$\left(\frac{r}{D_{water}}\right)_{\overline{E}} = \frac{\left[\frac{(dT/\rho dx)_{c,g}}{(dT/\rho dx)_{c,water}}\right]_{T}}{\left(\frac{r}{D_{water}}\right)_{1,25}} = \frac{\left[\frac{(dT/\rho dx)_{c,g}}{(dT/\rho dx)_{c,g}}\right]_{T}}{\left[\frac{(dT/\rho dx)_{c,g}}{(dT/\rho dx)_{c,water}}\right]_{1MeV}},$$
(8.25)

если выполняются следующие допущения:

• для δ-электронов, входящих и выходящих из чувствительного объема, существует *CPE*;

• электроны теряют в дозиметре небольшую долю своей энергии;

• рассеяние электронов в газе чувствительного объема такое же как в воде;

• показания дозиметра на единицу поглощенной дозы остаются не зависимыми от энергии частиц.

Эта зависимость показана на рис. 8.6.



Рис. 8.6. Иллюстрация зависимости чувствительности дозиметра от средней энергии электронов при измерении поглощенной дозы в LiF, кость-эквивалентном дозиметре и в ионизационной камере, заполненной воздухом [1]

К третьей группе относятся дозиметры, у которых имеется зависимость показаний на единицу поглощенной дозы в материале чувствительного объема дозиметра от вида излучения или его качества. Такая зависимость часто называется "ЛПЭ-зависимость", так как отражает изменение показаний на единицу дозы в зависимости от плотности треков заряженных частиц. Подобный эффект может вызываться, например, рекомбинацией ионов в плотных треках.

Энергетическая зависимость чувствительности дозиметров может модифицироваться с помощью дополнительной фильтрации падающего излучения или других приемов [2]. Например, в случае повышенной чувствительности в области низких энергий фотонов в конструкцию дозиметров полезно включить тонкий фильтр из материала с высоким атомным номером. Толщину такого фильтра можно приближенно найти, используя закон ослабления для нерассеянного излучения.

# 5. Оценивание результатов радиационного контроля

Важнейшей областью практического приложения дозиметрии ионизирующих излучений является радиационный контроль как непосредственно на производстве, где используются радиационные технологии или имеются источники ионизирующего излучения, так и на территориях, примыкающих к таким объектам. В данном разделе рассматривается ряд вопросов, связанных с представлением результатов дозиметрического контроля внешнего профессионального облучения согласно официальным методическим указаниям (МУ) [3] с сохранением (в большинстве случаев) обозначений и определений основных понятий. Некоторые изменения в обозначениях сделаны в целях б'ольшего единообразия.

#### 5.1. Основные понятия

Для адекватной интерпретации рекомендаций, содержащихся в официальных документах, введем определение некоторых понятий.

Средство измерения (СИ) – техническое средство или комплекс средств (включая встроенные и сопряженные средства обработки информации), предназначенное для измерений конкретной физической величины и имеющее нормируемые метрологические характеристики.

Показания СИ (х) – значение измеряемой величины, получаемое как непосредственный отсчет СИ (в том числе, после автоматизированной обработки с помощью сопряженного процессора) или после введения обязательных (регламентированных) поправок.

Показания СИ при многократных (*n*) наблюдениях в неизменных условиях определяются как среднее арифметическое значение  $\overline{X}$  показаний  $x_i$ , полученных при *i*-м наблюдении:

$$\bar{X} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} x_i.$$
(8.26)

При измерениях в неизменных условиях показания СИ имеют случайный разброс значений, который характеризуют средним квадратичным отклонением (СКО):

• для *x*<sub>i</sub>

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum (x_i - \bar{X})^2}{n - 1}} = \sqrt{\frac{\sum x_i^2 - n\bar{X}^2}{n - 1}};$$
(8.27)

для X

$$S = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} = \sqrt{\frac{\sum x_i^2 - n\bar{X}^2}{n(n-1)}}.$$
(8.28)

При этом интервал значений, в котором с (доверительной) вероятностью *Р* может находиться "истинное" показание СИ оценивается как

$$\{X_{\min}, X_{\max}\} = \overline{X} \pm U_s, \qquad (8.29)$$

где разброс (неопределенность) значений вычисляется по соотношению

$$U_s = t^p \cdot S, \tag{8.30}$$

где *t* – коэффициент Стьюдента.

Относительная неопределенность определяется как

$$u_s = U_s / \overline{X}. \tag{8.31}$$

В технических измерениях P = 0,95 и при достаточно большом количестве наблюдений ( $n = 5 \div 10$ ) принимают  $t^p = 2$  для нормального закона распределения случайной величины и  $t^p = 1,7 - для$  равномерного распределения.

О метрологической корректности однократных измерений говорить затруднительно. Для СИ, в основе показаний которых лежит число зарегистрированных импульсов *N*, т.е  $X = \kappa N$ , в качестве СКО обычно принимается  $\sigma = k\sqrt{N}$ .

*Два метрологических понятия*, связанные со средствами измерений и их практическим применением:

• погрешность СИ, определяется как отличие показаний СИ от истинного значения измеряемой величины;

 неопределенность измерений как характеристика точности измерений искомой величины с помощью данного СИ, определяющая разброс возможных при данном измерении значений, которые могли бы быть обоснованно приписаны измеряемой величине.

Важно подчеркнуть, что первое понятие предполагает знание истинного значения величины, а второе – ориентировано на оценку истинного значения измеряемой величины.

Погрешность СИ – метрологическая характеристика СИ, определяемая как отличие показания СИ (X) от истинного значения ( $X_0$ ) измеряемой величины, в качестве которой принимается значение величины, воспроизводимой соответствующим эталоном:

• абсолютная погрешность (в единицах измеряемой величины)

$$\Delta = X - X_0; \tag{8.32}$$

• относительная погрешность

$$\delta = \Delta / X_0. \tag{8.33}$$

Погрешность СИ определяется как вероятностная оценка интервала возможных показаний СИ при измерении данной величины:

- $\Delta^+ u \, \delta^+ в$  сторону больших значений;
- $\Delta^{-}$  и  $\delta^{-}$  в сторону меньших значений.

Погрешность обычно задается симметрично относительно  $X_0$ (т.е.  $\delta^+ = \delta^- = \delta$ ) для отдельных влияющих факторов или их совокупности. При наличии нескольких источников погрешностей:

$$\delta_{CH} = \sqrt{\sum_{i=1}^{n} \delta_i^2}, \qquad (8.34)$$

где  $\delta_i$  – погрешность СИ, обусловленная *i*-м источником погрешностей.

Следует иметь в виду, что при определении погрешностей СИ выполняют многократные измерения с целью максимального уменьшения СКО показаний СИ. Поэтому погрешность СИ трактуется как систематическая погрешность, влияние которой на результат измерения при практическом применении СИ не может быть уменьшено проведением многократных наблюдений в неизменных условиях измерений.

Погрешность задается как предел погрешности (при доверительной вероятности P = 0,99) или как доверительная погрешность (при P = 0,95).

Погрешность методики выполнения измерений ( $\delta_{\rm M}$ ). Понятие "погрешность" в трактовке, аналогичной понятию "погрешность СИ", полностью применимо к методикам выполнения измерений (МВИ). Имеются в виду неисключенные погрешности обработки измерительной информации, погрешности пробоподготовки и др.

*Неопределенность измерений* – параметр, определяющий интервал вокруг измеренного значения величины, внутри которого с заданной вероятностью находится истинное значение измеряемой величины.

Для обозначения доверительного интервала (для P = 0.99; P = =0.95 и др.) принято использовать термин "расширенная неопределенность" в отличие от термина "неопределенность", соответствующего интервалу в одно СКО.

Как и для "погрешности" применяют:

•  $U(U^+, U^-)$  – абсолютная неопределенность (в единицах измеряемой величины);

• 
$$u(u^+, u^-)$$
 – относительная неопределенность, определяемая как  
 $u = U/R$ , (8.35)

где *R* – измеренное значение величины.

*Результат (точечного) измерения* – определенное по показанию СИ значение искомой величины в заданной контрольной точке с оценкой неопределенности измерений.

Результатом измерения является интервал значений искомой величины от  $R_{\min}$  до  $R_{\max}$ , в котором с вероятностью P = 0.95 находится истинное значение искомой величины:

$$R_{\min} = R - U_R^{-}; \tag{8.36}$$

$$R_{\max} = R + U_R^+, \tag{8.37}$$

где R – измеренное (или рассчитанное по измерению) значение искомой величины;  $U_R^+$  и  $U_R^-$  – абсолютные неопределенности измерений в сторону больших и меньших значений соответственно.

В общем случае неопределенность результата измерений обусловлена:

• случайной (в основном статистической) составляющей неопределенности измерений;

• погрешностью СИ и МВИ, трактуемой как систематическая составляющая.

#### 5.2. Оценивание результата измерений

**Оценивание результата (точечного) измерения** в заданной контрольной точке согласно [3] выполняется с использованием следующих соотношений:

$$U_R^+ = u_R^+ R; \tag{8.38}$$

$$U_{R}^{-} = u_{R}^{-}R; (8.39)$$

$$u_R^+ = \sqrt{u_s^2 + (u_\delta^+)^2}; \qquad (8.40)$$

$$u_{R}^{-} = \sqrt{u_{s}^{2} + (u_{\delta}^{-})^{2}}, \qquad (8.41)$$

где  $u_s$  – статистическая неопределенность, рассчитываемая по формулам (8.26) – (8.31);  $u_{\delta}$  – неопределенность, обусловленная по-грешностью СИ и МВИ:

$$u_{\delta}^{+} = \frac{\delta}{1 - \delta}; \qquad (8.42)$$

$$u_{\delta}^{-} = \frac{\delta}{1+\delta},\tag{8.43}$$

где  $\delta$  – доверительная погрешность применяемых СИ и МВИ, равная

$$\delta = \sqrt{\delta_{\rm CH}^2 + \delta_{\rm M}^2}.\tag{8.44}$$

При R < 0, что возможно при разностных измерениях из-за статистического разброса показаний СИ, принимается R = 0. Кроме того, принимается  $R_{\min} = 0$  при  $R - U_R^- < 0$ .

**Результат контроля объекта** – значение контролируемого (нормируемого, регламентированного) для объекта параметра, определяемое по результатам точечных измерений в соответствии с принятой методикой радиационного контроля (РК), с оценкой неопределенности результата контроля:

*Q* – значение контролируемого параметра;

 $u_O$  – неопределенность результата контроля.

При этом

$$u_{Q} = \sqrt{u_{R}^{2} + u_{k}^{2}}, \qquad (8.45)$$

где  $u_R$  – неопределенность результата измерений;  $u_k$  – неопределенность контроля, обусловленная представительностью контроля и физической неопределенностью самого объекта контроля.

**Форма представления результатов РК** регламентируется соответствующей методикой (МКР или МВИ). При этом обязательным условием является указание:

• измеренного (рассчитанного по измерению) значения контролируемого параметра;

• оценки (полной) абсолютной неопределенности контроля при P = 0.95;

• оценки статистической (случайной) неопределенности измерения.

Последняя важна для анализа воспроизводимости результатов РК. Числовое значение неопределенности конечного результата РК должна содержать не более двух значащих цифр. При этом при первой значащей цифре:

• 1 или 2 должна присутствовать вторая цифра от 0 до 9;

• 3 или 4 вторая цифра должна быть 0 или 5;

• от 5 до 9 вторая цифра отсутствует.

Округление числовых значений выполняется по общепринятым правилам.

Критерии соответствия объекта РК нормативным требования. Для определения соответствия объекта установленным для него нормативам (контрольным уровням) используется параметр соответствия *B* и неопределенность его определения  $u_B$  ( $u_B = u_B^+$ ).

В случае единственного параметра для РК объекта:

$$B = Q/Q_L; \tag{8.46}$$

$$u_B = U_O^+ / Q_L, (8.47)$$

где Q – измеренное значение контролируемого параметра;  $U_Q$  – оценка неопределенности контроля;  $Q_L$  – значение норматива (контрольного уровня) для данного параметра.

При наличии нескольких параметров для РК объекта, нормативы для которых установлены раздельно, вывод о соответствии объекта нормативным требованиям принимается по совокупности результатов измерений всех нормируемых параметров. В этом случае:

$$B = \sum_{i} (Q/Q_L)_i; \qquad (8.48)$$

$$u_B = \sqrt{\sum_{i} (U_Q^+ / Q_L)_i^2}.$$
 (8.49)

где *i* – индекс для обозначения соответствующего параметра.

Объект признается безусловно соответствующим нормативным требованиям, если

$$B + u_B \le 1 + \beta, \tag{8.50}$$

где β – задаваемый компетентным органом (правилами, указаниями, рекомендациями) параметр, характеризующий безусловно приемлемую неопределенность РК в относительных единицах. Например, для контроля непревышения установленных нормативов при
сертификационных испытаниях принимается  $\beta = 0$ . При контроле индивидуальных эффективных доз внешнего облучения персонала и населения МКРЗ и МАГАТЭ рекомендовано  $\beta = 0.5$ .

Объект нельзя признать соответствующим нормативным требованиям, если не выполняется условие (8.50). Однако, если при этом

$$B - u_B^- \le 1 + \beta, \tag{8.51}$$

то следует иметь в виду, что при проведении более точных (с меньшей неопределенностью) измерений существует вероятность выполнения условия (8.50).

## 5.3. Метрологические требования к методикам дозиметрического контроля

Нормативные документы Государственной системы обеспечения единства измерений (ГСИ) определяют следующие общие требования к метрологическому обеспечению контроля доз облучения персонала:

• МВИ должны удовлетворять требованиям ГОСТ Р 8.563 – 96 и МИ 2453 – 98;

• для контроля доз облучения персонала должны применяться СИ утвержденного типа (прошедшие испытания и внесенные в реестр СИ) и периодически проверяемые в установленном порядке.

Определение доз облучения персонала проводится на основании результатов измерения операционных величин, характеризующих воздействие ионизирующего излучения на работника. Результат определения значения дозы (искомой величины), полученной в течении периода контроля, характеризуется диапазоном значений ( $D_{\min}$ ,  $D_{\max}$ ), в котором с вероятностью P = 0,95 находится ее истинное значение (см. разделы 5.1 и 5.2 настоящей главы).

Результат определения дозы должен содержать:

• значение искомой величины *D*, основанное на измерении или расчете по результатам измерения;

• оценку абсолютной (в единицах величины D) неопределенности значения искомой величины, рассчитываемой как:

$$U = D_{\max} - D. \tag{8.52}$$

При оценке неопределенности значения искомой величины, определяемой по результатам дозиметрического контроля, следует учитывать:

• неопределенность определения значения соответствующей величины согласно МВИ (U<sub>изм</sub>);

• неопределенность распространения результатов измерений или расчетов на реальный объект контроля (неопределенность за счет организации радиационного контроля, обусловленная его представительностью, в частности погрешность усреднения и др.)  $(U_{\rm дк})$ :

$$U = \sqrt{U_{_{\rm HSM}}^2 + U_{_{\rm JK}}^2}.$$
 (8.53)

При суммировании величин (например, для определения доз, полученных в течение нескольких периодов контроля) следует руководствоваться следующими правилами:

$$D = \sum_{k} D_k; \tag{8.54}$$

$$U = \sqrt{\sum_{k} D_{k}}, \qquad (8.55)$$

где *k* – индекс обозначения частного результата

При разработке средств измерения и методик определения доз следует руководствоваться соображениями о приемлемости относительной неопределенности оценки значений дозиметрических величин, близких к пределу дозы, если она удовлетворяет следующему условию:

$$u = \frac{U}{D} \le \alpha - 1, \tag{8.56}$$

где а – фактор неопределенности определения доз.

Таблица 8.1

#### Приемлемые значения фактора неопределенности определения доз [3]

Определяемая величина	Значение α
Эффективная доза внешнего облучения фотонами	1.5
Эффективная доза внешнего облучения нейтронами	2,0
Эквивалентная доза внешнего облучения кожи, кистей и	2,0
стоп, а также хрусталика глаза любым излучение	

Значения параметра α, установленные МУ 2.6.1.016 – 2000 на основе рекомендаций МКРЗ и МАГАЕЭ и отражающие реально достижимую в настоящее время точность определения доз, приводятся в табл. 8.1.

## 5.4. Требования к суммарной погрешности измерения индивидуальной дозы дозиметрами

Для простоты изложения в этом разделе так же, как и в работе [3], принято единое обозначение *H* для всех нормируемых НРБ – 99 доз.

При значениях относительной погрешности дозиметра  $\delta$ , превышающих примерно 0,2, равноточным измерениям соответствуют несимметричные пределы для положительных  $\delta^+$  и отрицательных  $\delta^-$  неопределенностей. В этом случае в качестве величины, характеризующей погрешность дозиметра, рекомендуется [3] использовать фактор неопределенности *F* или натуральную логарифмическую погрешность *L*, имеющую симметричные пределы  $\pm L$  для равноточных измерений. Эти величины связаны следующими соотношениями:

$$F = 1 + \delta^{+} = e^{L} = 1 + L + (1/2!)L^{2} + ...;$$
(8.57)

$$1/F = 1 - \delta^{-} = e^{-L} = 1 - L + (1/2!)L^{2} - \dots,$$
(8.58)

из которых следует, что при малых  $\delta$  (менее 10 - 15 %)  $\delta^- \approx L \approx \delta^+$ , и при любых  $\delta$  справедливо равенство  $\delta^- = \delta^+ / (1 + \delta^+)$ .

Граничные значения *L*, *H*<sub>0</sub> суммарной погрешности измерения дозы индивидуальным дозиметром вычисляются по формулам:

$$L = \ln \alpha \cdot \exp\left[-\ln 2 \cdot \lg(H/H_0)\right] \text{ при H/H}_0 < 50; \tag{8.59}$$

$$L = \ln 1, 15 = 0, 14$$
 при  $H/H_0 \ge 50;$  (8.60)

$$H_0 = [H] \cdot \tau / 12, \tag{8.61}$$

где  $\tau$ , мес – время экспонирования дозиметра при периодичности контроля  $12/\tau$  раз в год; [H] – соответствующий предел дозы;  $\alpha$  – коэффициент, зависящий от измеряемой величины, вида излучения и характера облучения.

На рис. 8.7 показана допускаемая натуральная логарифмическая погрешность L при  $\alpha = 1,5$  и соответствующие значения фактора неопределенности F, положительных  $\delta^+$  и отрицательных  $\delta^-$  относительных погрешностей дозиметров фотонного излучения при различных значениях  $H/H_0$  и  $\dot{H}/\dot{H}_0$ .



Рис. 8.7. Зависимости допускаемой натуральной логарифмической погрешности L, фактора неопределенности F, положительных  $\delta^+$  и отрицательных  $\delta^-$  относительных погрешностей дозиметров фотонного излучения от отношения  $H/H_0$  ( $\dot{H}/\dot{H}_0$ ) (нижняя шкала) и от среднегодовой мощности эффективной дозы. Допускаемые погрешности эффективной (эквивалентной на все тело) дозы пересчитаны для логарифмической погрешности L из следующих нормативных документов: - - и о – Публикации 60 и 75 МКРЗ;  $\Delta$  – Публикация 35 МКРЗ;  $\Box$  – Доклад 20 МКРЕ [3]

## Список литературы

1. Attix F.G. Introduction to radiological physics and radiation dosigetry //WILLEY-VCH Verlag GgbH & Co. 2004. 2. Gud Shani. Radiation Dosimetry. Instrumentation and Methods. 2nd ed.// CRC Press, 2001.

3. Дозиметрический контроль внешнего профессионального облучения. Общие требования // Методические указания МУ 2.6.1.23-2000. М.: 2000.

## Часть II. Методы и инструментарий дозиметрии

## Глава 9. Ионизационный метод дозиметрии ионизирующего излучения

## 1. Основные процессы в газах в полях ионизирующего излучения

Один из методов регистрации и анализа элементарных частиц основан на явлении ионизации газов заряженными частицами; косвенно ионизирующие излучения (фотоны и нейтроны) инициируют ионизацию посредством вторичных заряженных частиц, образующихся в стенке детектора или в газе (фотоэлектроны, комптоновские электроны, электронно-позитронные пары в случае фотонного излучения и ядра отдачи – для нейтронов). Явление ионизации представляет процесс образования положительных и отрицательных ионов при взаимодействии заряженных частиц с нейтральными атомами или молекулами газа, в результате которого они теряют один или несколько электронов (положительные ионы); свободные электроны в результате эффекта «прилипания» к нейтральному атому образуют отрицательные ионы. Ионизированный газ является проводником электричества, и при наличии электрического поля в конкретных детекторах генерируются импульсы тока или протекает постоянный ток.

В дозиметрии ионизирующего излучения ионизационный метод регистрации является одним из широко используемых практических методов, что обусловлено высокой точностью и относительно простыми методиками измерений. Эффекты ионизации являются основными процессами функционирования других детекторов (например, полупроводниковые детекторы, люминесцентные твердотельные детекторы); традиционно «ионизационные методы дозиметрии» включают детекторы, принцип работы которых основан на эффекте ионизации газов.

Основные особенности процессов ионизации в газах определяют дозиметрические параметры соответствующих детекторов.

## 1.1. Средняя энергия образования пары ионов

#### в газах

Под парой ионов подразумевается однократно заряженные положительный и отрицательный ионы, образованные при ионизации нейтральных атомов.

Если заряженная частица с энергией T проходит через газовую среду, то на своей траектории до полной потери энергии она образует  $N_{\rm ион}$  пар ионов:  $N_{\rm ион} = \frac{T}{\overline{W}}$ , где  $\overline{W}$  – средняя энергия ионообразования (обычно, в эВ), т.е. энергия, которую частица должна затратить на образование одной пары ионов [1, 2]. Значение  $\overline{W}$  включает упругие и неупругие потери энергии [3]; около половины энергии электронов затрачивается на процессы возбуждения атомов. Средняя энергия ионообразования характеризует соотношение между различными процессами взаимодействия с соответствующими значениями сечений  $\sigma_i$  (возбуждение, ионизация, упругие рассеяния, перезарядка) и потерями энергии  $\varepsilon_i$  в каждом из них (исключаются процесс генерации тормозного излучения):

$$\overline{W} = \frac{\sigma_{\text{ион}} \cdot \varepsilon_{\text{ион}} + \sigma_{\text{возб}} \cdot \varepsilon_{\text{возб}} + \sigma_{\text{упр}} \cdot \varepsilon_{\text{упр}} + \sigma_{\text{пр3}} \cdot \varepsilon_{\text{пр3}}}{\sum_{i} \sigma_{i}} . \quad (9.1)$$

Это отношение остается приблизительно постоянным при изменении энергии поглощенных частиц, т.е.  $\overline{W} \approx \text{const.}$ 

Зависимость величины  $\overline{W}$  от энергии частиц заметно проявляется в области малых энергий (< 10 кэВ); приближенно она соответствует соотношению [4]:

$$\overline{W} = \frac{\overline{W}_{\infty}}{1 - E_i / T}, \qquad (9.2)$$

где  $E_i$  – средний потенциал ионизации атомов,  $\overline{W}_{\infty}$  – средняя энергия образования ионов при больших энергиях частиц. На рис. 9.1 показана зависимость величины  $\overline{W}$  от энергии T электронов в воздухе, где при больших энергиях установленное численное значение

 $\overline{W}_{\infty}$  составляет 33,97 ± 0,06 эВ; для протонов соответствующее значение  $\overline{W}_{\infty} = 35,2 \pm 0,03$  эВ.



Рис. 9.1. Зависимость средней энергии образования пары ионов в воздухе от энергии электронов

Значения  $\overline{W}$  могут значительно возрастать в диапазоне малых энергий (< 10 кэВ) для тяжелых частиц. Весьма слабая энергетическая зависимость средней энергии ионообразования для электронного и фотонного излучений в практически рассматриваемых диапазонах энергий полей излучения является основным условием применимости ионизационного метода в дозиметрии. В табл. 9.1 приведены средние энергии ионообразования  $\overline{W}$  для некоторых газов и различных частиц.

Таблица 9.1

Средние энергии ионообразования  $\overline{W}$ , эВ, для  $\alpha$ -частиц, протонов и электронов в различных газах

Газ	α-частица	Протон	Электрон
Воздух	35,0	33,3	33,97
N <sub>2</sub>	36,0	33,6	34,8
$O_2$	32,2	31,5	30,8
He	40,3	29,9	41,3

Для тяжелых частиц в ряде задач необходимо учитывать зависимость значений  $\overline{W}$  от энергии.

Если в некотором объёме газа V определено значение заряда Q в результате ионизации, то доза  $D_r$  в газе будет равна:

$$D_{\Gamma} = \frac{Q}{\rho \cdot V} \cdot \frac{\bar{W}}{e}, \qquad (9.3)$$

(р – плотность газа, е – заряд электрона).

Численное значение средней энергии ионообразования в системе единиц СИ часто представляется в следующем виде:

$$\frac{\overline{W}}{e} = \frac{33,97[\Im B/\Im n.]}{1,602 \cdot 10^{-19} [K/\Im n.]} \cdot 1,602 \cdot 10^{-19} [Дж/\Im B] = 33,97[Дж/K].$$
(9.4)

Для смеси газов энергия образования пары ионов  $\overline{W}_{cM}$  определяется аппроксимирующим соотношением:

$$\frac{1}{\overline{W}_{\rm CM}} \simeq \sum_{i} \left(\frac{P_i}{P} \cdot \frac{1}{\overline{W}_i}\right),\tag{9.5}$$

где  $P_i$  – парциальное давление *i*-й компоненты газа, P – полное давление смеси, т.е.  $\frac{P_i}{P}$  есть доля числа молекул каждой компоненты газа.

## 1.2. Рекомбинация ионов

Процесс нейтрализации ионов противоположных зарядов в газе есть эффект так нназываемой рекомбинации (combinatio — соединение), т.е. образование нейтральных атомов и молекул из свободных положительных и отрицательных ионов. Протекание рекомбинации существенно зависит от пространственного распределения ионов в объёме ионизированного газа. Различают объёмную рекомбинацию в случае случайного пространственного распределения ионов, инициированных различными частицами в пределах ионизованного газа, и начальную рекомбинацию положительных и отрицательных ионов, образованных одной ионизирующей частицей на её треке; в этом случае эффект зависит от плотности ионов вблизи трека, которая определяется величиной линейных потерь энергии заряженной частицы [1].



Рис.9.2. Зависимость коэффициента рекомбинации в кислороде от температуры

Таблица 9.2

Средние значения коэффициентов рекомбинации в некоторых газах

Газ (1 атм, 0∘С)	Воздух	CO <sub>2</sub>	$H_2$	O <sub>2</sub>	SO <sub>2</sub>	N <sub>2</sub> O
<b>α</b> ×10 <sup>-6</sup> , см <sup>3</sup> /с	1,66	1,70	1,45	1,60	1,45	1,40

Скорость убывания величины концентрации ионов в газах характеризуется коэффициентом рекомбинации  $\alpha$  [см<sup>3</sup>/с]. Существует зависимость коэффициента рекомбинации от давления и температуры газа, а также от объёмной плотности ионов. От давления газа  $\alpha$  зависит слабо, несколько уменьшаясь при низких давлениях; с ростом температуры значение величины  $\alpha$  уменьшается (рис. 9.2).

Характерные величины коэффициентов рекомбинации для некоторых газов приведены в табл. 9.2. В процессе рекомбинации освобождается энергия, равная энергии, затраченной на ионизацию.

Начальная рекомбинация существенна для частиц с высокой плотностью ионизации (протоны, альфа-частицы) и в случае облучения конденсированных сред (например, жидкостные ионизационные камеры). Для фотонных и электронных пучков начальной рекомбинацией обычно пренебрегают, ввиду невысокой плотности удельных потерь энергии электронов. С учетом эффектов образования и рекомбинации ионов зависимость их объёмной концентрации от времени (в приближении  $n_- \approx n_+ = n$ ) определяется дифференциальным уравнением:

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha \cdot n^2 \,, \tag{9.6}$$

где q – постоянная объёмная скорость ионизации,  $1/(cm^3 \cdot c)$ ;

 $\alpha$  – коэффициент рекомбинации ионов, см<sup>3</sup>/с.

Решение уравнения (9.6) при начальном условии t = 0, q = 0:

$$n(t) = \sqrt{\frac{q}{\alpha}} \cdot \frac{\exp(2 \cdot \sqrt{\alpha \cdot q} \cdot t - 1)}{\exp(2 \cdot \sqrt{\alpha \cdot q} \cdot t + 1)}.$$
(9.7)

В частном случае при  $\frac{dn}{dt} = 0$  (состояние равновесия) устанавли-

вается постоянная концентрация ионов n<sub>0</sub>:

$$n_0 = \sqrt{\frac{q}{\alpha}} ; \qquad (9.8)$$

при q = 0 (момент окончания облучения) уменьшение концентрации ионов за счет рекомбинации определяется уравнением:

$$n(t) = \frac{n_0}{1 + n_0 \cdot \alpha \cdot t} \quad (\text{при } t = 0, n = n_0). \tag{9.9}$$

Из этого уравнения следует определение характерного времени рекомбинации  $\tau_{\alpha} = 1/(\alpha n_0) = 1/\sqrt{\alpha \cdot q}$ , которое соответствует времени, за которое концентрация ионов уменьшается в два раза. Временная зависимость концентрации ионов соответствующая уравнениям (9.7) и (9.9) показана на рис. 9.3.



Рис. 9.3. Изменение концентрации ионов в воздухе от времени после начала и окончания облучения; о – расчет по уравнению (9.9)

## 1.3. Ионизированный газ в электрическом поле

Перенос ионов в газе при наличии электрического поля определяет плотность тока  $\vec{j}$ , величина которого равна

$$\vec{j} = \vec{j}_{+} + \vec{j}_{-},$$
 (9.10)

т.е. является суммой плотностей токов, обусловленных переносом положительных и отрицательных ионов.

Ввиду неоднородного распределения ионов в объёме газа существует компонент диффузного тока  $\vec{j}^{\,D}$  (в частности, для положительных ионов):

$$\vec{j}_{+}^{D} = -e \cdot D_{+} \cdot \operatorname{grad} n_{+}, \qquad (9.11)$$

где  $D_+$  – коэффициент диффузии положительных ионов,  $n_+$  – пространственная концентрация ионов, e – заряд электрона (имеются в виду однозарядные ионы). Компонент тока, обусловленный движением положительных ионов в электрическом поле

$$\vec{j}_{+}^{E} = n_{+} \cdot \boldsymbol{e} \cdot \vec{\boldsymbol{v}} , \qquad (9.12)$$

где  $\vec{V}$  – равномерная скорость ионов, что характерно для движения ионов в газе при постоянной напряженности электрического поля; тогда суммарная плотность тока положительных ионов равна

$$\vec{j}_{+} = \vec{j}_{+}^{D} + \vec{j}^{E} = n_{+} \cdot e \cdot \vec{v} - e \cdot D_{+} \cdot \operatorname{grad} n_{+};$$
 (9.13)

(аналогичный вид имеет соотношение для отрицательных ионов).

Изменение плотности ионов  $\frac{dn_+}{dt}$  в некоторой точке ионизованного газа с учетом эффектов образования, рекомбинации и при протекании тока соответствует следующему дифференциальному уравнению:

$$\frac{dn_{+}}{dt} = q - \alpha n_{+} n_{-} + D_{+} \nabla^{2} n_{+} - \operatorname{div}\left(n_{+} V_{+}\right), \qquad (9.14)$$

(аналогичную структуру имеет соотношение для отрицательных ионов).

Скорость перемещения ионов в газе зависит от величины напряженности электрического поля и значений подвижностей положительных и отрицательных ионов, постоянных для конкретного

газа. Подвижность ионов  $k\left(\frac{cm^2}{c \cdot B}\right)$  определяется как скорость их

дрейфа  $\vec{v}$  (см/с) в направлении электрического поля с единичной напряженностью  $\varepsilon$  (1 В/см):

$$\vec{V} = k \cdot \vec{\varepsilon} \,. \tag{9.15}$$

В данном случае в электрическом поле происходят только упругие столкновения ионов с молекулами или атомами газа, а процессы возбуждения и ионизации отсутствуют (относительно небольшие напряженности электрического поля).

Значения подвижностей положительных и отрицательных ионов для отдельного газа в принципе одинаковы, если отрицательные ионы не существуют некоторое время в виде свободных электронов после момента ионизации. Подвижность электронов значительно больше подвижностей положительных и отрицательных ионов, что может определять различие в значениях подвижностей разноименных ионов. В воздухе, например, подвижность отрицательных ионов несколько больше, чем подвижность положительных ионов. Для основных компонентов воздуха (кислород ~ 20 %, азот ~ 80 %) кислород с высокой вероятностью присоединяет электроны ( эффект прилипания); для молекул азота этот эффект маловероятен. Коэффициент прилипания электронов определяется как вероятность присоединения электрона к нейтральной молекуле газа. Большинство электронов присоединяются к молекулам кислорода, но часть их остается свободной, что несколько увеличивает среднее значение подвижности отрицательных зарядов в воздухе.

Коэффициент прилипания зависит от энергии электронов, т.е. от напряженности электрического поля. Большие величины этого параметра характерны, в частности для кислорода и галогенов (электроотрицательные газы); этот эффект незначителен для азота, водорода, метана, окиси углерода.

В табл. 9.3 приведены значения подвижностей ионов обоих знаков в некоторых газах.

Таблица. 9.3

## Подвижность положительных $k_+$ и отрицательных $k_-$ ионов, см<sup>2</sup>/(с·В),

Газ	$k_+$	<i>k</i> _	<i>T</i> , ∘ <i>C</i>
Воздух	1,36	1,87	13,5
Кислород	1,36	1,80	17,0
Водород	6,70	7,95	20,0
Двуокись углерода	0,76	0,81	17,5

#### в некоторых газах при нормальном давлении

## 2. Ионизационная камера

Ионизационная камера (рис. 9.4) представляет собой конденсатор, состоящий из электродов *l* и *2*, между которыми находится газ. Электрическое поле между электродами создается от внешнего источника напряжения *U*. При облучении камеры ионизирующим излучением в газе камеры возникают положительные и отрицательные ионы. Под действием электрического поля на хаотическое движение ионов накладывается движение дрейфа: отрицательные ионы движутся к положительно заряженному электроду, положительные – к отрицательно заряженному электроду. В цепи возникает ток, который регистрируется измерительным прибором; значение тока является величиной, определяющей объёмную скорость ионизации газа.



Рис. 9.4. Схема плоскопараллельной ионизационной камеры

## 2.1. Эффективность собирания ионов в ионизационной камере

Одной из основных характеристик ионизационной камеры является значение тока насыщения, которое определяется из вольтамперных зависимостей i = f(U), которые представлены на рис. 9.5 для различных интенсивностей облучения камеры ионизирующим излучением. Эта характеристика определяется в основном эффектом дрейфа ионов в электрическом поле и процессом их рекомбинации в газовом объёме ионизационной камеры; начальный возрастающий участок кривой формируется в результате уменьшения процесса рекомбинации с ростом скорости движения ионов на электроды [1 - 3, 5, 6]. Ток насыщения  $i_0$  соответствует полному собиранию на электродах всех образованных излучением ионов. Величина соответствующей эффективности собирания ионов для измеренного тока *i* определяется отношением [1]:



$$f = \frac{i}{i_0}$$
. (9.16)

Рис. 9.5. Вольт-амперные зависимости для плоской камеры для различных плотностей *q* ионизации воздуха (*d* = 5 см)

Непосредственное измерение тока насыщения  $i_0$  затруднительно, так как при требуемых достаточно больших напряжениях в наполняющем камеру газе имеют место ионы или электроны с энергией, достаточной для возбуждения или ионизации атомов газа (в частности, может возникнуть газовый разряд в воздухонаполненной камере при напряженности  $\varepsilon > 30$  кВ/см).

В стационарном режиме облучения камеры с интенсивностью q образования пар ионов в электрическом поле с напряженностью є баланс разноименных ионов  $n_+$  и  $n_-$  определяется системой уравнений (одномерное приближение):

$$q = \alpha \cdot n_{+} \cdot n_{-} + k_{+} \cdot \frac{d}{dx}(n_{+} \cdot \varepsilon),$$

$$q = \alpha \cdot n_{+} \cdot n_{-} - k_{-} \cdot \frac{d}{dx}(n_{-} \cdot \varepsilon).$$
(9.17)

Если пренебречь влиянием объёмного заряда ( $\varepsilon = \text{const}$ ) система (9.17) преобразуется к виду:

$$\frac{dn_{+}}{dx} = \frac{q}{k_{+} \cdot \varepsilon} - \alpha \cdot n_{+} \cdot n_{-},$$

$$\frac{dn_{-}}{dx} = \frac{q}{k_{-} \cdot \varepsilon} - \alpha \cdot n_{+} \cdot n_{-}$$
(9.18)

и  $n_+$  (x),  $n_-$  (x) в данном случае являются линейными функциями x (рис. 9.6):

$$n_{+}(x) = (1 - \frac{x}{d}) \cdot n_{+}^{\max}, \qquad n_{-}(x) = \frac{x}{d} \cdot n_{-}^{\max}, \qquad (9.19)$$

где  $n_+^{max} = \frac{q \cdot d}{k_+}$  и  $n_-^{max} = \frac{q \cdot d}{k_-}$ .



Рис. 9.6. Распределение плотности ионов между электродами плоской камеры

При значении эффективности собирания *f* соответствующее количество зарядов на электродах равно

$$n_{+}^{\max} = \frac{f \cdot q \cdot d}{k_{+}}, \ n_{-}^{\max} = \frac{f \cdot q \cdot d}{k_{-}}.$$
 (9.20)

Убыль ионов  $\Delta n_R$  ввиду рекомбинации в слое  $\Delta x$  равна величине  $\Delta n_R = \alpha \cdot n_+ \cdot n_- \cdot \Delta x$ ; полное количество  $n_R$  прорекомбинировавших в камере ионов с использованием соотношений (9.19) и (9.20) равно:

$$n_{R} = \frac{\alpha}{d} \cdot \int_{0}^{d} n_{+}(x) \cdot n_{-}(x) \cdot dx =$$

$$= \frac{\alpha}{d} \cdot \int_{0}^{d} (1 - \frac{x}{d}) \cdot \frac{x}{d} \cdot \frac{f^{2} \cdot q^{2} \cdot d^{2}}{k_{+} \cdot k_{-} \cdot (U/d)^{2}} dx;$$
(9.21)

после интегрирования (9.21) получаем:

$$n_R = d \cdot \frac{\alpha \cdot f^2 \cdot q^2 \cdot d^4}{6 \cdot k_+ \cdot k_- \cdot U^2} \,. \tag{9.22}$$

В одномерном случае полное число образованных в камере ионов  $n = q \cdot d$ ; тогда с учетом рекомбинации значение f определится как

$$f = \frac{n - n_R}{n} = 1 - \frac{n_R}{q \cdot d}.$$
 (9.23)

После подстановки n<sub>R</sub> (9.22) в (9.23)

$$f = 1 - f^2 \cdot \frac{\xi^2}{4}, \qquad (9.24)$$

$$\xi = \sqrt{\alpha \cdot q} \cdot \frac{d^2}{U \cdot \sqrt{k_+ \cdot k_-}} \,. \tag{9.25}$$

Решение трансцендентного уравнения (9.24) относительно f определяет зависимость эффективности собирания ионов от основных параметров плоской ионизационной камеры и плотности ионизации q, создаваемой излучением (соотношение Боуга):

$$f(\xi) = \frac{2}{1 + \sqrt{1 + \frac{2}{3} \cdot \xi^2}}.$$
 (9.26)

Разложение в ряд Маклорена по  $\xi$  соотношения (9.26) определяет величину f в интервале больших значений эффективностей собирания ионов (на практике обычно используются f > 0.9):

$$f(\xi) = 1 - \frac{1}{6} \cdot \xi^2 \,. \tag{9.27}.$$

На рис. 9.7 показана универсальная зависимость согласно соотношению Боуга величины f от параметра  $\xi$ , а также часть функции разложения (9.27) в области больших значений f.



Рис. 9.7. Эффективность собирания ионов в плоскопараллельной камере при постоянном облучении; кривая – соотношение Боуга, о – расчет по соотношению (9.27)

В уравнение Боуга (9.26) входит неизвестное, как правило, численное значение начальной плотности ионизации q; эффективность f в этом случае можно определить как функцию плотности измеряемого тока j из следующих соотношений:

$$j_0 = q \cdot e \cdot d \; ; \; q = \frac{j}{f \cdot e \cdot d} \; ; \tag{9.28}$$

$$\xi^{2} = \frac{2}{3} \cdot \alpha \cdot q \cdot \frac{d^{4}}{U^{2} \cdot k_{+} \cdot k_{-} \cdot e} = \frac{2}{3} \cdot \alpha \cdot \frac{j}{f \cdot e \cdot d} \cdot \frac{d^{4}}{U^{2} \cdot k_{+} \cdot k_{-}} = \frac{j}{f} \cdot \chi ; \quad (9.29)$$

$$\chi = \frac{2}{3} \cdot \alpha \cdot \frac{1}{e \cdot d} \cdot \frac{d^4}{U^2 \cdot k_+ \cdot k_-}; \qquad (9.30)$$

подстановка  $\xi^2$  в уравнение (9.26) приводит к трансцендентному относительно *f* уравнению:

$$f - \frac{2}{1 + \sqrt{1 + j \cdot \frac{\chi}{f}}} = 0, \qquad (9.31)$$

решение (9.31) имеет вид:

$$f(i) = \frac{4}{(4 + \chi \cdot i)}.$$
 (9.32)

Параметр  $\xi$  в соотношении (9.25) включает совокупность величин, определяющих условия облучения: свойства наполняющего объём камеры газа, размеры камеры и величину приложенного напряжения. При условии  $k \approx k_{+} \approx k_{-}$ 

$$\xi = \sqrt{\alpha \cdot q} \cdot \frac{d^2}{k \cdot U} = \frac{1}{\tau_{\alpha}} \cdot \frac{d}{\frac{k \cdot U}{d}} = \frac{\tau_{\varepsilon}}{\tau_{\alpha}}, \qquad (9.33)$$

где  $v = k \cdot \varepsilon$ ,  $\varepsilon = U/d$ ,  $\tau_{\varepsilon} = d/v$ . Численное значение  $\tau_{\varepsilon}$  характеризует время переноса ионов в пределах расстояния между электродами и, следовательно,  $\tau_{\varepsilon}/\tau_{\alpha}$  определяет отношение времени уноса ионов электрическим полем к времени рекомбинации: быстрый сбор ионов на электродах обеспечивает малое время на процессы рекомбинации и, соответственно, увеличение значений *f*; при малых временах рекомбинации (быстрая рекомбинация) величина  $\xi$ увеличивается, и коэффициент *f* соответственно уменьшается.

# 2.2. Экспериментальный метод определения величины эффективности собирания ионов

Так как при использовании соотношения  $q = i_0 / (e \cdot d)$  для экспериментального определения создаваемой излучением концентрации ионов q в газе значение тока насыщения не измеряется (требуются высокие напряжения, сопряженные с эффектами электрического пробоя в газах), возможно применение экстраполяционного метода [7], основанного на анализе соотношения Боуга. В диапазоне больших значений 0,7 < f <1 (малые значения  $\xi$ ) разложение  $\sqrt{1+\frac{2}{3}\cdot\xi^2}$  с точностью до второго члена приводит его к виду:

$$\sqrt{1 + \frac{2}{3} \cdot \xi^2} \approx 1 + \frac{1}{3} \cdot \xi^2 \tag{9.34}$$

и выражение Боуга можно представить как

$$f \approx \frac{1}{1 + \frac{1}{6} \cdot \xi^2};$$
 (9.35)

параметр  $\xi$  определяется соотношением (9.25); параметр  $\frac{1}{6} \cdot \xi^2$ 

с учетом соотношения  $q = Q/(V \cdot t)$ , где Q – собираемый за время измерения t заряд в объёме камеры V, преобразуется к виду:

$$\frac{1}{6} \cdot \xi^2 = \frac{\alpha}{k_+ \cdot k_-} \cdot \frac{d^4 \cdot Q}{U^2 \cdot 6 \cdot t} = c \cdot \frac{Q}{U^2}; \qquad (9.36)$$

тогда

$$f = \frac{1}{1 + c \cdot \frac{Q}{U^2}} = \frac{Q}{Q_0},$$
(9.37)

где  $Q_0$  – образованный излучением заряд за время *t*. После преобразований соотношения (9.37) имеет место уравнение:

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_0} + \frac{c}{U^2}; \qquad (9.38)$$

это линейное уравнение типа  $y = a + b \cdot x$ , где  $a = \frac{1}{Q_0}$ , b = c и

 $x = \frac{1}{U^2}$ . Соответствующая экстраполяция позволяет определить величину  $\frac{1}{Q_0}$  (рис. 9.8).



Рис. 9.8. Экстраполяция (- - -) при экспериментальном определении эффективности собирания ионов в плоскопараллельной камере

Суммарная плотность тока *j* (ток через 1 см<sup>2</sup>) для разноименных зарядов ( $j = j^+ + j^-$ ):

$$j = e \cdot (n_+ \cdot V_+ + n_- \cdot V_-),$$
 (9.39)

где  $V_{+}^{-} = k_{+}, \epsilon, \epsilon = U/d$  – напряженность электрического поля.

При преобладании эффекта рекомбинации при малом токе, когда концентрация числа электронов в ионизованном газе определяется эффектом рекомбинации, что соответствует большим значениям  $\xi >> 1$  в соотношении Боуга, реализуется омический режим (начальный участок вольтамперной характеристики), где плотность тока пропорциональна напряженности электрического поля.

При  $\xi >> 1$  значение величины

$$f \approx \frac{1}{\xi} \approx \frac{U}{\sqrt{q}} \,. \tag{9.40}$$

Плотность тока  $j_0 = q \cdot e \cdot d$  и  $j_0 = j / f$ , откуда следует:

$$j \approx U \cdot \sqrt{q} \ . \tag{9.41}$$

Так как мощность дозы P пропорциональна интенсивности ионизации газа q ( $P \sim q$ ), на линейном участке вольт-амперной характеристики (режим неполного собирания ионов)  $P \sim q$  и

$$j \approx U\sqrt{P} \,. \tag{9.42}$$

На рис. 9.9 показана вольт-амперная характеристика ионизационной камеры на начальном участке при постоянной интенсивности облучения, где реализуется омический режим и зависимость  $j \approx U$ .



Рис.9.9. Вольт-амперная характеристика ионизационной камеры в области малых напряжений; о – расчет по соотношению (9.42)

Ниже приведена последовательность операций, необходимых для определения дозы  $D^z$  в среде по измеренной величине ионизационного тока *i*:

$$i \to i_{\text{\tiny Hac}} = \frac{i}{f} \to q = \frac{i_{\text{\tiny Hac}}}{e \cdot V} \to D^{\Pi} = \frac{q}{\rho} \cdot \frac{W}{e} \to D^{z} = D^{\Pi} \cdot \overline{S_{\Pi}^{z}},$$

где где р – плотность газа; остальные величины соответствуют приведенным в главе 7.

## 2.3. Колонная рекомбинация

Выше были рассмотрены вопросы объёмной рекомбинации в случае случайного пространственного распределения ионов, инициированных различными частицами в пределах ионизованного газа; в определенных условиях заметную роль играет так называемая начальная рекомбинация положительных и отрицательных ионов, образованных одной ионизирующей частицей на её треке; в этом случае эффект зависит от плотности ионов вблизи трека, которая определяется величиной линейных потерь энергии заряженной частицы [8].

Соответствующие расчетные соотношения в рамках теории Янга получены в предположении, что пространственное распределение ионов по радиусу трека соответствует распределению Гаусса; изменением концентрации ионов *n* вдоль оси трека пренебрегается. Учитывались эффекты диффузии ионов в радиальном направлении *r* и рекомбинации в соответствии с соотношением:

$$\frac{dn}{dt} = D \cdot \left( \frac{d^2 n}{dr^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{dn}{dr} \right) - \alpha \cdot n^2, \qquad (9.43)$$

где  $\alpha$  – коэффициент рекомбинации, см<sup>3</sup>/с;

D -коэффициент диффузии, см<sup>2</sup>/с.

Далее учитывается перенос ионов в электрическом поле ионизационной камеры, и связь тока насыщения  $i_0$  с реально измеряемым током *i* определяется следующим уравнением:

$$\frac{i}{i_0} = \frac{1}{1 + \frac{\alpha \cdot N_0}{8 \cdot \pi \cdot D} \cdot f(x)},$$
(9.44)

 $N_0 = \frac{L \cdot p \cdot \rho \cdot 10^7}{W}$ – удельная плотность и<br/>онизации по треку,

где *p* – давление газа (атм.);

- L удельные потери энергии (кэВ/мкм) в веществе с единичной плотностью;
- $\rho$  плотность газа, г/см<sup>3</sup>;

*W* – средняя энергия образования пары ионов, эВ.

Функция f(x) учитывает основные параметры процесса:

$$f(x) = \sqrt{\frac{\pi}{x}} \cdot S(x); \ S(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \cdot \int_{0}^{\infty} \frac{\exp(-y)dy}{\sqrt{y \cdot (1 + y/x)}};$$
(9.45)

$$x = \frac{b^2 \cdot k^2 \cdot \varepsilon^2}{2 \cdot D^2} \cdot \sin \theta , \qquad (9.46)$$

 $\varepsilon$  – напряженность электрического поля, k – подвижность ионов,  $\sin \theta$  – функция угла между направлениями трека и электрического

поля (рис. 9.10), где показаны предельные случаи ориентации треков относительно направления приложенного электрического поля);

*b* – среднеквадратичный радиус трека ионизации:

 $b = \frac{b_0}{p} - 3,0 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{p}{T}, b_0 \approx 10^{-3}$ , где *p* и *T* – давление (атм.) и тем-

пература газа (Т, К).



Рис. 9.10. Различные ориентации треков относительно направления электрического поля в условиях колонной рекомбинации

Типичный характер рассчитанной вольт-амперной зависимости в условиях колонной (или начальной) рекомбинации показан на рис. 9.11.

Из уравнения (9.43) следует преобразование:

$$\frac{1}{i} = \frac{1}{i_0} + \frac{K \cdot f(x)}{i_0}, \quad K = \frac{\alpha \cdot N_0}{8\pi \cdot D}.$$
(9.47)

Эта функциональная зависимость дает возможность определить экстраполяцией величину, обратную току насыщения  $\frac{1}{i_0}$  (рис. 9.12), и, следовательно, ток  $i_0$ .



Рис.9.11. Вольт-амперная характеристика ионизационной камеры в условиях колонной рекомбинации

Закономерности функционирования ионизационных камер в условиях колонной рекомбинации используются для определения некоторых дозиметрических величин.



Рис. 9.12. Экстраполяция (- - -) при экспериментальном определении эффективности собирания ионов в условиях колонной рекомбинации (+ – измеренные значения)

## 2.4. Ионизационные камеры различной геометрии

Преимущественное распространение в дозиметрических измерениях получили ионизационные камеры цилиндрической и сферической формы, а также плоскопараллельные камеры [9].

Конструкция *цилиндрической камеры* представляет полый цилиндр (высоковольтный электрод), по оси которого расположен центральный собирающий электрод. На рис. 9.13 показано схематическое устройство типичной цилиндрической камеры (камера Фармера). Камера имеет графитовый внешний электрод толщиной 65 мг/см<sup>2</sup> и алюминиевый центральный электрод; диаметр камеры 6,3 мм, длина 2,4 см, чувствительный газовый объём составляет 0,6 см<sup>3</sup>.



Рис. 9.13. Схема цилиндрической ионизационной камеры Фармера

На рис. 9.14 показано устройство *плоскопараллельной камеры*, которая состоит из двух плоских стенок, одна из которых является облучаемым окном и высоковольтным электродом; другая пластина – собирающий электрод, который является слоем пластика с нанесенным на него проводящим покрытием или состоит из графита. Камера, как правило, имеет охранный электрод, назначение которого заключается в фиксации объёма регистрируемой ионизации. Электрическое поле между плоскопараллельными электрод находятся в одной плоскости под одинаковым потенциалом. Области применения – измерения величин поверхностных доз и доз за плоскими поглотителями.



Рис.9.14. Схема ионизационной камеры с фиксацией измерительного объёма

Камера сферической формы (рис. 9.15) является близкой к изотропному детектору. Она также имеет охранный электрод, и камеры такой конфигурации малых размеров называют наперстковыми. Основная область применения – измерения в протяженных средах (тканеэквивалентные фантомы, водные фантомы).



Рис. 9.15. Схема сферической ионизационной камеры

Для цилиндрических и сферических камер (рис. 9.16) напряженность электрического поля не является постоянной величиной и зависит от межэлектродного расстояния *r*.



Рис. 9.16. Геометрия сферической и цилиндрической камеры (в диаметральной плоскости)

В данной геометрии зависимости напряженности электрического поля от радиуса для камер двух конфигураций определяются соотношениями:

$$\varepsilon_{II}(r) = U / \left[ r \cdot \ln(\frac{r_1}{r_2}) \right] , \\ \varepsilon_{c\phi}(r) = U \cdot r_1 \cdot r_2 / \left[ r^2 \cdot \left( r_1 - r_2 \right) \right] .$$
(9.48)

В приближении отсутствия рекомбинации и влияния пространственного заряда в точке с координатой *r* в цилиндрической области имеет место баланс:

$$2\pi \cdot k_+ \cdot \varepsilon(r) \cdot n_+(r) = \pi \cdot q \cdot (r1^2 - r^2) , \qquad (9.49)$$

из которого следует:

$$n_{+}(r) = \frac{q \cdot \ln(r1/r2)}{2 \cdot k_{+} \cdot U} (r1^{2} - r^{2})$$
 M (9.50)

$$n_{-}(r) = \frac{q \cdot \ln(r_{1}/r_{2})}{2 \cdot k_{-} \cdot U} (r^{2} - r_{2}^{2}).$$
(9.51)

При данном пространственном распределении зарядов далее может быть рассчитана объёмная рекомбинация и получены аналогичные соотношения для эффективности собирания ионов f(9.26) и с заменой межэлектродного расстояния d величиной эквивалентного зазора  $(r1 r2) \cdot K_{u}$  и  $(r1 r2) \cdot K_{c\phi}$ :

$$K_{\rm II} = \sqrt{\frac{r_1/r_2 + 1}{r_1/r_2 - 1}} \cdot \frac{\ln(r_1/r_2)}{2}; \quad K_{\rm c\phi} = \sqrt{\frac{1}{3}} \cdot (\frac{r_1}{r_2} + 1 + \frac{r_2}{r_1}) \quad (9.52)$$

Время *T* полного собирания ионов одного знака на электроды камеры в зависимости от её геометрии (при  $k \approx k_+ \approx k_-$ ) определяется следующими соотношениями:

$$T = d^2 / (k \cdot U)$$
 – плоская камера; (9.53)

$$T = \left[ (r_1 - r_2) \cdot K_{y} \right]^2 / (k \cdot U) - цилиндрическая камера;$$
(9.54)

$$T = \left[ (r_1 - r_2) \cdot K_{c\phi} \right]^2 / (k \cdot U) - с \phi ерическая камера.$$
(9.55)

#### 2.5. Экстраполяционная камера

Измерения доз ионизационными камерами в полях низкоэнергетического излучения могут быть сопряжены с нарушением условий применимости результатов теорий полости (гл. 7) ввиду малых пробегов заряженных частиц относительно размеров полости. Одним из возможных методов устранения этого ограничения является использование экстраполяционных камер [9, 10 – 12]. Заряженные частицы, выходящие из стенки камеры, инициируют ионизацию в газовом зазоре между электродами, ширина которого *х* может изменяться. Газовый зазор изменяется обычно от ~3 см до 0,3 мм. Ионизация определяется по значению экстраполяционного тока  $I_3$ с использованием величин тока насыщения при различных размерах газового зазора:

$$I_{9} = \lim_{x \to 0} \left( \frac{dI(x)}{dx} \right);$$
(9.56)

(измеряется зависимость I = f(x)и рассчитывается производная в точке x = 0). Значение  $I_3$  представляет предельное значение ионизационного тока на единицу ширины газового зазора и, таким образом, минимизируется влияние его ширины.

Величина заряда ионов q, входящая в соотношение Брэгга – Грея, определяется как

$$q = \frac{I_3}{(s \cdot e)},\tag{9.57}$$

где *s* – площадь облучаемого электрода, *е* – заряд электрона.

Выражение для расчета мощности дозы следующее:

$$\dot{D} = \frac{(\overline{W}/e) \cdot \overline{S}_{\Gamma}^{z}}{\rho_{\Gamma} \cdot s} \cdot (\frac{dI(x)}{dx})_{x=0}.$$
(9.58)

где  $\overline{W} / e$  – средняя энергия образования пары ионов;

 $\overline{S}_{\Gamma}^{z}$  – отношение средних по действующему спектру удельных ионизационных потерь энергии частиц в веществах стенки камеры и газа;

 $\rho_{\Gamma}$  – плотность газа, г/см<sup>3</sup>.

Мощность поглощенной дозы в материале облучаемого электрода на границе около зазора при температуре T, °С и давлении p, мм. рт. ст., определяется формулой:

$$\dot{D} = 10^3 \cdot \overline{W} \cdot \frac{I_3}{s} \cdot \frac{760}{p} \cdot (1 + T / 273) \cdot \overline{S}_{\Gamma}^z / \rho_{\Gamma} , \Gamma p . \qquad (9.59)$$

Изменение толщины облучаемого электрода позволяет измерять распределение поглощенной дозы (или мощности дозы) по его глубине. Кроме того, при использовании экстраполяционных камер достаточно точно фиксируется значение глубины облучаемой среды.

## 2.6. Конденсаторная камера

Ионизационные камеры без внешнего приложенного напряжения относятся к типу конденсаторных камер. Камера представляет по существу конденсатор, в котором электроды разделены диэлектриком – газовой полостью (обычно, воздух). Эта камера заряжается до потенциала  $U_0$  и в газовом промежутке создается электрическое поле; при облучении камеры ионизирующим излучением образуются положительные и отрицательные ионы, при движении которых в поле и их собирании на электродах первоначальное напряжение снижается до некоторого значения  $U_t$ . Величина разности потенциалов (или зарядов) на конденсаторе есть мера поглощенной дозы за время t, т.е. детектор является интегрирующим дозиметром. При образовании стационарным источником излучения в газе значения объёмной плотности ионов q [1/(см<sup>3</sup> с)] при любой скорости движения ионов за время dt соберется некоторый заряд dQ:

$$dQ = k \cdot e \cdot f(U) \cdot q \cdot V dt, \qquad (9.60)$$

где *V* – газовый объём камеры;

е – заряд электрона;

f(U) – эффективность собирания ионов;

к – коэффициент пропорциональности.

Если электрическая ёмкость камеры равна C, то за время облучения T потенциал снизится на величину  $\Delta U$ :

$$\Delta U = k \cdot \int_{0}^{T} \frac{e}{C} \cdot f(U) \cdot q \cdot V dt . \qquad (9.61)$$

Если предположить, что в пределах диапазона изменения напряжения на камере эффективность собирания  $f(U) = f^* \approx \text{const}$ , то интеграл (9.61) равен:

$$\Delta U = k \cdot \frac{e}{C} \cdot f^* \cdot q \cdot V \cdot T \,. \tag{9.62}$$

Доза D пропорциональна произведению qT: D = aqT, где – a- постоянная пропорциональности. Подставляя qT = D/a в уравнение (9.62), получим:

$$\frac{\Delta U}{D} = \frac{e}{k^* C} \cdot f^* \cdot V \quad (k^* = k/a), \qquad (9.63)$$

откуда следует, что чувствительность по дозе пропорциональна объёму камеры и снижается при уменьшении её электрической ёмкости. При длительном облучении или высоких мощностях доз конденсаторная камера может полностью разрядиться, что приводит к практически полной потере дозиметрической информации.

Предположение о постоянстве эффективности собирания ионов соблюдается в ограниченном интервале напряжений. Этот интервал выбирается так, чтобы значения  $f^*$  соответствовали диапазону  $1 \div 0,9$ . Значения  $f^*$  для начального и конечного напряжений могут быть рассчитаны (разд.3.1) и оценено среднее значение эффективности собирания ионов. Наиболее надежным способом является соответствующая калибровка дозиметров конденсаторного типа. Основная область применения этих дозиметров – индивидуальная дозиметрия.

## 3. Основные поправки результатов измерений дозовых величин ионизационными камерами

## 3.1. Поправка на отклонение температуры и давления от стандартных значений

Заметную погрешность в измерение значения дозы могут вносить изменения температуры и давления газа [13]. Соответствующая поправка  $P_{\rm TP}$  на давление и температуру газа, наполняющего камеру, вводится в случае неизолированного от атмосферы рабочего объёма камеры на основании закона идеального газа:

$$\frac{PV}{T} = mR, \qquad (9.64)$$

где P – атмосферное давление; V – объём газа в полости камеры; T – абсолютная температура; m – число молей молекул газа и R = = 8,31 Дж/(моль·К) – универсальная газовая постоянная. При постоянном объёме V уравнение (9.64) можно представить в виде:

$$\frac{P}{T} = \text{const} \,. \tag{9.65}$$

Для сохранения постоянного значения  $\frac{P}{T}$  в (9.64) при изменениях значений температуры и давления газа используется поправка в виде:

$$P_{TP} = \frac{273,15+T^{\circ}C}{295,15} \cdot \frac{760}{P}.$$
 (9.66)

Все рассмотренные в данном разделе вопросы и полученные соотношения используются при интерпретации соответствующих измерениях дозиметрических величин.

## 3.2. Учет влияния стенки камеры

Дозиметр состоит из чувствительного объёма и окружающего его вещества – стенки. Когда атомный состав вещества стенки ионизационной камеры близок по составу к веществу среды, в которой измеряется доза, дозиметр может рассматриваться как бесстеночный; если стенка и среда по составу не идентичны, то различают тонкостенные и толстостенные камеры.

В толстостенных камерах в поле фотонного излучения толщина стенки должна быть больше, чем пробег в ней вторичных электронов. Электроны, пересекающие чувствительный объём детектора, в частности, газовую полость, возникают в стенке. Величина отно-

шения дозы среде к дозе в стенке определяется величиной  $(\frac{\mu_{en}}{\rho})_{_{\rm CT}}^z-$ 

усредненного отношения коэффициентов поглощения энергии фотонов (при равенстве флюенса в среде с атомным номером Z и в стенке). При этом условии

$$D^{z} = D^{\Pi} \cdot {}_{\Pi}^{\text{cT}} \overline{S}_{col} \cdot (\frac{\overline{\mu}_{en}}{\rho})_{\text{cT}}^{z}.$$
(9.67)

В случае если вещества стенки и полости близки по составу, то  ${}_{\Pi}^{c_{\Pi}}\overline{S}_{col} \approx 1$  и соответствующая доза в среде определяется соотношением:

$$D^{z} = D^{\pi} \cdot \left(\frac{\overline{\mu}_{en}}{\rho}\right)_{\pi}^{z}.$$
(9.68)

Такие камеры называются гомогенными, и для них применима следующая *теорема* Фано:

в изотропном поле первичного излучения с одинаковыми характеристиками во всех точках среды плотность потока вторичного излучения (напр., фотоны → электроны) изотропна и в идентичной по составу среде не зависит от различных значений локальной плотности среды [14].

В наиболее распространенном случае – измерениях дозы в водных фантомах – стенки камер состоят из графита или следующих материалов:

полиметилметакрилат (ПММА) –  $(C_5H_8O_2)_n$ ,  $\rho = 1,17$  г/см<sup>3</sup>; (H:0,0805, C:0,5998, O:0,3196); полиэтилен –  $(C_2H_4)_n$ ,  $\rho = 0,95$  г/см<sup>3</sup>; (H: 0,1437, C:0,8563); «твердая вода» – (эпоксидная смола на резиновой основе);  $\rho = 1,03$  г/см<sup>3</sup>; (H:0,081, C:0,672, O:0,199, , N:0,024, Cl:0,001, Ca:0,023); последние вещества близки к воде по плотности, числу электронов на единицу массы и эффективному атомному номеру.

Для измерений в полях заряженных частиц (электроны, альфачастицы) применяются ионизационные камеры с тонкими стенками с толщинами, значительно меньшими пробега частиц и их незначительным поглощением в стенке. В полях фотонного излучения все вторичные электроны обусловлены средой, и эффект стенки заключается в искажении характеристик флюенса (в основном изменяется угловое распределение входящих в полость электронов), что учитывается некоторой поправкой  $P_{\rm cr}$ , зависящей от конструкции камеры, и доза определяется уравнением:

$$D^{z} = D^{\Pi} \cdot {}_{\Pi}^{z} \overline{S}_{col} \cdot P_{cT} .$$
(9.69)

### 3.3. Поправка на эффект полярности камеры

Эффект полярности заключается в зависимости показаний ионизационной камеры от комбинации приложенного к камере напряжения: взаимно изменяется положительная и отрицательная полярность внешнего и собирающего электрода. Оценкой этого эффекта является отношение измеренных зарядов Q<sub>+</sub>/Q. при изменении полярности и поправка определяется соотношением:

$$P_{pol} = \frac{Q_+ + Q_-}{2Q_-} \,. \tag{9.70}$$

В качестве измеренного значения используется среднее значение показаний:

$$Q = \frac{Q_+ + Q_-}{2_-}.$$
 (9.71)

Эффект существенен для камер больших размеров и может достигать ~ 10 % и более в отдельных случаях.

Величина эффекта полярности зависит от углового и энергетического распределения заряженных частиц, пересекающих полость, и от материалов и конструкции камеры, которая должна обеспечивать поправку ~1 %.

Эти поправки, а также ряд других, рассчитываются и измеряются при проведении процесса калибровки [15 – 19].

## 4. Актуальные проблемы

Ионизационный метод дозиметрии относится к числу наиболее исследованных и точных инструментальных способов измерения характеристик дозных полей в различных облучаемых средах. К числу малоисследованных вопросов можно отнести теоретическое определение значения максимальных регистрируемых мощностей доз для различных конфигураций ионизационных камер.

В расчетных соотношениях для определения поправки на эффективности собирания ионов коэффициент рекомбинации положительных и отрицательных ионов предполагается постоянной величиной; однако значение этого параметра уменьшается с увеличением объёмной плотности ионов, образованных излучением в газовой полости. Поэтому представляет интерес определение влияния этого уменьшения коэффициента рекомбинации на показания камеры. Кроме того, значение коэффициента рекомбинации зависит от давления и температуры ионизированного газа.

В низкоэнергетическом диапазоне заряженных частиц (< 10 кэВ) величина средней энергии образования пары ионов в газах не является постоянной, что, как правило, не учитывается в применении результатов теорий полости для определения поглощенной дозы; особенно это существенно для полей рассеянного рентгеновского излучения.

В основных теоретических моделях процессов кинетики переноса ионов в газах в электрическом поле не учитывается эффект изменения формы поля, обусловленный распределением пространственного заряда ионов. Изучение влияния этого эффекта тоже представляется актуальным, в частности, при измерениях в полях с высокой мощностью дозы.

## Список литературы

1. Gad Shani. Radiation Dosimetry. Instrumentation and Methods. – 2nd ed. CRC Press, 2001.

2. F.H. Attix. Introduction to Radiological and Radiation Dosimetry. Wiley, New York, 1986.
3. Исаев Б. М., Брегадзе Ю.И. Нейтроны в радиобиологическом эксперименте. М.: Наука, 1967.

4. Иванов В. И. Курс дозиметрии. М.: Энергоатомиздат, 1988.

5. N. Takata, Z. Yin and A. Li. Correction for Recombination Loss of Ions in Ionization Chambers // IEEE 0–7803–5021–9/99, 1999.

6. S. Lang, J. Hrbacek, A. L. and S. Klöck. Ion-recombination correction for different ionization chambers in high dose rate flattening-filter-free photon beams // Phys. Med. Biol. 2012.V.57, P.2819–2827.

7. J. Zoetelief and J Broerse. Dosimetry with tissue-equivalent ionisation chambers in fast neutron fields for biomedical applications // Phys. Med. Biol. 1983. V.28(5), P.503–520.

8. P. Tulik and N. Golnik. Studies of recombination chambers filled with nitrogen for BNCT dosimetry // Nukleonika, 2009. V.54(4), P. 255–259.

9. Radiation Oncology Physics: Handbook for Teachers and Students. Ed. E. B. Podgorsak. IAEA, Vienna, 2005.

10. W.A. Rahman, J.P. Seuntjens, F. Verhaegen, F. Deblois, and E. B. Podgorsak. Validation of Monte Carlo calculated surface doses for megavoltage photon beams // Med. Phys. 2005. V.32(1), P.286–298.

11. A. Fidanzio at. al. "Dosimetric calibration of solid state detectors with low energy  $\beta$  sources // Nucl. Instr. and Meth in Phys Res. 2008. V. 266, P.277–282.

12. F. DeBlois, W. Abdel-Rahman, J.P. Seuntjens and E.B. Podgorsak. Measurement of absorbed dose with a bone-equivalent extrapolation chamber // Med. Phys. 2002. V.29(3), P.433–440.

13. I. J. Das and T. C. Zhu. Thermal and temporal response of ionization chambers in radiation dosimetry // Med. Phys. 2004. V.31(3), P. 573–578.

14. A. F. Bielajew. Fundamentals of Radiation Dosimetry and Radiological Physics. The University Michigan, 2005.

15. Т.Г. Ратнер, Н.А. Лютова. Клиническая дозиметрия. Теоретические основы и практическое применение. М.: Весть, 2006.

16. D W.O. Rogers and I. Kawrakow. Monte Carlo calculated correction factors for primary standards of air kerma // Med. Phys. 2003. V.30 (4), P.521–532.

17. E.M. Hing, I. Kawrakow and D. W.O. Rogers. Calculations for plane-parallel ion chambers in <sup>60</sup>Co beams using the EGSnrc Monte Carlo code // Med. Phys. 2003. V.30 (2), P.179–189.

18. E. Heath, J. Seuntjens and D. Sheikh-Bagheri. Dosimetric evaluation of the clinical implementation of the first commercial IMRT Monte Carlo treatment planning system at 6 MV // Med. Phys. 2004. V. 31(10), P.79–86.

19. D.W. Rogers. Applications of Monte Carlo simulations to radiation dosimetry // ICTP Trieste/IAEA. Nov 14, 2007.

## Глава 10. Калибровка пучков фотонов и электронов с помощью полостных ионизационных камер

#### 1. Введение

Под термином "калибровка пучков" в настоящее время обычно понимается абсолютное измерение поглощенной дозы, создаваемой пучками ионизирующего излучения, в определенных референсных (стандартизованных) условиях. Для этой цели, имея в виду вопросы удобства, воспроизводимости, точности и тканеэквивалентности, часто применяются полостные ионизационные камеры. Особенно широкое распространение такой способ калибровки находит в лучевой терапии. Учитывая, что конструкция и дозиметрические характеристики полостных ионизационных подробно описаны в главе 9, в настоящей главе рассматриваются различные методики регулярных абсолютных измерений дозы или калибровки пучков с помощью этих детекторов. Конечно, для высокоточных абсолютных измерений поглощенной дозы, создаваемой клиническими пучками разного спектра, могут использоваться специальные метрологические технологии, но они требуют применения сложного и дорогостоящего инструментария, что представляется, безусловно, нереальным в клинических условиях. Детальное изложение этих вопросов имеется в монографии А.Х. Аттикса [1], работе П. Андрео и А. Нахума[2] и в обзорных работах [3,4].

На практике обычно абсолютные измерения и обработка этих данных проводятся в соответствии со специально разработанными рекомендациями (англ. code of practice), инструкциями или дозиметрическими протоколами. В их основе лежат калибровочные факторы (или коэффициенты), определяемые для конкретных ионизационных камер непосредственно на первичных национальных стандартах или в специальных поверочных лабораториях. После калибровки ионизационные камеры могут использоваться как абсолютные или как откалиброванные дозиметры. До недавнего времени существовали и применялись три способа калибровки ионизационных камер: экспозиционная, " $N_{gas}$ " и калибровка по погло-

щенной дозе. Со временем калибровка камер по экспозиции была последовательно вытеснена калибровкой по керме в воздухе  $K_{air}$ , а концепция " $N_{gas}$ " часто заменяется по существу эквивалентной концепцией " $N_{D,air}$ " [2]. Вместе с тем для калибровки пучков киловольтовых *х*–лучей имеется своя специфика, основанная на использовании экспозиционной дозы, поэтому она также рассматривается в настоящей главе. Дозиметрия пучков выполнялась и выполнятся как в воздухе, так и в фантоме. При измерениях в фантоме вводятся поправочные факторы, учитывающие возмущение поля, которое вносит в него детектор.

В настоящее время практически все дозиметрические протоколы основаны на ионизационной камере с воздушным наполнением в качестве инструмента измерения дозы. Ионизационные камеры, часто имеющие стандартную (референсную) конструкцию, снабжаются калибровочным фактором  $N_{S,Q_0}$  в единицах радиационной величины S в пучке стандартного качества  $Q_0$  и затем помещаются в пучок пользователя качества Q на стандартной (референсной) глубине в воде. Общая форма уравнения для калибровки имеет вид:

$$D_{w,Q} = M_Q N_{S,Q_0} f_{Q,Q_0}^{D,S}, \qquad (10.1)$$

где  $M_Q$  – показания дозиметра (или электрометра), адекватно скорректированные в пучке пользователя;  $f_{Q,Q_0}^{D,S}$  – полный поправочный фактор, необходимый для перехода от калибровочной величины *S* к дозе *D* и от калибровочного качества  $Q_0$  к качеству пучка пользователя Q.

До последнего времени все рекомендации для мегавольтных фотонных и электронных пучков базировались на калибровке ионизационных камер в пучках Со-60 по воздушной керме [5]. Этот подход применяется и сейчас [6  $\div$  8]. Однако в последние годы распространяется тенденция калибровки детекторов в единицах, действительно требующихся, например, по поглощенной дозе в воде [9  $\div$  11]. Поэтому в главе рассматриваются оба подхода и связь между ними.

# 2. Абсолютные полостные ионизационные камеры

Теория полости позволяет рассчитывать поглощенную дозу в стенках полостных ионизационных камер  $D_w$ , исходя из измеренного значения поглощенной дозы в газе полости  $D_g$ . Например, в случаях, когда условия измерения отвечают условиям Брэгга–Грея (Б – Г), расчетная формула имеет вид:

$$D_{w} = D_{g} \frac{\left(S/\rho\right)_{w}}{\left(S/\rho\right)_{g}} = D_{g} \left(\frac{S}{\rho}\right)_{g}^{w}.$$
(10.2)

Достаточно часто для более краткой записи формул отношение массовых тормозных способностей  $\left(\frac{S}{\rho}\right)_{g}^{w}$  записывается в виде  $s_{w,g}$ .

Такой способ записи будет иногда применяться и в настоящей главе.

Если масса газа полости  $m_g$  известна и электрический заряд Q собирается полностью, то значение  $D_g$  однозначно определяется из выражения:

$$D_g = \frac{Q}{m_g} \left(\frac{\bar{W}}{e}\right)_g,\tag{10.3}$$

где $(\overline{W}/e)_{g}$  – средняя энергия, идущая на образование пары ионов в газе полости.

Вместе с тем определение  $m_g$  является не тривиальной задачей. Для этого необходимо точно знать объем полости  $V_g$  и плотность газа. Величина же объема из-за сложности конструкции полостных камер с достаточной точностью измеряется только для больших камер ( $V_g > 10^3$  см<sup>3</sup>). Кроме того, во многих камерах часть заряда собирается на охранные кольца или образуется в областях с пониженной напряженностью поля, что способствует процессу рекомбинации.

Однако принцип абсолютности вполне оправдан и реализуется в национальных лабораториях стандартов, где создается специальный инструментарий и установки для калибровки ионизационных камер в пучках гамма-излучения Co-60 и Cs-137. Стенки этих камер изготовляются из графита, чтобы для данных энергий приблизиться к воздухоэквивалентности, что позволяет проводить калибровку в величинах мощности воздушной кермы или мощности экспозиционной дозы. В то же время при конструировании коммерческих ионизационных камер, применяемых в большинстве приложений, не ставится цель точного определения их эффективного объема. Поэтому для проведения абсолютных измерений такие полостные ионизационные камеры требуют предварительной градуировки.

Абсолютные полостные ионизационные камеры могут использоваться таким же образом, как полостные ионизационные камеры, прокалиброванные в терминах  $N_{gas}$ , за исключением того, что для

них  $N_{gas} = \frac{1}{m_g} \left( \frac{\overline{W}}{e} \right)_g$ . Здесь  $N_{gas}$  представляет собой калибровочный

фактор для газа полости, применяемый для перехода от показаний дозиметра к средней поглощенной дозе в газе чувствительного объема ионизационной камеры.

# 3. Рекомендации, основанные на калибровке по воздушной керме

В рекомендации, основанной на воздушной керме, включаются три шага: первый – определение  $N_K$ -фактора относительно референсной камеры в Поверочной лаборатории; второй – расчет  $N_{D,air}$ -фактора; и третий – определение поглощенной дозы в воде для пучка пользователя. Рассмотрим их последовательно.

## 3.1. От воздушной кермы к N<sub>к</sub>-фактору

Начальное звено в дозиметрической цепочке представляет собой измерение воздушной кермы в референсной точке в пучке Со-60 Национальной лаборатории стандартов (в Росии эти функции выполняет Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений (ВНИИФТРИ)) или региональной поверочной лаборатории (рис. 10.1,*a*) первичной стандартной камерой с воздушным наполнением. Объем газа в такой камеры известен очень точно. Показания камеры корректируются на ослабление и рассеяние излучения стенками камеры, рекомбинацию ионов и недостаточную воздухоэквивалентность. Камера пользователя вместе с колпачком помещается в точке, где известно значение воздушной кермы  $K_{air}$  (рис. 10.1,*b*), и по ее показаниям  $M_{Q_0}$ , в которые введены температурная поправка и поправка на давление, находится калибровочный фактор  $N_K$ 

$$N_K = \frac{K_{air}}{M_{Q_0}}.$$
 (10.4)



Рис. 10.1. Определение кермы (*a*) и передача кермы (*b*) в Национальной лаборатории стандартов [2]

### 3.2. От N<sub>K</sub>-фактора к N<sub>D,air</sub>-фактору

Второй шаг процедуры заключается в определении N<sub>D,air</sub>:

$$N_{D,air} = \frac{D_{air}}{M_{Q_0}},\tag{10.5}$$

где  $\overline{D}_{air}$  – доза в воздухе, усредненная по полости камеры. Данный подход эквивалентен концепции  $N_{gas}$  в *ААРМ* [9].

С учетом уравнения (10.3), записанного для воздуха, преобразуем формулу (10.5) к следующему виду:

$$N_{D,air} = \frac{Q}{M_{corr}} \frac{1}{\rho V} \left(\frac{W}{e}\right)_{air},$$
 (10.6)

где  $M_{corr}$  – показания  $M_{Q_0}$ , скорректированные на эффекты рекомбинации, полярности приложенного напряжения, температуры и давления.

Так как  $(W/e)_{air}$  практически не зависит от качества излучения, то при постоянной плотности  $\rho$  фактор  $N_{D,air}$  обратно пропорционален объему воздуха V в полости камеры и не зависит от качества излучения. Толщина стенок камеры на рис. 10.1 должна обеспечивать равновесие заряженных частиц (РЗЧ) в чувствительном объеме камеры (такие камеры часто называют толстостенными). Если же толщина стенок недостаточна, то применяют дополнительный сменный колпачок, который принято называть build-up колпачком. В пучках фотонов низких энергий используются воздушные безстеночные камеры. В идеале материал стенок и колпачка должен быть воздухоэквивалентен и, кроме того, не ослаблять и не рассеивать пучок. На практике для учета этих эффектов в выражение, связывающее среднюю поглощенную дозу  $\overline{D}_{air}$  в воздушной полости камеры и воздушную керму  $K_{air}$  (в свободном воздухе), вводятся поправочные коэффициенты (факторы) и формула приобретает вид:

$$\bar{D}_{air} = K_{air}(1-g)k_{att}k_{m}k_{cel},$$
(10.7)

где *g* – доля первоначальной кинетической энергии вторичных электронов, образуемых фотонами Со-60, которая преобразуется в тормозное излучение;

*k*<sub>att</sub> – поправочный фактор, учитывающий поглощение и рассеяние фотонов в материалах стенки и колпачка камеры;

*k<sub>m</sub>* – поправочный фактор, учитывающий недостаточную воздухоэквивалентность материалов стенок и колпачка камеры;

 $k_{cel}$  – поправочный фактор, учитывающий невоздухоэквивалентность центрального электрода цилиндрической ионизационной камеры.

Аппроксимационное значение поправки на ослабление фотонов в стенки и в колпачке для геометрии широкого пучка фотонов находится по формуле [1]

$$k'_{att} = \exp(-\mu'/\rho)_{w}\rho t \cong 1 - \left(\frac{\mu'}{\rho}\right)_{w}\rho t, \qquad (10.8)$$

где  $(\mu'/\rho)_w$  – эффективный массовый коэффициент ослабления, усредненный по спектру пучка фотонов;  $\rho t$  – массовая толщина стенки с учетом build-up колпачка. Будем называть его билд-ап колпачком.

Для приближенного учета рассеяния можно применить приближение "прямо вперед", тогда значение *k*<sub>att</sub> находится из выражения

$$k_{att} \cong 1 - \left(\frac{\overline{\mu}_{en}}{\rho}\right)_{w} \rho t.$$
 (10.9)

Значение ( $\mu'/\rho$ )<sub>w</sub> в формуле (10.8) было измерено для фотонов Со-60 в работе [12] для ионизационных камер с полистероловыми стенками. Эти результаты, приводимые в табл. 10.1 для камер с разными диаметрами вместе со значениями ( $\mu_{en}/\rho$ ), могут использоваться и для других материалов с низким Z. Из таблицы видно увеличение значения ( $\mu'/\rho$ )<sub>w</sub> при увеличении диаметра, что связано с увеличением эффективной толщиной стенок для лучей, наклонно проходящих через стенку. Диаметр камеры, исследованный в работе [12], равнялся 5 мм, для более длинных камер следует ожидать уменьшения значения ( $\mu'/\rho$ )<sub>w</sub> из-за увеличения количества рассеянных фотонов.

Таблица 10.1

Эффективные массовые коэффициенты ослабления для цилиндрических ионизационных камер с разными стенками, см<sup>2</sup>/г

Внутренний	Полистерен	Вода	Графит	<i>К<sub>аtt</sub></i> для полисте-	
радиус, мм	или акрил			рена с $\rho t = 0,52$	
				г/ <b>с</b> м <sup>2</sup>	
0	0,0239	0,0245	0,0222	0,988	
2,5	0,0251	0,0258	0,0233	0,987	
5,0	0,0261	0,0268	0, 0242	0,986	
7,5	0,0287	0,0294	0,0266	0,985	
$(\mu_{en}/\rho), cM^2/\Gamma$					
	0,0288	0,0296	0,0267	0,985	

Для случая, когда материал стенки и билд-ап колпачка одинаковые, выражение для  $k_m$  приводилось в теории полости (см. глава 7). Достаточно часто материалы стенок и билд-ап колпачка отличаются, в этом случае для  $k_m$  в работе [2] предлагается применять следующую формулу:

$$k_{m} = \alpha \left(\frac{\overline{S}}{\rho}\right)_{w}^{air} \left(\frac{\overline{\mu}_{en}}{\rho}\right)_{air}^{w} + (1 - \alpha) \left(\frac{\overline{S}}{\rho}\right)_{cap}^{air} \left(\frac{\overline{\mu}_{en}}{\rho}\right)_{air}^{cap}, \quad (10.10)$$

где  $\alpha$  – доля ионизации, создаваемая электронами, которые образовались в стенке камеры.

Формула (10.10) основывается на теории Б-Г. Однако бэлектроны, образующиеся при жестких столкновениях электронов, могут иметь пробеги, превышающие размеры полости, и выносить часть своей энергии за ее пределы. Подобный вынос остаточной энергии вызывает потери в  $D_{air}$ . Применение теории полости Спенсера, в которой используется граничная энергия  $\Delta$ , соответствующая радиусу полости, приближенно компенсирует эту небольшую погрешность. Значение  $\Delta = 10$  кэВ применяется к газовой полости (при давлении 1 атм.) примерно 2-мм радиусом, что примерно соответствует камерам с небольшими полостями. Учет этого эффекта согласно теории полости Спенсера приводит к замене в уравнении (10.10) отношения массовых тормозных способностей на отношение ограниченных массовых тормозных способностей столкновения (или ограниченных линейных передач энергии) [11]. В результате получаем:

$$k_{m} = \alpha \left( \left( \frac{\overline{S}}{\rho} \right)_{\Delta} \right)_{w}^{air} \left( \frac{\overline{\mu}_{en}}{\rho} \right)_{air}^{w} + (1 - \alpha) \left( \left( \frac{\overline{S}}{\rho} \right)_{\Delta} \right)_{cap}^{air} \left( \frac{\overline{\mu}_{en}}{\rho} \right)_{air}^{cap}, \quad (10.11)$$

В табл. 10.2 проводится сравнение этих отношений для нескольких типичных материалов стенок ионизационных камер для үизлучения Со-60. Из этих данных видно, что когда атомный номер стенки и газа (воздуха) сопоставимы, то различие между отношениями ограниченных и неограниченных массовых тормозных способностей столкновений для этих материалов невелико.

Таблица 10.2

Сравнение отношений	$\left(\left(S/\rho\right)_{c,\Delta=10keV}\right)_{w}^{au}$	и $((S / \rho)_c)_w^{aur}$	для типичных
материалов стенок иониз	ационных каме	р и ү-излуче	ния Со-60 [1]

Материал стенки	$((\overline{S} /  ho)_{c,\Delta=10  keV})_w^{air}$	$((\overline{S}/\rho)_c)_w^{air}$
Полистерен	0,899	0,905
Люсит	0,907	0,910
Графит	0,990	0,991
С-552 воздухоэквива-	1,000	1,000
лентный пластик		
Вода	0,883	0,883

Расчеты по формуле (10.11) были проведены для многих материалов в работе [13]. Полученные значения изменялись от 0,965 до 1,006 для гомогенных колпачков и стенок, сделанных из A-150 и C-552 соответственно. В той же работе авторы сравнили произведение  $k_{att}$   $k_m$  для разных комбинаций колпачков и камер с экспериментальными данными работы [11]. Расхождение в данных не превысило 0,7 %. Обширная таблица значений  $k_{att}$   $k_m$ , полученных на основе результатов работы [13], приводится в отчете *IAEA* [5].

Значение поправочного фактора  $k_{cell}$  исследовалось в ряде работ для алюминиевого и графитового центральных электродов для пучков разного качества. Обобщение полученных результатов, выполненное в работе [15], показало, что отличием  $k_{cell}$  от единицы для графитового электрода можно пренебречь. Для алюминиевого центрального электрода диаметром 1 мм значение  $k_{cell}$  для пучков разного качества уменьшается с ростом энергии фотонов (от 1,25 до 20 МэВ) от 1,008 до 1,0011.

Формула (10.5) для данной ионизационной камеры свидетельствует, что  $N_{D,air}$ -фактор является постоянным при условии, что  $(W/e)_{air}$  не зависит от энергии фотонов. Следовательно,  $N_{D,air}$ фактор, определенный в пучке Со-60 качеством  $Q_0$ , будет таким же для пользовательского пучка качеством Q. Данный фактор позволяет определять среднюю поглощенную дозу в воздушной полости для пучка пользователя качеством Q по простой формуле

$$\overline{D}_{air,Q} = M_Q N_{D,air}, \qquad (10.12)$$

где *M*<sub>0</sub> – скорректированные показания в этом пучке.

#### 3.3. От N<sub>D,air</sub>-фактора к поглощенной дозе в воде

Заключительный шаг заключается в определении поглощенной дозы в воде для пучка пользователя. При дозиметрии пучков в лучевой терапии измерения поглощенной дозы выполняются в специальной, так называемой референсной геометрии. В этой геометрии, показанной на рис. 10.2, оговариваются размеры поля облучения на поверхности водного фантома (обычно 10×10 см<sup>2</sup>) и положение ионизационной камеры, которая располагается на геометрической оси пучка на расстоянии 10 см от поверхности. При такой

геометрии измерения чувствительный объем полостной ионизационной камеры находится в условиях Б – Г.

Поглощенная доза в воде  $D_{w,Q}$  в точке внутри фантома, где позиционируется эффективная точка измерения с помощью полостной камеры, находится, используя принципы Б–Г, из дозы в воздухе ( $M_O N_{D,air}$ ) по следующей формуле:

$$D_{w,\mathcal{Q}}(P_{eff}) = M_{\mathcal{Q}} N_{D,air} \left( s_{w,air} \right)_{\mathcal{Q}} p_{\mathcal{Q}}, \qquad (10.13)$$

где  $M_Q$  – скорректированные показания дозиметра в пучке качества Q;  $(s_{w,air})_Q$  – отношение массовых тормозных способностей воды и воздуха, усредненные по спектру пучка качества Q;  $p_Q$  – суммарный фактор возмущения, вносимый ионизационной камерой при измерении пучка качеством Q в фантоме;  $P_{eff}$  – эффективная точка измерения полостной камерой, которая в общем случае не совпадает с центром камеры.



Рис. 10.2. Измерение поглощенной дозы в воде в референсной геометрии, удовлетворяющей условиям Б – Г, при дозиметрии фотонных пучков в лучевой терапии

Введение эффективной точки измерения  $P_{eff}$  и фактора возмущения  $p_Q$  вызывается тем, что камера не ведет себя как идеальная полость Б-Г. Флюенс электронов в воздушной полости не идентичен флюенсу на референсной глубине в невозмущенной среде. Эти две величины связаны со спецификой камеры. Предполагая, что вторичные электроны перемещаются в основном вперед, т.е. в направлении пучка, и что число создаваемых пар ионов пропорционально длине хорды электронов в полости камеры, можно показать, что эффективная точка измерения сдвинута вперед (относи-

тельно центра воздушной полости камеры) на расстояние, равное  $8r/3\pi$  (0,85r) для цилиндрической камеры и 3r/4 для сферической камеры. Более детальный анализ, включающий учет обратного рассеяния и углового распределения вторичных электронов, выполненный в работе [16], дал более короткий сдвиг. Экспериментальные исследования, проведенные с цилиндрическими камерами разных диаметров, и сравнение показаний этих камер с показаниями плоских камер (рис. 10.3) подтвердили этот вывод [17,18]. На основе этих и более поздних аналогичных экспериментальных работ *IAEA* [5] рекомендовала использовать для сдвига в случае Со-60 значение 0,5r и для более высоких энергий 0,6r.



Рис. 10.3. *а* – Позиционирование эффективной точки измерения для цилиндрической камеры на референсной глубине  $z_{ref}$  в водном фантоме согласно большинству дозиметрических протоколов, основанных на  $N_K$ ; центр цилиндрической камеры размещается более глубоко ( $d_c = 0,5 r_{cyl}$  или 0,6  $r_{cyl}$ ); b – при дозиметрии пучков электронов и тяжелых ионов позиционирование центра цилиндрической камеры проводится на глубине  $z_{ref}$ ; c) – для плоской ионизационной камеры во всех протоколах позиция эффективной точки измерения находится на передней поверхности воздушной полости [2]

Если измерение поглощенной дозы в воде проводится в водном фантоме, то отношение массовых тормозных способностей в формуле (10.13) будет зависеть для данного качества пучка от глубины измерения, так как в этом случае меняется спектр электронов, генерируемых фотонами и электронами на разных глубинах. Этот эффект для пучков разной энергии и разного качества исследовался методом Монте-Карло в работах [7, 19, 20]. Полученные результаты для отношения массовых ограниченных тормозных способностей в воде и в воздухе для мононаправленных пучков моноэнергетических фотонов и электронов и пучка тормозного излучения приводятся на рис. 10.4 – 10.6.



Рис. 10.4. Зависимость от глубины отношения ограниченных массовых тормозных способностей воды и воздуха ( $\Delta = 10$  кэВ) для электронов, генерируемых в воде плоскими мононаправленными моноэнергетическими источниками фотонов [19]

Отметим, что хотя не существует различия в условиях Б–Г для процедур калибровки для пучков фотонов и электронов, однако на практике для первых в этом случае используют цилиндрические, а для вторых плоские ионизационные камеры.



Рис. 10.5. Зависимость от глубины отношения ограниченных массовых тормозных способностей воды и воздуха (Δ = 10 кэВ) для плоских мононаправленных моноэнергетических источников электронов [10]



Рис. 10.6. Зависимость от глубины отношения массовых тормозных способностей воды и воздуха для электронов, генерируемых в воде плоскими мононаправленными источниками тормозных фотонов разного качества [20]

# 4. Рекомендации, основанные на калибровке по поглощенной дозе в воде

#### 4.1. Введение

На практике в большинстве случаев необходимо знание поглощенной дозы в воде, поэтому вполне логично обеспечивать ионизационные камеры калибровочным фактором непосредственно для этой величины, а не через калибровку в терминах воздушной кермы. Проблемы, имеющиеся в таком подходе, обусловлены тем, что прямое абсолютное измерение поглощенной дозы в водном фантоме возможно только с помощью водяного калориметра. Переход к другим методам измерения (ионизационному методу, химическому методу и графитовому калориметру) требует применения конверсионных факторов и факторов возмущения. В настоящее время эти проблемы преодолены во многих поверочных лабораториях [19]. Часть поверочных лабораторий обеспечивает определение  $N_{D,w}$ калибровку в пучках Со-60, а некоторые лаборатории предоставляют возможность калибровки для высокоэнергетичных фотонов и пучков электронов [9, 10].

Отметим наиболее существенные преимущества калибровки в терминах поглощенной дозы в воде и дозиметрии с использованием этих калибровочных факторов:

• Уменьшение неопределенности. Измерения поглощенной дозы в воде для пользовательских пучков, основанные на калибровке в воздухе в терминах воздушной кермы, требует данных по конверсионным факторам, которые трудно определить экспериментально или рассчитать с требуемой точностью, используя теоретические модели. Кроме того, они не учитывают различия между ионизационными камерами одного типа. Напротив, калибровки могут выполняться в условиях, подобным условиям в пучке пользователя, с учетом чувствительности каждой камеры.

• Более ясная система первичных стандартов. Хотя международные системы сравнения стандартов воздушной кермы показывают хорошее совпадение, все они основаны на использовании ионизационных камер (см. рис. 10.1), и поэтому подвержены некоторым неопределенностям. Альтернативно, первичные стандарты поглощенной дозы в воде основываются на ряде физических принципов и не включают допущений или корректирующих факторов. Поэтому хорошее совпадение, наблюдаемое среди этих стандартов, внушает большую уверенность.

• Использование простого формализма. Формализм, даваемый в большинстве дозиметрических протоколов, основанных на воздушной керме, предполагает применение нескольких коэффициентов и корректирующих факторов для конверсии от воздушной кермы в воздухе в пучке Со-60 к поглощенной дозе в воде для пучка пользователя (уравнения (10.6) и (10.10.)). Дополнительно требуется информация о стенках камеры и билд-ап колпачке. Упрощение процедуры, основанной на использовании калибровки в терминах поглощенной дозы в воде, и применении корректирующих факторов для учета всех эффектов уменьшает возможность ошибок при определении поглощенной дозы в воде.

## 4.2. Формализм, основанный на использовании N<sub>D,w</sub>

## 4.2.1. Определение поглощенной дозы воде в пучках фотонов разного качества

 $N_{D,w}$ -формализм, рассматриваемый в настоящем разделе, основан на рекомендациях *IAEA* [8], позднее расширенных в работах [22, 23]. Поглощенная доза в воде на референсной глубине  $z_{ref}$  в воде для референсного пучка качеством  $Q_0$  и в отсутствие камеры определяется из выражения

$$D_{w,Q_0} = M_{Q_0} N_{D,w,Q_0}, \qquad (10.14)$$

где  $M_{Q_0}$  – показания дозиметра в референсных условиях, применяемых в Поверочной лаборатории;  $N_{D,w,Q_0}$  – калибровочный фактор дозиметра в терминах поглощенной дозы в воде, полученный в Поверочной лаборатории. Центр ионизационной камеры располагается на референсной глубине.

Когда дозиметр используется в пучке такого же качества как при калибровке, т.е.  $Q_0$ , то поглощенная доза в воде находится из выражения (10.14), в котором показания дозиметра приводятся к референсным значениям давления и температуры (и к другим имеющим значение референсным параметрам). В идеале желательно, чтобы Поверочная лаборатория была способна калибровать камеру пользователя не только в  $\gamma$ -пучке Со-60, но и также в высокоэнергетичных пучках качеством Q и пучках электронов, применяемых в организации пользователя. В этом случае

$$D_{w,Q} = M_Q N_{D,w,Q}, (10.15)$$

где *N*<sub>*D,w,O*</sub> – соответствует качеству пучка пользователя.

#### 4.2.2. Корректировка на качество пучка

Обычно пользователь имеет калибровочный коэффициент, полученный только для одного качества. В этом случае, если дозиметр применяется в пучке качества Q, отличающегося от качества  $Q_0$ , для которого проводилась калибровка камеры, то поглощенная доза в воде вычисляется из следующего уравнения:

$$D_{w,Q} = M_Q N_{D,w,Q_0} k_{Q,Q_0}, \qquad (10.16)$$

где  $k_{Q,Q_0}$  – поправочный фактор, учитывающий разницу в чувствительности камеры в пучках качества Q и Q<sub>0</sub>. Этот фактор находится из выражения

$$k_{Q,Q_0} = \frac{N_{D,w,Q}}{N_{D,w,Q_0}} = \frac{Q_{w,Q} / M_Q}{Q_{w,Q_0} / M_{Q_0}}.$$
(10.17)

Как правило, пучок референсного качества  $Q_0$  является пучком у-излучения Со-60. В этом случае дл поправочного фактора  $k_{Q,Q_0}$ применяется сокращенная запись  $k_Q$ . Если отсутствует возможность экспериментального определения фактора  $k_{Q,Q_0}$ , то его можно рассчитать по формуле

$$k_{Q,Q_0} = \frac{\left(s_{w,air}\right)_Q}{\left(s_{w,air}\right)_{Q_0}} \frac{\left(W_{air}\right)_Q}{\left(W_{air}\right)_{Q_0}} \frac{p_Q}{p_{Q_0}}.$$
(10.18)

Для расчета  $k_{Q,Q_0}$  по формуле (10.16) необходимы данные по отношениям тормозных способностей вода/воздух, средних потерь энергии на образование одной пары ионов в воздухе и факторов возмущения для пучков разного качества. Для терапевтических пучков фотонов и электронов можно считать, что  $(W_{air})_Q = (W_{air})_{Q_0}$ , что упрощает формулу (10.17)

$$k_{Q,Q_0} = \frac{\left(s_{w,air}\right)_Q}{\left(s_{w,air}\right)_{Q_0}} \frac{p_Q}{p_{Q_0}}.$$
 (10.19)

На рис. 10.7 в качестве примера приводятся расчетные зависимости поправочного фактора  $k_Q$  от качества пучков фотонов для ряда известных полостных цилиндрических ионизационных камер.

Следует отметить достаточно высокую точность расчета по формуле (10.19), что иллюстрируется на рис. 10.8 путем сравнения результатов расчета с экспериментальными данными.

В случае киловольтовых пучков условия Б-Г не выполняются, поэтому уравнение (10.19) использовать нельзя.



Рис. 10.7. Расчетные зависимости поправочного фактора  $k_Q$  от качества пучков фотонов для ряда известных полостных цилиндрических ионизационных камер. Светлые значки относятся к камерам с графитовыми стенками, и темные значки к камерам со стенками из пластика [2]



Рис. 10.8. Сравнение расчетных значений  $k_Q$  (треугольники) и средних значений результатов измерений (*NPL* в Sharpe, 1999) для ионизационных камер типа *NE* 2561(светлые кружки) и *NE* 2611 (темные керужки). Сплошная линия является подгонкой под экспериментальные данные. Результаты расчетов для камер двух типов практически совпадают между собой [10]

# 5. Соотношение между *N<sub>K</sub>-N<sub>D,air</sub>-* и *N<sub>D,w</sub>-* формализмами

Из сравнения уравнений (10.13) и (10.14) легко получить, что  

$$N_{D,w,Q_0} = N_{D,air}(s_{w,air})_{Q_0} p_{Q_0}$$
 (10.20)

или, раскрывая правую часть (10.19) имеем, что

 $N_{D,w,Q_0} = [N_K(1-g)k_{att}k_mk_{cel}]_{^{60}Co}(s_{w,air})_{Q_0}[p_{cav}p_{dis}p_{wall}p_{cel}]_{Q_0},$  (10.21) где  $Q_0$  обычно относится к  $\gamma$ -излучению <sup>60</sup>Co; последовательность факторов возмущения  $p_i$  представляет детализацию суммарного факторов возмущения  $p_{Q_0}$  и описывается ниже в разделе 6.

При определении поглощенной дозы в воде для пользовательских пучков, используя разные формализмы, неизбежно получится некоторое расхождение в ее значении. Однако при анализе причин расхождения необходимо принять во внимание наличие небольшого различия в первичных стандартах, что естественно отражается на калибровочных коэффициентах. Для данного первичного стандарта результат сравнения будет зависеть от вида и качества пучка и типа ионизационной камеры.



Рис. 10.9.. Отношение поглощенных доз в воде для пучка <sup>60</sup>Со, определенных с использованием разных формализмов  $N_{D,w}$  и  $N_K$  (и следовательно разных калибровочных коэффициентов [10])

На рис. 10.9 показано отношение значений поглощенной дозы в воде для пучка <sup>60</sup>Со, полученных по формализму  $N_{D,w}$  и по формализму  $N_K$ , следуя протоколу *IAEA* [5] для ряда ионизационных камер разного типа, применяемых в клинической дозиметрии. Определенное систематическое различие между двумя методами определения поглощенной дозы в воде вероятно обусловлено неточностью в численных значениях поправочных факторов, применяемых в  $N_K$ -формализме.

#### 6. Факторы возмущения

#### 6.1. Общее рассмотрение

Введение ионизационных камер внутрь среды приводит к возмущению радиационного поля, результатом которого является определенное нарушение условий Б–Г. Влияние этого нарушения на результаты определения поглощенной дозы в воде учитывается через факторы возмущения, являющимися практически одинаковыми для пучков фотонов и пучков электронов. Термин "возмущение" используется в по отношению к возмущению детектора флюенса электронов, расположенного в точке интереса P в однородной среде. Понятие «флюенс» в детекторе естественно предполагает среднее значение по объему детектора  $\overline{\Phi}_{det}$ , что приводит к возрастанию сигнала, т.е. флюенса в воздушной полости камеры. По этой причине можно ввести суммарный фактор возмущения p через уравнение, как сделано в работе [24]:

$$\Phi_{med}(P) = \bar{\Phi}_{det} \cdot p. \tag{10.22}$$

Как видно из уравнений (10.20) и (10.21) суммарный фактор возмущения  $p_{Q_0}$  (p в (10.21)) представляет произведение четырех поправочных коэффициентов  $[p_{cav}p_{dis}p_{wall}p_{cel}]_{Q_0}$ , имеющих следующий смысл:

• *p<sub>dis</sub>* – учитывает возмущение, связанное с замещением определенного объема среды воздушной полостью ионизационной камеры;

• *p<sub>wall</sub>* – учитывает возмущение, связанное с отличием плотности и элементного состава стенок камеры от воды;

• *p<sub>cel</sub>* – учитывает возмущение, связанное с отсутствием воздухоэквивалентности у центрального электрода камеры;

•  $p_{cav}$  – учитывает возмущение флюенса электронов в воздушной полости; этот эффект важен для пучков электронов, и им пренебрегают в случае пучков фотонов.

Ниже эти коэффициенты рассматриваются более подробно.

## 6.2. Эффект смещения точки измерения (P<sub>eff</sub> или p<sub>dis</sub>)

Когда ионизационная камера помещается для измерений в среду, то ее объем замещает часть объема среды. Даже если материал стенки камеры эквивалентен среде, то измерительный объем камеры представляет воздушную полость. Достаточно часто размеры объема цилиндрической камеры не являются пренебрежимо малыми по сравнению с градиентом радиационного поля. Как следствие доза может изменяться на несколько процентов на расстоянии, равном диаметру камеры. Процесс поглощения излучения, который имел бы место в замещенном объеме среды, приводит к увеличению сигнала камеры. В другую сторону действует процесс рассеяния излучения. Эти два процесса, в конечном счете, увеличивают показания камеры, поэтому для компенсации эффекта вводится поправочный коэффициент, называемый "фактором смещения"  $p_{dis}$ . Численное значение этого фактора при измерении поглощенной дозы в воде немного меньше единицы.

Величина  $p_{dis}$  в общем случае зависит от качества пучка, размеров воздушной полости в направлении пучка и глубины измерения. Для фотонных пучков  $p_{dis}$  практически постоянен на глубинах, больших глубины  $d_{max}$  (глубина максимальной дозы), что связано с экспоненциальным спадом дозы. Для ионизационной камеры Фармера с внутренним радиусом 2,95 мм и пучка <sup>60</sup>Со значение  $p_{dis}$  равно 0,988 [24]. Однако в билд-ап районе этот фактор имеет сложную глубинную зависимость. На рис. 10.10 приводится зависимость  $p_{dis}$ -фактора от внутреннего диаметра цилиндрической камеры для пучков тормозного излучения с разным потенциалом ускорения электронов и пучка <sup>60</sup>Со, полученная в работе [11].

Существует альтернативный способ учета эффекта замещения, заключающийся во введении смещения для точки измерения  $P_{eff}$ . Он в основном применяется при измерении поглощенной дозы в воде ионизационными камерами, которые градуируются по воздушной керме (см. раздел 3.3). В то же время в новых рекомендациях по измерению пучков ионизационными камерами, градуированными по поглощенной дозе в воде, предпочтение отдается применению поправочного фактора  $p_{dis}$ .

В случае электронных пучков использование  $p_{dis}$  не имеет смысла, так как глубинная дозовая зависимость для пучков электронов быстро спадает с увеличением глубины и имеет нерегулярный вид. Поэтому здесь применяется концепция  $P_{eff}$ .



Рис. 10.10. Зависимость *p*<sub>dis</sub>-фактора в воде для пучков тормозного излучения с разной энергией ускоряющего потенциала и пучка <sup>60</sup>Со [11]

### 6.3. Эффект стенки камеры (p<sub>wall</sub>) и центрального электрода (p<sub>cel</sub>)

В теории Б–Г предполагется, что флюенс электронов в чувствительном объеме ионизационной камеры по амплитуде и энергетическому и угловому распределению полностью идентичен флюенсу, а невозмущенной среде в точке интереса. Однако в общем случае стенка камеры сделана не из материала, эквивалентного среде. Кроме того, при измерении пучков фотонов флюенс электронов в воздушной полости камеры состоит частично из электронов, образовавшихся в среде и прошедших через стенку камеры, и частично из электронов, образовавшихся при взаимодействии фотонов с материалом стенки. Распределения второй компоненты, следовательно, характеризуют материал стенки, а не среды.

Аттиксом в работе [25] было показано, что в случае воздушного наполнения чувствительного объема камер с так называемыми "толстыми" стенками (толщина стенки равна глубине билд-ап области в материале стенки), выполненными из одного материала, существует хорошая аппроксимация между средними значениями доз в воздухе и среде:

$$D_{med} = \overline{D}_{air} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{wall}^{med} s_{wall,air}.$$
 (10.23)

Отсюда вытекает, что

$$p_{thick-wall} = \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{wall}^{med} s_{wall,air}.$$
 (10.24)

Для графитовой стенки и водяной среды значение  $p_{thick-wall}$  в мегавольтном диапазоне практически постоянно и равно 0,982 и немного увеличивается для высоких энергий при  $TPR_{20,10} > 0,7$ . Для стенок из нейлона  $p_{thick-wall} \approx 1,0211$ .

В лучевой терапии, как правило, толщина стенок камер значительно меньше размеров билд-ап области. Для этого случая аппроксимационное выражение для  $p_{wall}$ , предложенное в работе [26], имеет вид:

$$p_{wall} = \frac{\alpha s_{wall,air} (\mu_{en} / \rho)_{med,wall} + (1 - \alpha) s_{water,air}}{s_{water,air}}.$$
 (10.25)

где α – доля дозы в воздушной полости камеры, создаваемой электронами, образовавшимися в стенке камеры.

Уравнение (10.24) представляет очень упрощенную модель сложной картины образования и распространения вторичных электронов в объеме цилиндрической ионизационной камеры. Более адекватное решение проблемы можно получить с помощью метода Монте-Карло. Такое исследование было выполнено в работе [13]. Полученные результаты для зависимости  $p_{wall}$  от качества фотонного пучка для нескольких коммерческих ионизационных камер с разными материалами стенок толщиной 0,5 мм, помещенных внутрь водонепроницаемого чехла из РММГ толщиной 0,5 мм, показаны на рис. 10.11.



Рис. 10.11. Зависимость возмущающего фактора стенки р<sub>wall</sub> от качества пучка фотонов для нескольких коммерческих цилиндрических ионизационных камер с разными материалами стенки при измерениях в воде. Все камеры заключались в водонепроницаемую оболочку из РММА толщиной 0,5 мм [13]

Для пучков электронов считается, что возмущающим эффектом стенки камеры можно пренебречь ввиду отсутствия заметного вклада в дозу вторичных электронов, образующихся в стенках ионизационных камер. Однако б-электроны, генерируемые в стенке камеры, в принципе, могут повлиять на показания камеры. Данный эффект был изучен в работе [25] для разных стеночных материалов. Оказалось, что эффект меньше 0,5 % и не зависит энергии электронов.

Центральный электрод цилиндрических ионизационных камер обычно делается из алюминия, а в некоторых случаях из графита. Поэтому возможно появление возмущения, связанного с невоздухоэквивалентностью центральных электродов. Значимость этого эффекта обсуждалась ранее в разделе 3.2, где было указано, что его значение не превосходит 0,8 % для алюминиевого и 0,2 % для графитового электродов.

#### 6.4. Эффект рассеяния в полость (p<sub>cav</sub>)

Помещение ионизационной камеры для измерений внутрь среды, вообще говоря, можно рассматривать как появление в однородной среде небольшой гетерогенности в виде полости с малой плотностью вещества. Данную проблему впервые детально исследовал еще в 1968 г. Harder [28], который показал значимость эффекта для пучков электронов. Физика возмущающего эффекта наглядно демонстрируется на рис. 10.12. В результате упругого рассеяния угловое распределение пучка электронов расширяется с глубиной в среде (или в стенке). В то же время подобное расширение пренебрежимо мало в полости с малой плотностью. Как следствие, больше электронов рассеиваются внутрь полости, чем рассеиваются из полости, что приводит к увеличению флюенса в дальнем по пучку районе полости.



Рис. 10.12. Иллюстрация возмущающего эффекта, который создается полостью с малой плотностью из-за рассеяния электронов, по отношению к распределению флюенса электронов в однородной среде. Пунктирными линиями показаны траектории, которые существовали бы в однородной среде. Доминирование рассеяния в полость по отношению к рассеянию из полости приводит к увеличению сигнала от камеры [29]

Амплитуда эффекта рассеяния внутрь связана с конкретной глубиной в невозмущенной среде. Таким образом, *p*<sub>cav</sub>-фактор служит для учета эффекта возмущения, вызываемого воздушной полостью, и входит в следующее уравнение:

$$\Phi_{med}(P_{eff}) = \Phi_{cav} \cdot p_{cav}, \qquad (10.26)$$

где  $\Phi_{med}$  и  $\overline{\Phi}_{cav}$  относятся к первичному флюенсу электронов в невозмущенной среде на глубине эффективной точки измерения  $P_{eff}$ .

В экспериментальных исследованиях с цилиндрическими камерами Фармера [18] было получено значение  $p_{cav} = 0,995$  для энергии электронов E = 20 МэВ и  $p_{cav} = 0,970$  для E = 6 МэВ. Кроме того, было обнаружено линейное соотношение между  $p_{cav}$  и радиусом полости.

Таким образом, величина эффекта может превышать 3 % для цилиндрических ионизационных камер фармеровского типа при энергии электронных пучков E < 8 МэВ. Данное обстоятельство явилось причиной, почему для дозиметрии низкоэнергетических пучков электронов рекомендуются плоскопараллельные ионизационные камеры. Диаметр воздушной полости таких камер (обычно 13 – 20 мм) значительно превышает толщину полости (обычно 2мм), поэтому подавляющая часть электронов входит в воздушную полость через фронтальную, а не боковую поверхность. По этой причине амплитуда возмущения, вносимая хорошо спроектированными плоскопараллельными камерами с охранными кольцами, меньше 1 %.

Для пучков фотонов данным эффектом по понятным причинам можно пренебрегать.

# 7. Киловольтовые пучки рентгеновского излучения

К киловольтовым пучкам фотонов в этом разделе относятся пучки рентгеновского (тормозного) излучения или *х*-лучей, генерируемые при ускоряющем потенциале меньшем, чем 400 кВ. Дозиметрия таких пучков долгое время основывалась на дозиметрах, измеряющих экспозиционную дозу, и практически мало видоизменялась. Однако в конце 80-годов прошлого века появился ряд рекомендаций (протоколов), где были разделы, специально посвященные этой проблеме (в частности [5, 30]). В этих рекомендациях было разработано несколько формализмов, отличных от формализма экспозиции. Рассмотрим их более подробно.

#### 7.1. Особенности дозиметрии киловольтовых пучков рентгеновского излучения

Вторичные электроны, образующиеся при взаимодействии с веществом киловольтовых *х*-лучей, из-за малости кинетической энергии имеют очень маленькие пробеги и быстро растущую с уменьшением энергии массовую тормозную способность столкновений. Условия Б–Г становятся невыполнимыми для пучков такого качества, так как флюенс электронов в воздушной полости камеры уже не определяется исключительно взаимодействием электронов в окружающей полость среде.

В работе [31] с помощью метода Монте-Карло была проведена оценка вклада в ионизацию воздуха чувствительного объема  $F_{air}$ , который создают электроны, образуемые фотонами в воздушной полости ионизационной камеры. Приводимые в табл. 10.3 результаты этого исследования свидетельствуют, что для 240 кВ почти 30 % сигнала камеры приходит от взаимодействия фотонов в воздухе камеры, в то время как для фотонов <sup>60</sup>Со этот вклад меньше 1 %.

Таблица 10.3

Вклад в ионизацию воздуха в чувствительном объеме ионизационной ка-
меры F <sub>air</sub> , который создается электронами, образующимися при взаимодей-
ствии фотонов в воздушной полости камеры, для разных пучков фотонов при
расположении камеры в вакууме и в воде на глубине 5 см[31]

Ускоряющий по-	Слой половинного	В вакууме	В воде на глубине
тенциал трубки	ослабления (мм		5 см
	Al)		
50 кВ	1,62	0,26	0,18
150 кВ	5,01	0,27	0,29
240 кВ	7,3	0,27	0,27
4 MB		0,0037	0,0060
Co-60		0,0014	0,0098

С одной стороны, отмеченная особенность киловольтовых *х*лучей затрудняет применение формализма полостей Брегга–Грея к дозиметрии этих пучков, но с другой стороны, значение кермы для них является очень хорошим приближением к поглощенной дозе. Кроме того, значение коэффициента *g*, показывающего какая часть кинетической энергии электронов переизлучается в воздухе в виде тормозного излучения, близко к нулю.

Следующее различие в дозиметрии между киловольтовыми и мегавольтовыми пучками лежит в природе калибровочного фактора. При дозиметрии мегавольтовых пучков часто применяется N<sub>K</sub>фактор, который строго реализуется только для пучков 60Со. Для более высоких энергий фотонов увеличиваются пробеги вторичных электронов, что затрудняет установление РЗЧ. Для создания РЗЧ при высоких энергиях фотонов приходится надевать на камеры достаточно толстые билд-ап колпачки, что приводит к необходимости применять ряд поправочных факторов ( $k_m$ ,  $k_{att}$ ,  $k_{cel}$  и др.). Переход от пучка <sup>60</sup>Со к пучкам другого качества проводится на основе принципов Б – Г через отношение массовых тормозных способностей. В то же время для киловольтовых пучков установление РЗЧ не представляет проблемы, и поэтому воздушная керма всегда может быть реализована. Для этого в поверочных лабораториях применяются камеры, размещаемые в свободном воздухе (РЗЧ устанавливается в воздухе, а не в колпачке) (рис. 10.13), и ионизационные камеры пользователя калибруются по N<sub>K</sub> для пучков разного качества.



Рис. 10.13. Схема метода обратного рассеяния для определения дозы на поверхности водного фантома (адаптировано из [2])

Третье различие заключается в способе определения качества киловольтовых пучков. Как правило, качество таких пучков хара-

теризуется в толщине слоев половинного ослабления (СПО) в мм AL или Cu, которые ослабляют воздушную керму в два раза в геометрии узкого пучка.

#### 7.2. Метод обратного рассеяния (низкие энергии)

Метод обратного рассеяния часто применяется в клинике для калибровки пучков низких энергий, СПО которых находится в интервале от 1 до 8 мм Al (50 – 150 кВ). Ионизационная камера размещается в свободном воздухе в центре поля на поверхности водного фантома или пациента (см. рис. 10.13). Показания камеры берутся в единицах воздушной кермы. Для перевода показаний в единицы поглощенной дозы в воде значение воздушной кермы  $K_{air}$  конвертируются сначала в водную керму в воздухе  $K_w$ , затем используется фактор обратного рассеяния  $B_w$ , который зависит от размеров поля, СПО пучка и расстояния источник- поверхность. Расчетная формула имеет вид:

$$D_{w,z=0} = M \cdot N_K B_w \left[ \left( \frac{\overline{\mu}_{en}}{\rho} \right)_{air}^w \right]_{air}, \qquad (10.27)$$

где *М* – показания дозиметра, корректированные к стандартным условиям.

Значения факторов обратного рассеяния первоначально брались из работы [32], однако позднее они были скорректированы в работе [5]. Тип ионизационной камеры в этом методе дозиметрии, вообще говоря, не имеет особого значения, если она адекватно измеряет керму в воздухе. Однако на практике лучше подходят камеры с небольшой вариацией  $N_K$  при изменении качества пучка. В протоколе [5] для низких энергий рекомендуется применять плоскопараллельные камеры с тонкими окнами.

#### 7.3. Фантомный метод (средние энергии)

К *х*-лучам средних энергий принято относить рентгеновское излучение в диапазоне 160 - 300 кэВ, с толщиной СПО 0,5 - 4 мм Си или > 8 мм Al. Дозиметрию таких пучков рекомендуется проводить в водном фантоме на референсной глубине. В работе [3] значение этой глубины предлагается брать равной 5 см, в более поздних рекомендациях (например, [33, 34]) рекомендованное значение референсной глубины равно 2 см. Согласно протоколу [33] значение поглощенной дозы в воде на глубине 2 см  $D_{w,z=2}$  определяется по следующей формуле:

$$D_{w,z=2} = M \cdot N_K \cdot k_{ch} \left[ \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{air}^w \right]_{z=2,\phi}, \qquad (10.28)$$

где  $N_K$  – калибровочный фактор ионизационной камеры по воздушной керме для СПО пучка;  $[(\overline{\mu}_{en} / \rho)_{air}^w]_{z=2,\phi}$  – отношение массовых коэффициентов поглощения энергии в воде и воздухе для спектра фотонов на глубине 2 см в воде и для размера поля пучка пользователя  $\phi$ ;  $k_{ch}$  – суммарный поправочный фактор.

Фактор  $k_{ch}$  корректирует несколько эффектов, в том числе: конвертацию воздушной кермы в центре полости в фантоме, образуемой наружной поверхностью стенки камеры (для соответствия калибровке в свободном воздухе), в воздушную керму в центре водяного объема, который заменяет камера; замену воды камерой; изменение энергетического и углового распределения фотонов при переходе от измерений в воздухе к измерению в фантоме; невоздухоэквивалентность центрального электрода камеры. Отношение  $(\mu_{en} / \rho)_{air}^{w}$  конвертирует воздушную керму в водяную керму и, наконец, доза в воде приравнивается к водяной керме, так как существует РЗЧ.

Первоначально в работе [5] для ионизационных камер фармеровского типа рекомендовалось увеличение  $k_{ch}$ -фактора до значения 1,1 при уменьшении ускоряющего потенциала трубки до 100 кВ. Однако позднее эта рекомендация во многих работах подверглась критике и *IAEA* официально отозвала свои рекомендации, предложив для  $k_{ch}$ -фактора значения, изменяющиеся от 1,0 при СПО = 3 мм Си до 1,03 при СПО = 0,2 мм Си с неопределенностью 2 % (1 CO) [33]. В настоящее время разумное согласие наблюдается для ионизационных камер фармеровского типа между рекомендациями работ [33, 35]. Дополнительно в работе [34] даются значения  $k_{ch}$ -фактора для ряда других коммерческих камер, причем

ни одно из рекомендуемых значений не выходит за пределы интервала 0,99 – 1,04.

Отношение  $(\mu_{en} / \rho)_{air}^{w}$  оценивалось в нескольких работах методом Монте-Карло (например, в [36]). Результаты разных авторов согласуются между собой в пределах 1 %.

# 8. Абсолютная дозиметрия малых и нестандартных пучков фотонного излучения

В начале 21 века широкое распространение получили методики медицинского облучения, основанные на создании неоднородных дозовых распределений при помощи суперпозиции полей малых поперечных размеров (ЛТМИ – лучевая терапия с модуляцией интенсивности (англ. IMRT)) и прецизионном облучении высокими дозами новообразований малых размеров (СРХ/СРТ - стереотаксическая радиохирургия/радиотерапия). Более того, были созданы специализированные установки для лучевой терапии, которые могут быть использованы только для облучения по перечисленным методикам (установки Cyberknife, Gammaknife, Tomotherapy). Характерной особенностью таких установок является невозможность установления референсных условий для калибровки по поглощенной дозе в воде, поскольку они технологически неспособны воссоздать опорное поле размером 10x10 см<sup>11</sup>. Наличие этой проблемы, а также необходимость разработки методологии дозиметрического контроля облучения с модуляцией интенсивности привело к разработке в 2008 г. нового формализма по определению поглощенной дозы в воде в этих нестандартных условиях [37].

Ядро нового формализма составили два взаимосвязанных пути определения поглощенной дозы в воде для ситуаций, отличных от стандартных опорных условий, для которых существуют разработанные протоколы, и обычно относящихся к специальным или сложным способам доставки дозы. Оба пути требуют как расширения концепции опорного поля для включения малых и нестандартных полей, так и модификации опорных условий, таких как форма фантома и его материал. Эти два пути приведены ниже: 1. Дозиметрия малых статических пучков, привязанная к калибровке в широком пучке и вводящая промежуточное понятие машинно-специфичного опорного поля (англ. *MSR – machinespecific reference field*) для терапевтических установок, в которых невозможно создание стандартного опорного поля.

2. Дозиметрия составных полей, привязанная к калибровке в широком пучке, и которая может включать, по необходимости, введение как промежуточного машинно-специфичного опорного поля, так и так называемого специфического опорного поля для класса планов (англ. *PCSR – plan class specific reference field*), определенного ниже.

Данная проблема очень специфична и актуальна, главным образом для новых технологий в лучевой терапии. Поэтому в данной могографии не рассматривается. При неоходимости читатель может найти достаточно подробное изложение этой проблемы в работах [3, 4, 37 – 39].

## Список литературы

1. Attix F.H. Introduction to radiological physics and radiation dosymetry // WILLEY-VCH Verlag GmbH & Co. 2004.

2. Andreo P., Nahum A. Absolute dose determination under reference condition // In: Handbook of radiotherapy. Theory and practice / Eds: P. Mayles, A. Nahum, J-C. Rosenwald. New York, London: Taylor & Francis. 2007. P. 333 – 365.

3. Климанов В.А., Казанцев П.В. Калибровка пучков фотонов и электронов с помощью полостных ионизационных камер. Часть 1 // Медицинская физика. № 4 (60). 2013. С. 89 – 99.

4. Климанов В.А., Казанцев П.В. Калибровка пучков фотонов и электронов с помощью полостных ионизационных камер. Часть 2 // Медицинская физика. № 1 (61). 2014. С. 100 – 111.

5. IAEA (International Atomic Energy Agency). Absorbed dose determination in photon and electron beams: An international code of practice // Technical Report Series no. 277. IAEA, Vienna. 1987.

6. IAEA. Absorbed dose determination in photon and electron beams: An international code of practice // Technical Report Series no. 277,  $2^{nd}$  ed., IAEA, Vienna. 1997.

7. IAEA. The use of plane-parallel ionization chambers in highenergy electron and photon beams: IAEA. Absorbed dose determination in photon and electron beams: An international code of practice // Technical Report Series no. 3810. IAEA, Vienna. 1997.

8. IPEMB (Institute of Physics and Engineering in Medicine and Biology), The IPEMB code of practice for electron dosimetry for radio-therapy beams of initial energy from 2 to 50 MeV based on air kerma calibration // Phys. Med. Biol. V. 410.1996. P. 2557 - 2603.

9. AAPM (American Association of Physics in Medicine). Task Group 51: Protocol for clinical reference dosimetry of high-energy photon and electron beams // Med. Phys. V. 26. 1996. P. 1847 – 1870.

10.IAEA. Absorbed dose determination in external beam radiotherapy: An international Code of Practice for dosimetry based on standard dose to water // Technical Report Series no. 398. IAEA, Vienna. 2000.

11.AAPM. Task Group 21: A protocol for determination of absorbed dose from high energy photon and electron beams // Med. Phys. V. 10. 1983. P. 741 - 7710.

12. Holt J. G., Fleischman R. C., Perry D. J., Buffa, A. (1979). Examination of the factors  $A_c$  and  $A_{eq}$  for cylindrical ion chambers used in Co-60 beams // Med. Phys. V. 6, 1976. P. 280.

13. Andreo P., Nahum A., Brahme A. Chamber-dependent wall correction factor in dosimetry // Phys. Med. Biol. V. 310. 1986. P. 1189 – 1196.

14. Mattsson L.O., Johanson K.A. Experimentally determined wall correction factors,  $k_m$  and  $k_{att}$ , for cylindrical ionisation chambers used in high energy photon and electron beam dosimetry // RADFYS 84:04 (Department of Radiation Physics, University of Goteborg). 1984.

15. Andreo P., Nahum A. Supplementary details on code of practice for absolute dose determination // In: Handbook of radiotherapy. Theory and practice / Eds: P. Mayles, A. Nahum, J-C. Rosenwald. New York, London: Taylor & Francis. 2007. P. 385 – 427.

16. Svenson H., Brahme A. Recent advances in electron and photon dosimetry // In: Radiation Dosimetry, Physical and Biological Aspects. Ed. C.G. Orton / New York: Plenum Press. 1986. P. 87 – 170.

17. Dutreix A. Problems of high-energy x-ray dosimetry // In: High-Energy Photon and Electrons: Clinical Applications in Cancer Management. Eds: N.S. Kramer, G.F.Z.S. Kramer / New York: Wiley. 1976. P. 202–214. 18. Absorbed dose determination with ionisation chamber in electron and photon beams having energies between 1 and 50 MeV. K.A. Johansson, L.O. Mattsson, L. Lindborg, H. Svenson // In: National and International Standardization of Radiation Dosimetry. Vol. 11. / Vienna: IAEA Proceedings Series. 1978. P. 243 – 270.

19. Andreo P., Nahum A.E. Stopping power ratio for a photon spectrum as a weighted sum of the values for monoenergetic photon beams // Phys. Med. Biol. V. 30. 1985. P. 1055 - 1065.

20. Andreo P., Brahme A. Stopping power data for high energy photon beam Phys. Med. Biol. V. 310. 1986. P. 839 – 858.

21. ICRU (International Commission on Radiation Units and Measurements). Dosimetry of high-energy photon beams basedon standards of absorbed dose in water // ICRU Report 64. Bethesda. MD. 20010.

22. Andreo P., Fransson A. Estimation of uncertainties in stoppingpower ratio using Monte-Carlo methods // Appl. Radiat. Isotop. V. 43. 19911. P. 1425 – 1426.

23. Roger D.W.O. The advantages of absorbed-dose calibration factors // Med. Phys. V. 16. 19911. P. 10.27 - 10.36.

24. Johansson K.A., Mattson L.O., Lindborg L., Svensson H. Absorbed-dose determination with ionization chamber in electron and photon beams having energies between 1 and 50 MeV // In: National and International Standardization of Radiation Dosimetry. V. 2 / Vienna: IAEA Proceeding Series. 1998. P. 261 - 276.

25.Attix F.H. Introduction to radiological physics and radiation dosymetry // New York:WILLEY. 1986.

26. Almond P.R., Svensson H. Ionisation chamber for photon and electron beams: Theoretical consideration // Acta Radiol. Ther. Phys. Biol. V. 16. 1977. P. 177 – 186.

27. Nahum A.E. Perturbation effects in dosimetry. Part I. Kilovoltage x-ray and electron // Phys.Med. Biol. V. 410. 1996. P. 1531 – 1580.

28. Harder D. Einfluss der Vielfachstreuung von Electronen auf die Ionisation in gasgefullten Hohlraumen // Biophysik. V. 5. 1968. P. 157 – 164.

29. Harder D. Fano's theorem and multiple scatter correction // In: Proceedings of the  $4^{\text{th}}$  Symposium on Microdosymetry / Eds.: H.G. Booz, R. Eicker, A. Waker. P. 677 – 693 (Brussels. 1974).
30. AAPM protocol for 40 - 300 kV x-ray beam dosimetry in radiotherapy and radiobiology. C.-M Ma, C.W. Coffey, L.A. DeWerd et al. // Med. Phys. V. 28. 20010. P. 868 - 893.

31. Ma C. -M, Nahum A.E. Bragg-Gray theory and ionisation chamber dosimetry for photon beams // Phys. Med. Biol. V. 36. 19910. P. 413 – 428.

32. British Institute of Radiology. Central axis depth dose data for use in radiotherapy // Br. J. Radiol., (Suppl. 17). The British Institute of Radiology. London. 1983.

33. IPEMB (Institute of Physics and Engineering in Medical and Biology). The IPEMB cjlt of practice for the determination of absorbed dose for x-ray below 300 kV generating potential (0,035 mm Al-4 Cu HVL: 10 - 300 kV generating potential) // Phys. Med. Biol. V. 410. 1996. P. 2605 – 2625.

34. AAPM protocol for 40 - 300 kV x-ray beam dosimetry in radiotherapy and radiobiology. C. –M. Ma, C.W. Coffey, L.A. DcWerd et al // Med. Phys. V. 28. 20010. P. 868 – 893.

35. IAEA. Absorbed dose determination in photon and electron beams: An International Code of Practice // Technical Report Series no. 277,  $2^{nd}$  ed. Vienna: IAEA. 1997.

36. Knight R.T., Nahum A.E. Depth and field-size dependence of ratios of mass-energy absorption coefficient, water-to-air, for kV x-ray dosimetry. IAEA -SM-330/17 // In: Measurement Assurance in Dosimetry. Vienna: IAEA proceedings Series. 1994. P. 361 – 370.

37. Alfonso R., Andreo P. et al. A new formalism for reference dosimetry of small and nonstandard fields // Med.Phys. V. 35. 2008. P. 5179 - 5186.

38. Казанцев П.В., Климанов В.А. Реконструкция дозовых профилей малых полей фотонного излучения // Медицинская физика, №3 (3), 2013, С. 49 – 56.

39. Казанцев П.В., Климанов В.А. Применение ионизационного метода в дозиметрии фотонных терапевтических пучков малого размера // Медицинская физика, № 47(3), 2010. С.14 – 21.

# Глава 11. Интегральные дозиметры

## 1. Люминесцентная дозиметрия

В веществах диэлектриках с достаточно широкой запрещенной зоной может осуществляться процесс поглощения и хранения некоторой части энергии ионизирующего излучения, которая при последующем энергетическом воздействии может быть реализована в виде эмиссии фотонов. Свойство сохранять энергию связано с наличием в кристалле дефектов, таких как вакансии и примеси, образующие в запрещенной зоне энергетические уровни, которые могут захватывать электроны и дырки, генерированные в процессе облучения вещества. Электронные ловушечные центры могут эмитировать электроны в зону проводимости. Дефекты – носители другого знака – классифицируются как рекомбинационные центры, способные захватывать электроны из зоны проводимости.

Дефекты кристаллов классифицируются как ловушечные центры, если они обладают способностью захватывать заряженные носители (электронно-дырочные пары) и эмитировать их обратно в зону проводимости или валентную зону.

Рекомбинация электронов на дырочных центрах сопровождается эмиссией световых фотонов, или люминесценцией; возможна также нерадиационная рекомбинация.

Для твердотельных детекторов существенны два основных вида люминесценции:

- флюоресценция эмиссия света во время облучения или непосредственно после облучения (доли секунды); этот вид свечения не используется в люминесцентной дозиметрии;
- фосфоресценция эффект эмиссии света после облучения, продолжительность которого может составлять от нескольких секунд до месяцев; этот вид люминесценции используется для регистрации значений энергопоглощений ионизирующего излучения.

Точечные дефекты образуются в процессе выращивания кристаллов или агломерации (спекании) твердотельных структур, а также при наличии различных примесей. В процессе облучения ионизирующим излучением на дефектах образуются заполненные электронные ловушки и дырки, которые могут существовать достаточно длительное время, и количество которых может являться мерой дозиметрической информации.

В рамках зонной структуры твердого тела поглощенная в детекторе энергия ионизирующего излучения инициирует заряды (электроны и дырки) и переход системы из стабильного в метастабильное состояние (рис. 11.1,*a*). После облучения фосфо́ра (фосфо́р, люминофор – термины, относящиеся к веществам, способным фосфоресцировать (излучать свет) после поглощения ими энергии) метастабильное состояние носителей может быть стимулировано энергетическим воздействием (рис. 11.1,*б*), которое освобождает захваченные в ловушках электроны в зону проводимости; далее они рекомбинируют с зарядами противоположного знака – дырками (центры рекомбинации) с излучением света (люминесценция); система возвращается в стабильное состояние.



Рис. 11.1. Кинетика зарядов в твердотельном люминесцентном детекторе: *a* – облучение, *б* – стимулирование люминесценции

Процедура люминесцентной дозиметрии состоит из двух этапов: облучение и процесс измерения стимулированного внешним энергетическим воздействием характеристик светового излучения, которые функционально связано с дозой ионизирующего излучения. Твердотельные люминесцентные детекторы являются интегрирующими дозиметрами, показания которых зависят от суммарной поглощенной в них энергии за определенное время облучения. Различные модификации люминесцентной дозиметрии, основанные на специфических методах измерения индуцированных ионизирующим излучением эффектов в твердотельных структурах, находят всё более широкое применение в индивидуальной дозиметрии и в различных областях радиационной физики [1 ÷ 4].

# 1.1. Кинетика процессов в люминесцентных детекторах

Существуют достаточно простые модели описания процессов, протекающих в твердотельных люминесцентных детекторах, обеспечивающие адекватное представление о качественных и количественных характеристиках этого явления. Общепринятой базовой считается модель «одна ловушка – один центр рекомбинации» (**OTOR**, the **O**ne **T**rapping – **O**ne **R**ecombination centre model). При описании кинетики люминесценции в рассматриваемых веществах используются уравнения скоростей реакций. Указанный подход предполагает однородное пространственное распределение центров захвата и рекомбинации, а также независимые от времени сечения их взаимодействий со свободными носителями заряда.

Система уравнений кинетики переходов, обусловливающих люминесценцию, формируется с учетом процессов, представленных на схеме рис.11.2:

 $E_{g}$  – ширина запрещенной зоны;

є – глубина электронной ловушки;

Н – рекомбинационный дырочный центр;

*F* – центр захвата электронов (электронная ловушка).

Если энергия частиц ионизирующего излучения  $E > E_g$ , процессы ионизации валентных электронов могут инициировать их переход из валентной зоны в зону проводимости:

*1* и 2 – переходы соответствует процессу переноса электронов в зону проводимости и дырок на центры рекомбинации в результате воздействия ионизирующего излучения;

3 – переход обусловлен рекомбинацией электрона с дырочным центром;

4 – переход – захват электрона из зоны проводимости ловушкой в запрещенной зоне.

Полное число заполненных электронных ловушек является мерой поглощенной в детекторе энергии ионизирующего излучения.



зона проводимости

валентная зона



Система дифференциальных уравнений (11.1÷11.4) кинетики процессов с учетом облучения и без учета освобождения электронных ловушек внешним энергетическим воздействием описывает изменения концентрации электронов  $n_c$  в зоне проводимости [5 – 8, 23, 25, 30], в ловушках n, в валентной зоне  $n_v$  и концентрации дырок  $n_t$  в валентной зоне:

$$\frac{dn_c}{dt} = P - n_c (N - n) \cdot A_n - n_c n_+ A_+, \qquad (11.1)$$

- где  $n_c$  концентрация свободных электронов в зоне проводимости, см<sup>-3</sup>;
  - n концентрация электронов, захваченных в ловушках, см<sup>-3</sup>;
  - *P* скорость образования электронов и дырок, см<sup>-3</sup> с<sup>-1</sup>, пропорциональная мощности дозы *D*;
  - *A*<sub>+</sub> коэффициент, определяющий скорость рекомбинации электронов из зоны проводимости, см<sup>3</sup>/с;
  - $n_+$  –концентрация дырок на рекомбинационных ловушках, см<sup>-3</sup>;

- N полная концентрация электронных ловушек в детекторе, см<sup>-3</sup>;
- А<sub>n</sub> коэффициент, определяющий вероятность возврата электронов из зоны проводимости на ловушки, см<sup>3</sup>/с;

$$\frac{dn}{dt} = n_c (N - n) \cdot A_n \,, \tag{11.2}$$

$$\frac{dn_{+}}{dt} = Bn_{\nu}(M - n_{+}) - n_{c}n_{+}A_{+}, \qquad (11.3)$$

- где M полная концентрация центров рекомбинации, см<sup>-3</sup>;
  - *B* коэффициент, определяющий вероятность захвата дырок в центрах *H* в запрещенной зоне, см<sup>3</sup>/с;
  - $n_v$  концентрация дырок в валентной зоне, см<sup>-3</sup>;

$$\frac{dn_{v}}{dt} = P - Bn_{v}(M - n_{+}).$$
(11.4)

В квазиравновесном состоянии  $\frac{dn_c}{dt} \approx 0, \frac{dn_v}{dt} \approx 0$  (при постоянной интенсивности облучения) и из уравнений (11.4) и (11.1) следуют равенства:

$$n_{v} = \frac{P}{B(M - n_{+})}, \ n_{c} = \frac{P}{A_{+}n_{+} + (N - n) \cdot A_{n}}$$
(11.5)

и равенство

$$\frac{dn}{dt} = \frac{dn_{+}}{dt} = \frac{A_n(N-n)}{A_n(N-n) + A_+ n_+} \cdot P .$$
(11.6)

В рамках упрощенной модели "одна ловушка – один центр рекомбинации" ( $n_c$  и  $n_v \ll n$  и  $n_+$ )  $n = n_+$  и уравнение (11.6) преобразуется к виду:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{A_n(N-n)}{A_n(N-n) + A_+ n} \cdot P, \qquad (11.7)$$

интегрирование которого с учетом дозы облучения D за время t ( $D = k \cdot P \cdot t$ , k – нормировочная константа) определяет следующую зависимость между величиной дозы и параметрами облучаемого фосфора:

$$D = k \cdot \left\{ n - \frac{A_+}{A_n} \left[ N \cdot \ln(1 - \frac{n}{N}) + n \right] \right\}.$$
 (11.8)

Так как отношение n/N <<1, после разложения в ряд величины  $\ln(1-\frac{n}{N})^{i}$  с точностью до двух членов можно преобразовать соотношение (11.8) (без учета нормировочной константы *k*):

$$D = n + \frac{A_{+}n^{2}}{2A_{n}N}.$$
 (11.9)

Концентрация заполненных электронных ловушек *n* после облучения определяет соответствующую дозу:

$$n = \frac{A_n N}{A_+} \left[ \sqrt{1 + \frac{2A_+}{A_n} \cdot D} - 1 \right].$$
(11.10)

При малых дозах  $D \ll A_n N/(2A_+), n \sim D.$  (11.11)

При больших дозах 
$$D >> A_n N/(2A_+), \ n = \sqrt{\frac{2A_n N}{A_+}} \cdot D$$
. (11.12)

Эти соотношения являются критериями степени линейности зависимости n = f(D). На рис. 11.3 приведены соответствующие зависимости при постоянных величинах различных мощностей доз  $\dot{D}$ от времени облучения, т.е. при одинаковых временах облучения в детекторах формируются существенно разные интегральные дозы D.

Нелинейная зависимость числа заполненных электронных ловушек *n* от дозы *D*:

$$n \sim D^{\frac{1}{2}} \tag{11.13}$$

может наблюдаться при определенных значениях параметров фосфо́ров ( $A_n$ ,  $A_+$ , M) и при достаточно больших дозах. Это происходит потому, что с ростом дозы увеличивается скорость рекомбинации  $A_+n_+n_c$ ; она становится относительно больше скорости захвата ловушками  $A_n Nn$ .

Другая причина нарушения линейности  $n \sim D$  при больших дозах — эффект насыщения концентрации ловушек:  $dn/dt \rightarrow 0$  при  $n \rightarrow N$ .



Рис. 11.3. Зависимость концентрации электронов в ловушках от времени облучения; *1* – малая мощность дозы, *2* – большая мощность дозы

#### 1.2. Кинетика процессов

#### в радиотермолюминесцентном дозиметре

Интерпретацию явления радиотермолюминесценции можно провести на основании зонной теории твердого тела (рис. 11.4) [3].



валентная зона

Рис.11.4. Схема переходов в модели «одна ловушка – один центр рекомбинации» при термолюминесценции

Явление термолюминесценции (ТЛ) наблюдаются в изоляторах и полупроводниках при внешнем термическом стимулировании (воздействии). При достаточно высоких температурах (~ 200÷300 °C) твердые тела излучают в диапазоне инфракрасного спектра – это теплое излучение абсолютно черного тела.

ТЛ есть стимулированное световое излучение при нагреве вещества, в котором была поглощена энергия ионизирующего излучения, и эта энергия должна сохраняться определенное время в ТЛ веществе. Эта поглощенная энергия реализуется в процессе нагревания тела в виде светового излучения, которое может быть зарегистрировано. Способность ТЛ веществ накапливать поглощенную энергию ионизирующего излучения делает возможным использовать это явление в дозиметрии (интегрирующие дозиметры).

Скорость рекомбинации I(t) пропорциональна концентрации свободных электронов  $n_c$  в зоне проводимости и концентрации ловушек захвата (дырок)  $n_+$ :

$$I(t) = -\frac{dn_{+}}{dt} = n_{c} \cdot n_{+}A_{+}, \qquad (11.14)$$

где  $A_+$  – коэффициент, определяющий скорость рекомбинации; отрицательный знак указывает на уменьшение числа дырок.

Скорость изменения концентрации захваченных электронов *n* равна скорости термального освобождения электрона из ловушек и вторичного захвата электронов *n<sub>c</sub>* из зоны проводимости:

$$-\frac{dn}{dt} = n \cdot p - n_c (N - n) \cdot A_n, \qquad (11.15)$$

где  $A_n$  – коэффициент, определяющий вероятность возврата электронов из зоны проводимости на ловушки;

*N* – полная концентрация электронных ловушек.

Параметр *P* определяет величину, связанную с вероятностью освобождения электрона из ловушки:

$$p = s \cdot \exp\left\{-\frac{\varepsilon}{kT}\right\}, c^{-1}, \qquad (11.16)$$

- где є глубина ловушки или энергия активации (эВ), необходимая для перехода электрона из ловушки в зону проводимости;
  - s частотный фактор ( $c^{-1}$ );
  - $k = 8,617 \cdot 10^{-5}$  эВ/К постоянная Больцмана;

Т-абсолютная температура, К.

Скорость изменения концентрации электронов в зоне проводимости определяется скоростью термического освобождения захваченных в ловушках электронов n, переходящих в зону проводимости  $(n \cdot P)$ , скоростью захвата электронов  $n_c$  из зоны проводимости свободными ловушками  $(n_c(N-n) \cdot A_n)$  и их скоростью рекомбинации  $(n_c n_+ A_+)$ :

$$\frac{dn_c}{dt} = n \cdot p - n_c (N - n) \cdot A_n - n_c n_+ A_+.$$
(11.17)

Из условия зарядовой нейтральности следует:  $n_c + n = n_+$ .

Уравнения (11.14 – 11.17) представляют традиционную систему кинетических уравнений для описания интенсивности I(t) термолюминесценции в рамках ОТОК [4]. Общее решение системы отсутствует; решение получено при некоторых упрощающих условиях: число электронов в ловушках значительно больше числа электронов в зоне проводимости  $n >> n_c$ ; тогда при  $n \approx n_+$  и  $\frac{dn_+}{dt} \approx \frac{dn}{dt}$ ; кроме того,  $\frac{dn_c}{dt} \approx 0$ , т.е. предполагается незначительное измене-

ние от времени концентрации электронов в зоне проводимости.

$$I(t) = -\frac{dn_{+}}{dt} = -\frac{dn}{dt};$$
(11.18)

с учетом  $I(t) = -\frac{dn}{dt}$  из уравнений (11.15) и (11.16) следует:

$$I(t) = \frac{n_+ \cdot A_+ \cdot s \cdot n \cdot \exp(-\varepsilon / kT)}{(N-n) \cdot A_n + n_+ \cdot A_+}.$$
(11.19)

Если пренебречь повторным возвратом электронов на ловушки  $(A_n \approx 0)$ , то

$$I(t) = -\frac{dn}{dt} = s \cdot n(t) \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{kT}). \qquad (11.20)$$

Это уравнение представляет кинетику процесса термолюминесценции в приближении первого порядка. После интегрирования (11.20) зависимость числа заполненных электронами ловушек от времени соответствует соотношению при некоторой функции температуры нагревания T(t) от времени:

$$n(t) = n_0 \cdot \exp\left[-s \cdot \int_0^t \exp(-\frac{\varepsilon}{kT(t')}) dt'\right], \qquad (11.21)$$

где  $n_0$  – число заполненных ловушек в момент времени t = 0 (окончание облучения).

После подстановки (11.21) в (11.20) следующее соотношение соответствует так называемой кривой термовысвечивания – зависимости интенсивность люминесценции от времени нагревания:

$$I(t) = n_0 \cdot s \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{kT(t)}) \cdot \exp\left[-s \cdot \int_0^t \exp(-\frac{\varepsilon}{kT(t')}) dt'\right]. \quad (11.22)$$

Если нагрев люминофора осуществляется в режиме линейно увеличивающейся температуры, т. е. скорость  $T(t) = T_0 + \beta t$ , где  $T_0$  – температура люминофора до начала процесса нагрева и  $\beta$  – коэффициент, определяющий скорость нагрева, то следующее соотношение соответствует кривой термовысвечивания в зависимости от температуры люминофора:

$$I(T) = n_0 \frac{s}{\beta} \exp(-\frac{\varepsilon}{kT}) \cdot \exp\left[-\frac{s}{\beta} \int_{T_0}^T \exp(-\frac{\varepsilon}{kT'})\right] dT'. \quad (11.23)$$

Кривая близка по форме к несколько асимметричной гауссовской функции.

На рис. 11.5 показаны рассчитанные кривые термовысвечивания при линейном законе нагревания ( $T_0=250$  град К,  $n_0=3\cdot10^{-6}$  см<sup>-3</sup>,  $s = 10^{12}$  с<sup>-1</sup>,  $\beta = 1$  К/с) при различных величинах глубин є расположения электронных ловушек. С увеличением є кривые сдвигаются в область высоких температур; физически это соответствует необходимости увеличения энергетических затрат для освобождения электронов из ловушек для их перехода в зону проводимости.



Рис. 11.5. Кривые термовысвечивания для различных значений є

Из соотношения (11.23) следует, что высота пика пропорциональна числу  $n_0$  заполненных ловушек после облучения детектора. Площадь *S* под кривой I(T) термовысвечивания:

$$S = \int_{0}^{\infty} I(t)dt = -\int_{0}^{\infty} \frac{dn}{dt}dt = -\int_{n_0}^{n_{\infty}} dn = n_0 - n_{\infty}.$$
 (11.24)

При условии полного освобождения ловушек ( $n_{\infty} \rightarrow 0$ ) площадь S при  $t \rightarrow \infty$ 

$$S \sim n_0$$
, (11.25)

т.е. площадь под кривой термовысвечивания пропорциональна поглощенной в люминофоре энергии ионизирующего излучения. Таким образом, две величины: высота пика кривой термовысвечивания и площадь, ограниченная этой кривой, могут являться мерой поглощенной дозы ионизирующего излучения.

С увеличением значения параметра s (частотный фактор, являющийся характерным параметром фосфора для каждого энергетического уровня  $\varepsilon$ ) наблюдается следующая зависимость (рис.11.6): чем больше величина s, тем значительнее сдвигается пик кривой в область низких температур, так как требуется меньшая энергия для освобождения электронов из ловушек.



Рис.11.6. Зависимость кривых термовысвечивания от величины частотного фактора *s*:  $T_0$ =250 град K,  $n_0$ = 3·10<sup>-6</sup> 1/см<sup>3</sup>,  $\varepsilon$  = 0,8 эB,  $\beta$  = 1 K/c

Из уравнения (11.23) следует, что высота пика кривой термовысвечивания пропорциональна не только концентрации  $n_0$  заполненных при облучении электронных ловушек, но и зависит от скорости нагрева [9], определяемой коэффициентом  $\beta$ . Соответствующие результаты расчетов показаны на рис.11.7; пик сдвигается в область высоких температур с увеличением коэффициента  $\beta$ .



Рис.11.7. Зависимость кривой термовысвечивания от скорости нагрева  $\beta$ :  $T_0=200$  град K,  $n_0=1\cdot 10^{-6}$  1/см<sup>3</sup>,  $\epsilon=1,0$  эB,  $s=10^{12}$  с<sup>-1</sup>

В соотношения (11.22), (11.23), определяющие форму кривой термовысвечивания, входит экспоненциальный интеграл

$$\int_{0}^{t} \exp\left\{-\varepsilon/kT'\right\} dt', \qquad (11.26)$$

который может быть рассчитан только численными методами. При следующей зависимости температуры нагревания люминофора от времени (гиперболическая зависимость) может быть получена более простая аппроксимация кривой термовысвечивания:

$$\frac{1}{T(t)} = \frac{1}{T_0} - \frac{t}{\beta},$$
(11.27)

где  $\beta$  – постоянная, определяющая скорость нагревания и  $T_0$  – значение температуры при t = 0. Учитывая, что  $dt' = \left(\frac{\beta}{T'^2}\right) dT'$  и подставляя dt' в интеграл (11.26) получим:

$$\int_{0}^{t} \exp\{-\varepsilon/kT'\} dt' = \beta \cdot \int_{T_0}^{T} \frac{1}{T'^2} \exp\{-\varepsilon/kT'\} dT' =$$

$$= \frac{k \cdot \beta}{\varepsilon} [\exp(-\varepsilon/kT) - \exp(-\varepsilon/kT_0)].$$
(11.28)

Соотношение (11.23) с учетом имеющего место неравенства  $\exp(-\epsilon/kT) >> \exp(-\epsilon/kT_0)$  преобразуется следующим образом:

$$I(T) = n_0 \frac{s}{\beta} \exp(-\frac{\varepsilon}{kT}) \cdot \exp\left[-\frac{s}{\beta} \int_{T_0}^T \exp(-\frac{\varepsilon}{kT'})\right] dT' \approx$$
$$\approx n_0 \cdot s \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{kT}) \cdot \exp\left[-\frac{s\beta k}{\varepsilon} \exp(-\frac{\varepsilon}{kT})\right].$$
(11.29)

Значение температуры  $T_{\text{max}}$  при максимуме кривой термовысвечивания (пик кривой при условии экстремума  $\frac{dI(T)}{dT} = 0$ ) связано с основными параметрами детектора следующим трансцендентным уравнением:

$$\frac{\beta}{kT_{\max}^2} = s \cdot \exp(-\frac{\varepsilon}{kT_{\max}}) \tag{11.30}$$

В явном виде значение *T*<sub>max</sub> может быть оценено с помощью следующей приближенной аппроксимации:

$$T_{\max}^{A} \approx \frac{\varepsilon}{k} \left[ \ln(\frac{s \cdot k}{\beta \cdot \varepsilon} T_{*}^{2}) \right]^{-1}$$
(11.31)

где  $T_*$  – параметр, имеющий значение температуры, и оптимальная величина  $T_* \approx 500$  К. В табл. 11.1 приведены значения  $T_{\text{max}}$ , соответствующие решению трансцендентного уравнения (11.30), и следующие из приближенной формулы (11.31) для некоторых значений *s* и  $\varepsilon$ .

Таблица 11.1

Зависимость значений температуры, соответствующей максимуму кривой термовысвечивания, от глубины ε центров захвата электронов (β = 1 K/c)

<b>ε,</b> эВ	$T_{\rm max}$	$T_{\max}$ $T_{\max}^A$		$T_{\max}^A$
	<i>s</i> = 1(	) <sup>10</sup> ,c <sup>-1</sup>	$s = 10^{12}, c^{-1}$	
0,8	361,6	352,7	309,8	300,2
1,0	448,4	444,7	384,5	378,0
1,2	534,6	537,4	458,9	456,3

В модели кинетики второго порядка предполагается значительный вклад эффекта вторичного захвата электронов из зоны проводимости на электронные ловушки (эти электроны были переведены в результате нагрева в зону проводимости), т.е.  $n_+A_+ \ll (N-n)A_n$  и  $n = n_+$ ; с учетом этих приближений

$$I(t) = \frac{A_+ \cdot s \cdot n^2 \cdot \exp(-\varepsilon / kT)}{N \cdot A_n}.$$
 (11.32)

При линейном законе нагревания  $T = T_0 + \beta \cdot t$  зависимость интенсивности люминесценции от температуры соответствует соотношению:

$$I(T) = \frac{n_0^2 \cdot s}{N \cdot \beta} \cdot \exp(-\varepsilon / kT) \cdot \left[1 + \frac{n_0 \cdot s}{N \cdot \beta} \cdot \int_{T_0}^T \exp(-\varepsilon / kT') dT'\right]^{-2} .(11.33)$$

Интенсивность в максимуме пика люминесценции при  $T_{\rm max}$  в данном приближении не пропорциональна числу  $n_0$  заполненных ловушек как в случае кинетике первого порядка. Величина  $T_{\rm max}$  уменьшается с увеличением  $n_0$ , т.е. с увеличением дозы. Температурный сдвиг с увеличением значений дозы приближенно аппроксимируется соотношением:

$$T_{\max}^{1} - T_{\max}^{2} \approx T_{\max}^{1} \cdot T_{\max}^{2} \frac{k}{\varepsilon} \ln(g), \qquad (11.34)$$

где  $T_{\text{max}}^1$  – температуры максимума кривой при некотором значении дозы излучения и  $T_{\text{max}}^2$  – соответствующая температура при значении дозы в *g* раз большем. Площадь под кривой термолюминесценции пропорциональна начальной концентрации ловушек  $n_0$ .

## 1.3. Дозовая чувствительность термолюминесцентных дозиметров

Скорость изменения числа заполненных электронных ловушек  $\frac{dn}{dt}$  в облучаемом детекторе определяется уравнением (величина n

определяет число заполненных ловушек):

$$\frac{dn}{dt} = c\dot{D}(N-n) - np, \qquad (11.35)$$

где  $\dot{D}$  – мощность дозы излучения и коэффициент *c* равен числу заполняемых ловушек при единичной величине дозы; *N* – полное число ловушек в детекторе; функция  $p = s \cdot \exp\left\{-\frac{\varepsilon}{kT}\right\}$  с одним в данном случае энергетическим уровнем ловушки  $\varepsilon$  определяет вероятность термического освобождения электрона. Решение дифференциального уравнения (11.35) с начальным условием *n* = 0 при *t* = 0 имеет следующий вид [10]:

$$n(t) = \frac{cN\dot{D}}{(P+c\dot{D})} \cdot \left[1 - \exp\left(-(p+c\dot{D})t\right)\right], \qquad (11.36)$$

и зависимость дозовой чувствительности  $\frac{n(t)}{D}$  от времени облуче-

ния при постоянной мощности дозы  $\dot{D}$  следующая:

$$\frac{n(t)}{D} = \frac{cN}{(P+c\dot{D})t} \cdot \left[1 - \exp\left(-(P+c\dot{D})t\right)\right].$$
(11.37)

В общем случае дозовая чувствительность убывает с ростом величины дозы (уменьшается число свободных электронных ловушек) (рис.11.8); при постоянном времени облучения чувствительность уменьшается с увеличением мощности дозы, что следует из анализа соотношения (11.37).



Рис.11.8. Зависимость дозовой чувствительности от времени облучения при постоянной мощности дозы и различных энергетических уровней ловушек

В случае  $p \to 0$  (глубокие ловушки) и n < N (небольшие дозы) следуют следующие приближения:

$$\lim_{P \to 0} \frac{\frac{cND}{(p+c\dot{D})} \cdot \left[1 - \exp\left(-(p+c\dot{D})t\right)\right]}{D} \to \frac{N \cdot \left[1 - \exp(-c \cdot D)\right]}{D} \qquad (11.38)$$

И

 $\frac{n}{D} \approx cN, \qquad (11.39)$ 

т. е., дозовая чувствительность не зависит от условий облучения.

Схема установки для процесса измерения характеристик термолюминесценции показана на рис. 11.9; устройство включает нагреватель с контролем изменения температуры от времени и регистрирующий световое излучение детектор (обычно фотоэлектронный умножитель) с необходимой спектральной чувствительностью.



Рис. 11.9. Блок-схема измерения сигнала ТЛД

Закономерности кинетики люминесценции не дают возможность оценить абсолютную интенсивность светового излучения, стимулированного нагреванием в процессе измерения. Имеют место различные факторы, приводящие к потерям светового излучения:

- энергия, необходимая для образования электронно-дырочной пары w = αE<sub>g</sub>, где α – величина бо́льшая или равная 1, т.е. поглощенная энергия ионизирующего излучения должна превосходить ширину запрещенной зоны E<sub>g</sub>;
- только часть электронов в ловушках может быть освобождена в процессе нагревания;
- не все процессы рекомбинации электронов на дырочных центрах могут быть излучательными;
- часть световых фотонов может быть поглощена в объёме люминофора (эффект самопоглощения).

Эффективность люминофора определяется отношением величины энергии светового излучения, выделяемой в процессе стимулирования, к поглощенной энергии ионизирующего излучения за время облучения. В табл. 11.2 приведены экспериментальные значения эффективности некоторых люминофоров.

Таблица 11.2

Эффективность некоторых ТЛД, %

LiF(Mg,Cu,P)	$CaF_2(Dy)$	$CaF_2(M)$	$Al_2O_3(C)$
0,91	4,1	0,44	0,84

## 1.4. Спонтанная утечка электронов из ловушек (фединг)

До процесса измерения, разделенного во времени с моментом окончания облучения детектора, может происходить спонтанное уменьшение количества электронов n в ловушках при постоянной температуре T (т.н. фосфоресценция); количественное значение этого эффекта зависит от основных параметров люминофора и определяет его практическую применимость, а также точность измерений дозы. [11, 12]. В рамках кинетики первого порядка (соотношение (11.35)) зависимость степени опустошения электронных ловушек от времени t до начала измерения определяется соотношениями:

$$-\frac{dn}{dt} = n(t) \cdot p; \qquad (p = s \cdot \exp\left\{-\frac{\varepsilon}{kT}\right\}). \tag{11.40}$$

Решение уравнения (11.40) есть экспоненциальная функция

$$n(t) = n_0 \cdot \exp(-p \cdot t), \qquad (11.41)$$

где  $n_0$  – количество заполненных электронных ловушек после окончания процесса облучения (t = 0); уменьшение значения отношения  $n(t^*)/n_0 \cdot 100\%$  за некоторый интервал времени  $t^*$  до начала процедуры считывания информации называется федингом (*fading*).

Если за время  $t_{1/2}$  освобождается половина ловушек, то из уравнения (11.41) следует:

$$2 = \frac{n_0}{n(t_{1/2})} = \exp(p \cdot t_{1/2}); \ P \cdot t_{1/2} = \ln(2), \tag{11.42}$$

$$t_{1/2} = \ln(2) / p = \frac{\ln(2)}{s} \cdot \exp(\epsilon / kT),$$
 (11.43)

и далее:

$$\ln(t_{1/2}) = \ln\left[\frac{\ln(2)}{s}\right] + \frac{\varepsilon}{kT}.$$
(11.44)

С параметрами  $A = \ln \left[ \frac{\ln(2)}{s} \right]$ и  $B = \frac{\varepsilon}{k}$ , уравнение (11.44) явля-

ется линейным уравнением в координатах  $\ln(t_{1/2}) = f(1/T)$ :

$$\ln(t_{1/2}) = A + B / T; \qquad (11.45)$$

наклон прямой определяет глубину ловушки  $\varepsilon$ , а пересечение оси ординат – частотный фактор *s*; таким образом, измерения значений  $t_{1/2}$  при различных температурах *T* позволяют построить зависимость (11.45) и, определив соответствующие значений *A* и *B*, получить основные характеристики термолюминесцентных дозиметров.

В частном случае второго порядка кинетики  $(A_n = A_+)$  может быть получена следующая оценка фединга при T = const:

$$-\frac{dn}{dt} = a \cdot n^2; \ a = \frac{s}{N} \exp(-\varepsilon/kT); \ n(t) = \frac{n_0}{(1+an_0t)^2}, \qquad (11.46)$$

т.е. имеет место гиперболическая зависимость опустошения электронных ловушек от времени.

#### 1.5. Тушение люминесценции

Эффект тушения люминесценци обусловливает уменьшение значений эффективности люминесценции с увеличением температуры детектора в процессе измерения. Величина этого эффекта определяется отношением  $\eta$  скорости радиационных переходов  $n_r$ (люминесценция) к полной скорости радиационных и нерадиационных переходов  $n_{nr}$ :

$$\eta = \frac{n_r}{n_{nr} + n_r}.$$
(11.47)

Функциональная зависимость значений  $\eta$  от температуры T соответствует соотношению:

$$\eta(T) = \frac{1}{1 + C \cdot \exp(-E_Q / kT)},$$
(11.48)

где  $E_Q$  – характерная энергия теплового тушения и C – экспериментально определяемая постоянная; эти параметры являются характерными величинами для различных люминесцирующих веществ [13 ÷ 16].

С учетом этого эффекта интенсивность люминесценции  $I(t,\eta)$  зависит от коэффициента  $\eta(T)$ :

$$I(t,\eta) = I(t) \cdot \eta(T)$$
 . (11.49)

На рис.11.10 приведены результаты расчетов кривой термовысвечивания с учетом и без учета эффекта тушения для люминофора со следующими параметрами:  $T_0 = 350$  K,  $n_0 = 1$ ,  $\varepsilon = 1,23$  эB,  $\beta = 0,1$ K/c,  $C = 5,3 \cdot 10^{12}$ .



Рис. 11.10. Кривые термолюминесценции без учета *I* и с учетом эффекта тушения *2* 

## 1.6. Требования к материалам термолюминесцентных дозиметров

Применение твердотельных дозиметров сопряжено с выполнением следующих условий:

 а) линейность по дозе и независимость этой величины от мощности дозы;

- б) достаточно продолжительное время хранения информации, т.е. малая величина фединга;
- в) возможность многократного использования детектора (воспроизводимость показаний при повторных использованиях);
- г) известная зависимость от типа радиации и энергии частиц;

д) достаточная чувствительность в широком диапазоне доз.

Этим требованиям достаточно удовлетворительно по ряду характеристик соответствуют люминофоры на основе фтористого лития (более 70 % практически используемых дозиметров).

В табл. 11.3 приведены характеристики некоторых термолюминесцентных детекторов, широко используемых в различных областях дозиметрии.

Таблица 11.3

	LiF:Mg, Ti	CaF <sub>2</sub> :Mn	CaSO <sub>4</sub> :Dy
Z <sub>эфф.</sub>	8,2	16,3	15,5
ρ,(г/см <sup>3</sup> )	2,64	3,18	2,61
$h v_{\text{max}}$ , нм	400	500	500
Т <sub>max</sub> , °С (40 °С/мин)	215	290	100
Фединг	< 5% (~12 нед)	~ 10% (месяц)	~ 55% (24 час)
Диапазон доз мкЗв÷ Зв	10÷10	0,1÷100	1÷1000

#### Характеристики некоторых ТЛД

В качестве термолюминесцентных дозиметров применяется, большое количество многокомпонентных веществ, например:

CaF<sub>2</sub>: Dy →  $Z_{3\phi\phi}$  = 16,3, диапазон доз: 0,1 мкЗв÷ 10 Зв; CaF<sub>2</sub>: Tm →  $Z_{3\phi\phi}$  = 16,3, диапазон доз: 0,1 мкЗв÷ 10 Зв; Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>:C →  $Z_{3\phi\phi}$  = 10,2, диапазон доз: 0,05 мкЗв÷ 10 Зв LiF:Mg,Cu,P →  $Z_{3\phi\phi}$  = 8,2, диапазон доз: 1,0 мкЗв÷ 20 Зв

Для отдельных образцов фосфоров показания зависят от предыдущей термической обработки и режимов облучения, что требует предварительной градуировки дозиметров. При повторном использовании дозиметра требуется его повторное нагревание ("отжиг") для освобождения оставшихся заполненными электронных ловушек. Термолюминесцентные детекторы в качестве дозиметров применяются для решения задач индивидуального дозиметрического контроля. Это обусловлено рядом их преимуществ перед другими методами измерений: сравнительная дешевизна, малые размеры, тканеэквивалентность, достаточно широкий диапазон детектируемых доз и мощностей доз, термическая и химическая стойкость, использование автоматических измерительных систем. Исследуются возможности применения в дозиметрии разнообразных твердотельных структур [17 ÷ 24].

Ниже представлены параметры некоторых термолюминесцентных дозиметров на основе кристалла LiF:

#### LiF: Mg, Ti (TLD-100).

Обладает хорошей чувствительностью; эффективный атомный номер (8,2) близок к тканеэквивалентным средам ( $Z_{эф\phi} \approx 7,4$ ).

Эффективный атомный номер вещества термолюминесцентных дозиметров обычно оценивают по фотоэффекту, т.е.

$$Z_{\mathrm{heta}} = \sqrt[k]{\alpha_1 \cdot Z_1^k + \alpha_2 \cdot Z_2^k} + \cdots, \qquad (11.50)$$

где  $\alpha$  – относительное число электронов элемента, входящего в состав сложного вещества с атомным номером Z и атомным весом A. Значение  $\kappa$  в соотношении (11.50) варьируется по различным данным в диапазоне 2,94 ÷ 3,50. В табл. 11.4 приведены соответствующие данные для расчета значений  $Z_{add}$  дозиметра LiF: Mg, Ti

(р – массовая доля элемента в сложном веществе).

Для дозиметров на основе LiF имеет место фединг и изменение чувствительности, нет линейности при больших дозах и эффективность зависит от характеристик поля ионизирующего излучения. Глубина ловушек в диапазоне 1,13 ÷ 2,17 эВ; соответствующие этим уровням частотные факторы имеют значения в диапазоне  $6 \cdot 10^{11} \div 6 \cdot 10^{19} \text{ s}^{-1}$ ; нелинейность имеет место при дозах выше 10 Гр (рис. 11.11).

Таблица 11.4

Элемент	A	р	$N_A \cdot Z \cdot p/A$	α	$\alpha \cdot Z^{2,94}$	$\alpha \cdot Z^{3,5}$
Li	6,94	0,267	$6,96 \cdot 10^{22}$	0,25	6,32	11,69
F	19	0,732	$2,09 \cdot 10^{23}$	0,75	479,22	1640,25
		- )	_,••	- ,	,	, -

Оценка эффективного атомного номера фосфора LiF: Mg, Ti

Σ	-	-	0,9999	$2,78 \cdot 10^{23}$	1	485,54	1651,94
$Z_{3\varphi\varphi}$		-	-	-		8,2	8,3



Рис. 11.11. Зависимость полной интенсивности (О) люминесценции фосфо́ра LiF:Mg, Ti от дозы облучения фотонами источника <sup>60</sup>Со; прямая линия — линейная зависимость

#### Термолюминесцентные стекла

Дозиметры на основе специальных видов стекол играют существенную роль в практической дозиметрии (в частности в индивидуальной дозиметрии – ИКС – Индивидуальный Контроль Стеклами) благодаря легкости их приготовления различной геометрической формы, виброустойчивости, негигроскопичности и длительной термической стабильности [25, 27 ÷ 29]. Вещество по структуре является аморфным. Основные компоненты люминесцентных стекол: ~ 30 % – фосфор, ~ 50 % – кислород, ~ 6 % алюминий, ~ 10 % – натрий; плюс добавки;  $Z_{3\phi\phi} \approx 12$ , плотность ~ 2,6 г/см<sup>3</sup>. Диапазон измеряемых доз составляет  $2 \cdot 10^{-4} \div 10^{4}$  Гр; фединг в течение месяца практически отсутствует.

#### Природный кварц

Высокие уровни доз облучения фотонами; диапазон доз 10 Гр  $\div$  6 кГр, допустимая мощность дозы ~ 0,35 кГр/час; термопики в диапазоне 110, 220, 370 °С [30].

#### 1.7. Оптически стимулированная люминесценция (ОСЛ)

Кроме процесса нагревания, стимулирующего освобождение электронных ловушек, может быть использовано энергетическое воздействие светового излучения (в частности, излучение лазера с соответствующей длиной волны) [3, 31 ÷ 33]. Эффект подобен механизму термолюминесценции при реализации измерения поглощенной энергии. Интенсивность измеряемой люминесценции определяется скоростью, с которой система после облучения стимулирующим светом возвращается в равновесное состояние из метастабильного, и концентрацией захваченных в ловушках носителей (их количество пропорциональна поглощенной энергии ионизирующего излучения).

Простая модель «одна ловушка – один центр рекомбинации» отражает кинетику процесса оптически стимулированной люминесценции (рис. 11.12).



Рис. 11.12. Схема зонной структуры электронных переходов процесса оптически стимулированной люминесценции

Соответствующие уравнения кинетики процесса эмиссии люминесценции следующие:

$$I_{\rm ocn}(t) = -\frac{dn_+}{dt} = n_c \cdot n_+ A_+ \qquad \frac{dn}{dt} = A_n \cdot (N - n) - \Phi \cdot n , \qquad (11.51)$$

где  $I_{ocn}(t)$  – интенсивность эмитируемого света; N – концентрация свободных электронных ловушек, n и  $n_+$  – концентрация заполненных электронных ловушек и центров рекомбинации,  $n_c$  – концентрация свободных электронов в зоне проводимости;  $A_n$  и  $A_+$  – функции, определяющие вероятность повторного захвата электронов из зоны проводимости ловушками, и рекомбинации, соответственно;  $\Phi$  – скорость освобождения захваченных электронов из ловушек, с<sup>-1</sup>:

$$\Phi = \Phi_0 \cdot \sigma(E_{\phi}), \qquad (11.52)$$

где  $\Phi_0$  – интенсивность стимулирующих световых фотонов,  $\sigma(E_{\phi})$  – сечение фотоионизации при взаимодействии стимулирующих световых фотонов с электронами в ловушках.

В приближении квазиравновесной аппроксимации

$$n_{c} \ll n, n_{+} = \left| \frac{dn_{c}}{dt} \right| \ll \left| \frac{dn}{dt} \right|, \left| \frac{dn_{+}}{dt} \right|, n_{c}A_{n}(N-n) \ll np, n_{c}A_{+}n_{+}; \quad (11.53)$$
$$I_{\text{осл}}(t) = -\frac{dn_{+}}{dt} = -\frac{dn}{dt} = \Phi \cdot n \cdot \frac{A_{+}n_{+}}{A_{+}n_{+} + A_{n}(N-n)}. \quad (11.54)$$

(аналогично соответствующему соотношению для описания термолюминесценции).

Без повторного захвата освобожденных электронов из зоны проводимости на ловушки в приближении первого порядка  $n_+A_+ >> A_n(N-n)$  и уравнение (11.54) принимает следующий вид:

$$I_{\text{OCT}}(t) = -\frac{dn}{dt} = \Phi \cdot n , \qquad (11.55)$$

решение которого при произвольной временной зависимости  $\Phi(t)$  и начальной концентрации электронных ловушек  $n_0$  следующее:

$$I_{\text{осл}}(t) = n_0 \cdot \Phi(t) \cdot \exp\left[-\int_0^t \Phi(\tau) d\tau\right].$$
 (11.56)

Используются различные временные зависимости  $\Phi(t)$  интенсивности светового стимулирующего облучения (рис. 11.13). В случае  $\Phi(t)$  = const кривая высвечивания люминесценции имеет вид непрерывно уменьшающихся значений световыхода (количество заполненных ловушек равномерно убывает); при линейном росте интенсивности светового облучения характер кривой аналогичен процессу высвечивания; при стимулировании импульсном световом облучении освобождается некоторая часть заполненных ловушек. Вся эта информация может служить мерой поглощенной дозы ионизирующего излучения [34].

Сигнал оптически стимулированной люминесценции обычно регистрируется с использованием двух режимов: постоянная интенсивность светового стимулирующего излучения или линейно возрастающая от времени интенсивность. На рис.11.13 представлены два временных режима стимулирующего света (a) и соответствующие кривые люминесценции ( $\delta$ ).

При постоянной интенсивности инициирующего света  $\Phi_0$  из уравнения (11.56) следует экспоненциальная временная зависимость интенсивности люминесценции:

$$I_{\text{осл}}(t) = n_0 \cdot \Phi_0 \cdot \exp(-\Phi_0 \cdot t)$$
(11.57)

Величина  $\tau=1/\Phi_0$  определяет характерное время уменьшения люминесценции.



Рис.11.13 Временные зависимости стимулирующего светового излучения (*a*) и оптически стимулированной люминесценции (б)

При линейном возрастании интенсивности инициирующего света

$$\Phi(t) = \Phi_0 \cdot t \,; \tag{11.58}$$

соответствующая зависимость имеет следующий вид:

$$I_{\text{осл}}(t) = n_0 \cdot \Phi_0 \cdot t \cdot \exp\left[-\frac{\Phi_0}{2} \cdot t^2\right]; \qquad (11.59)$$

(форма соответствующей кривой соответствует рис. 11.13,б). Интенсивность люминесценции достигает максимума при непрерывном освобождении ловушек, после чего величина интенсивности стремится к нулю. Время достижения пикового значения

$$t_{\rm nuk} = 1/\sqrt{\Phi_0}$$
, (11.60)

и величина пика

$$I_{\text{пик}} = n_0 \cdot \sqrt{\frac{\Phi_0}{e}} \tag{11.61}$$

(е - основание натурального логарифма).

i

Интегральная величина измеренной интенсивности

$$\Sigma I_{\text{осл}} = \int_{0}^{\infty} I_{\text{осл}}(t) dt. \qquad (11.62)$$

В приближении второго порядка (существенен процесс вторичного захвата на ловушки электронов из зоны проводимости, ранее попавших туда в результате фотоионизации,  $n_+A_+ < A_n(N-n)$ ,

$$I_{\text{OCT}}(t) = -\frac{dn}{dt} = \Phi(t) \cdot \frac{A_+ n^2}{A_n N}, \qquad (11.63)$$

решение которого имеет вид:

$$I_{\text{осл}}(t) = \Phi(t) \cdot \frac{A_{+}n_{0}}{A_{n}N} (1 + \frac{A_{+}n_{0}}{A_{n}N} \cdot \int_{0}^{t} \Phi(t')dt')^{-2} .$$
(11.64)

При  $\Phi(t) = \Phi_0$ , т.е. при постоянной интенсивности сканирующего света

$$I_{\text{осл}}(t) = \Phi_0 \cdot \frac{A_+ n_0}{A_n N} (1 + \frac{A_+ n_0}{A_n N} \cdot \Phi_0 t)^{-2}.$$
(11.65)

Возможен еще один способ применения дозиметров в режиме ОСЛ: при облучении дозиметра ионизирующим излучением одновременно считывается информация за некоторый интервал времени  $\Delta t$  (световой импульс лазера). Таким образом, может осуществляться непрерывный контроль значений доз в некотором интервале времени облучения [22, 35].

Соответствующее дифференциальное уравнение, описывающее временные зависимости (протекание процессов во времени) концентрации *n* заполненных электронных ловушек, записывается как

$$\frac{dn}{dt} = p \cdot (N - n) - \Phi \cdot n, \qquad (11.66)$$

- где *p* вероятность (в ед. времени) заполнения ловушек, пропорциональная мощности дозы;
  - N концентрация дефектов в веществе (полная концентрация ловушек в веществе детектора);
  - Ф вероятность (в ед. времени) освобождения ловушек, пропорциональная интенсивности стимулирующего света.

Предполагается, что до момента облучения ионизирующим излучением t = 0 в детекторе существовала некоторое количество заполненных электронных ловушек  $n_0$ , т.е.

$$n(t=0) = n_0 \,. \tag{11.67}$$

В рамках кинетики первого порядка предполагается, что вероятность перезахвата электронов ловушками меньше вероятности рекомбинации, вызванной внешним оптическим стимулированием; процесс рекомбинации определяет интенсивность оптически стимулированной люминесценции (после окончания облучения – процесс измерения):

$$I_{\rm o} = -\frac{dn}{dt} = K \cdot \Phi \cdot n \,, \tag{11.68}$$

где *К* – постоянная, зависящая от пространственного и энергетического распределения сигнала люминесценции и особенностей сбора света регистрирующим устройством.

Решение уравнения (11.68) с начальным условием (11.67) можно представить в виде:

$$I_0(t) = K \cdot \left\{ n_0 \cdot \Phi \cdot \left[ e^{-(\Phi+p)t} \right] + \frac{N \cdot \Phi \cdot p}{\Phi+p} \cdot \left[ 1 - e^{-(\Phi+p)t} \right] \right\}.$$
 (11.69)

Первое слагаемое значительно при интенсивном захвате электронов; второе слагаемое имеет вид экспоненциального роста и достигает постоянного уровня, зависящего от мощности поглощенной дозы (через p) и от интенсивности стимулирующего светового сигнала (через  $\Phi$ ). Общий уровень суммарной люминесценции зависит от двух параметров: от мощности облучения p и интенсивности симулирующего света  $\Phi$ ; зависимость формы кривой высвечивания от времени определяется относительным соотношением значений  $\Phi$  и p.

Схема установки процесса измерения характеристик оптически стимулированной люминесценции показана на рис. 11.14. Оптиковолоконные светопроводы обеспечивают облучение детектора импульсами лазера и регистрацию оптически стимулированной люминесценции.



Рис.11.14. Схема измерения оптически стимулированной люминесценции

Основные требования к ОСЛ-веществам: достаточно глубоко расположенные ловушки для обеспечения термической стабильности (малый фединг) при длительном хранении дозиметрической информации; в то же время диапазон глубин ловушек должен быть энергетически доступным для источников света, длина волны которых должна отличаться от длины волны люминесценции на рекомбинационных центрах.

Преимущества дозиметров с использованием ОСЛ следующие:

- отсутствие процесса нагревания люминофоров, что исключает эффект термического тушения;
- возможность считывания информации за короткий интервал времени (Δt < 1c);</li>
- достаточно высокая чувствительность данного режима для некоторых люминофоров (напр., Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>:C);
- возможность измерения пространственного дозового распределения (малые размеры детекторов и узконаправленные пучки стимулирующего светового излучения);
- автоматизация процесса измерений в многодетекторных системах.

# 1.8. Твердотельные дозиметры на основе эффекта радиофотолюминесценции (РФЛ)

Эффект радиофотолюминесценции наблюдается в случаях, когда под действием ионизирующего излучения в ряде веществ формируются специфические центры люминесценции [28, 29, 37, 38]. В качестве люминофоров используется кристаллы NaI, LiF, NaCl, фосфатные стекла, активированные серебром (Ад). Необлученные детекторы обладают прозрачностью к ультрафиолетовому свету; под действием излучения электроны переходят в зону проводимости и далее могут быть захвачены электронными ловушками и образуют в люминофоре устойчивые центры радиофотолюминесценции (на структурах Ag<sup>+2</sup>, Ag<sup>0</sup>) с дискретными энергетическими уровнями (рис. 11.15, а). При последующем облучении детектора светом в ультрафиолетовом диапазоне возникает его поглощение, связанное с созданными облучением центрами; электроны в ловушках могут быть переведены на энергетические уровни, расположенные выше основного: далее возврат электронов на основной уровень сопровождается люминесценцией с длиной волны, отличинициировала переходы ной от той. которая электронов (рис. 11.15,б).Интенсивность этого света пропорциональна поглощенной в детекторе энергии.



Рис. 11.15. Схема переходов в зонной модели радиофотолюминесценции

В основном в дозиметрии применяются метафосфатные и алюмофосфатные стекла, активированные серебром, при облучении которых образуются стабильные люминесцентные центры. При возбуждении центров ультрафиолетовым излучением возникает люминесценция в красно-оранжевой области спектра в диапазоне длин волн 600 ÷ 700 нм. Механизм РФЛ в облучаемых стеклах изучен недостаточно полно. Диапазон измеряемых доз ~ 0,4 мЗв ÷ 30 Зв; фединг – менее 10% за 10 лет. При измерениях фосфатными стеклами имеет место независимость от мощности дозы до значений ~  $10^9$  Гр/с. Интенсивность радиофотолюминесценции линейно зависит от дозы в диапазоне примерно до 10 Гр.

Разработаны составы и конструкции дозиметров на основе фосфатных стекол, обеспечивающие измерения доз в диапазонах  $10\mu\Gamma p \div 10 \Gamma p$  и 1  $\Gamma p \div 500 \Gamma p$ ; значения фединга этих дозиметров составляет ~ 2 % за 4 месяца. Регенерация дозиметров для повторного использования ("отжиг") осуществляет при нагревании до 400 °C.

Для фотолюминесцентных детекторов может иметь место эффект нарастания интенсивности люминесценции после прекращения облучения (эффект накопления или "созревания"). Это обусловлено постепенным термическим освобождением электронов из ловушек, расположенных близко к зоне проводимости (мелкие ловушки). В связи с этим чувствительность ФЛД необходимо относить к определенному моменту времени после облучения. Время наступления максимума свечения для ФЛД, содержащих серебро, определяется его концентрацией и температурой, при которой хранится ФЛД в период от облучения до измерения (содержание серебра составляет  $3 \div 5$ %). Качество ФЛД тем выше, чем быстрее наступает максимальная люминесценция и чем дольше она сохраняется на этом уровне без заметного затухания (фединг). На рис. 11.16 показана типичная временная зависимость процесса "созревания" алюмофосфатных дозиметрических стекол.

В результате взаимодействия ионизирующего излучения в объёме стекол происходит изменение их физических или химических свойств, которые используются для количественной оценки поглощенной энергии. Разрушаются связи Si–O, Na–O, P–O b, и образуются новые связи с внедренными элементами (Pb, Ga, B, Ag).



Рис. 11.16. Зависимость интенсивности РФЛ фосфатных стекол, активированных серебром, от времени выдержки детектора после момента окончания облучения

Дозиметры на основе стекол имеют следующие положительные качества:

- а) высокая термо- и виброустойчивость;
- б) негигроскопичность;
- в) малый фединг.

Отличительная особенность метода РФЛ – отсутствие сброса информации после процесса измерения (восстанавливается первоначальное состояние электронных ловушек после облучения); измерения можно проводить многократно. Нижний предел измерения дозы определяется эффектом додозовой люминесценцией, обусловленной наличием в веществе центров РФЛ, не связанных с процессом облучения ионизирующим излучением.

Принципиальная схема устройства для измерения характеристик радиофотолюминесценции облученного дозиметра показана на рис. 11.17.



Рис. 11.17. Блок-схема измерения фотолюминесценции

## 2. Фотографическая дозиметрия

Фотографический метод дозиметрии ионизирующих излучений достаточно распространенный метод индивидуальной дозиметрии и метод измерения пространственных дозных распределений в различных средах (объектах).

Фотографическая пленка (дозиметрическая) состоит из тонкой полистиреновой подложки, покрытой с одной или с двух сторон эмульсией с внедренными в неё микрокристаллами (зернами) галогенидов серебра (бромистого, йодистого или хлористого серебра); размер зерен – кристаллитов AgBr, AgCl – 0,3 ÷ 2 мкм. Фиксирующее вещество эмульсии фотопленки состоит из твердого коллоидного раствора желатина в воде.

При прохождении заряженных частиц через фотографическую эмульсию ионизационные потери энергии вдоль трека могут создавать т.н. скрытое изображение, обусловленное активацией зерен – кристаллитов галогенидов. При поглощении энергии ионизирующего излучения в эмульсионном слое с диспергированными кристаллитами электроны могут быть освобождены из атомов и захвачены атомами серебра (излучение конвертирует ионы Ag<sup>+</sup> в атомы Ag – в скрытое (латентное) изображение). Совокупность треков формирует почернение эмульсии, которое проявляется при после-
дующей химической обработке. Атомы серебра создают области затемнения на пленке; степень этого почернения соответствует дозе облучения.

Чтобы зерно фотоэмульсии обладало способностью к проявлению, необходимо определенное число взаимодействий с ним ионизирующих частиц. Для каждого типа частиц существует некоторая минимальная величина энергетических потерь, при которой частица регистрируется эмульсией (часть потерянной в зерне энергии идет на образование скрытого изображения). Число проявленных зерен зависит от типа частицы, удельной потери энергии и способа проявления эмульсии. Почернение фотопленки при равной интегральной дозе зависит от энергии ионизирующих частиц.

Фотографическая эмульсия может экспонироваться в течение продолжительного времени, т.е. система представляет интегральный детектор. Почернение пленки приблизительно пропорционально произведению интенсивности падающего на пленку ионизирующего излучения на продолжительность облучения (экспозиция).

Химическая процедура проявления инициирует в активированном кристаллите процесс практически полного восстановления атомов Ag:

$$AgBr + [H] \rightarrow Ag + HBr$$

Химическая реакция закрепления обеспечивает вывод из эмульсии неактивированных атомов серебра:

 $AgBr+2Na_2A_2O_3 \rightarrow Na_3Ag(A_2O_3)_2 + NaBr$ 

Процесс измерения уровня оптической плотности почернения S пленки после облучения заключается в определении значений I и  $I_0$  – интенсивностей света (в частности, определенной длины волны), прошедшего через облученную пленку и без пленки соответственно:

$$I = I_0 \cdot \exp(-a \cdot n), \qquad (11.70)$$

где a – средняя площадь экспонированного зерна и n – их число на единицу поверхности пленки; далее определяется величина S, которая называется оптической плотностью и является мерой поглощенной дозы:

$$S = \log(\frac{I_0}{I}). \tag{11.71}$$

С учетом (11.70) и (11.71) соотношение для оптической плотности *S* выражается следующим образом:

$$S = a \cdot n \cdot \log_{10}(e); \quad \log_{10}(e) = 0,4343.$$
 (11.72)

Если флюенс  $\Phi$  заряженных частиц в эмульсии считать равномерным по толщине пленки, то в этом случае отношение числа экспонированных зерен *n* к полному числу зерен *N* в необлученной пленке

$$n/N = a \cdot \Phi, \quad n = N \cdot a \cdot \Phi,$$
 (11.73)

и оптическая плотность на основании соотношений (11.72) и (11.73) может быть определена следующим соотношением:

$$S = 0,4343 \cdot a^2 \cdot n \cdot \Phi \tag{11.74}$$

Флюенс Ф заряженных частиц пропорционален дозе облучения.



Рис. 11.18. Денситометрические кривые фотодозиметров

Диапазон измеряемых величин S составляет  $0,1 \div 4$ . На рис. 11.18 показаны типичные представления зависимостей оптической плотности от величины дозы (сенситометрические кривые):  $S = f(\log_{10}D)$  (рис. 11.18,*a*) и S = f(D) (рис. 11.18,*б*). Различают три участка кривых: область фона  $S_{f_2}$  область нормальных экспозиций, где зависимость степени оптической плотности почернения от дозы почти линейна, и область передержки, где наклон кривой уменьшается и далее оптическая плотность снижается (область "соляризации" при больших значениях доз, где радиационнохимические процессы уменьшают количество ранее активированных зерен).

Для оценки значений оптической плотности может использоваться величина стандартной плотности *SD*(*D*):

$$SD(D) = \frac{S(D) - S_f}{S_{\text{max}} - S_f},$$
 (11.75)

где *S*(*D*) – значение оптической плотности облученной пленки;

*S<sub>f</sub>* – фоновая оптическая плотность (вуаль) необлученной пленки;

 $S_{\max}$  — максимальная плотность, соответствующая активации всех зерен пленки. Диапазон изменения значений SD(D)при такой нормировке соответствует 0 ÷ 1.

Для измерения оптической плотности почернения облученных пленок используются фотометры: интенсивность светового пучка, прошедшего через пленку, измеряется фотоэлементом или фотодиодом.

Зависимость формы кривой оптической плотности от значений дозы определяется размерами микрокристаллов галогенидов серебра, их распределением по размерам, собственной чувствительностью зерен и от характеристик ионизирующего излучения [41, 42].

Существует ряд полуэмпирических моделей, в некоторой степени отражающих связь между оптической плотностью и дозой [44].

Предполагается, что распределение числа экспонированных излучением зерен на единицу поверхности пленки соответствует пуассоновскому распределению (малая вероятность взаимодействия частицы с зерном, большое количество зерен) и определяется образованием *К* экспонированных зерен, испытавших по меньшей мере *n* воздействий ионизирующих частиц:

$$K(m) = N \cdot \sum_{j=n}^{\infty} \frac{\exp(-\varepsilon \cdot a \cdot m) \cdot (\varepsilon \cdot a \cdot m)^{j}}{j!}, \qquad (11.76)$$

где *N* – полное число зерен на единицу поверхности эмульсии;

*m* – среднее число частиц, провзаимодействующих с зернами на единице поверхности пленки;

а – эффективная площадь зерна;

є – коэффициент, определяющий вероятность в результате столкновения частицы с зерном инициировать скрытое изображение.

Уравнение (11.76) может быть преобразовано к виду:

$$K(m) = N \cdot \left(1 - \sum_{j=0}^{n-1} \frac{\exp(-\varepsilon \cdot a \cdot m) \cdot (\varepsilon \cdot a \cdot m)^j}{j!}\right)^*$$
(11.77)

Очевидно, что среднее число столкновений пропорционально дозе:  $m \sim D$  и  $k \cdot D = \varepsilon \cdot a \cdot m$ , где k- коэффициент, определяемый в процессе измерений. Оптическая плотность почернения

$$S = 0,4343 \cdot a \cdot K$$
 (11.78)

Максимально возможная плотность почернения

$$S_{\max} = 0,4343 \cdot a \cdot N;$$
 (11.79)

предполагая, что все зерна имеют одинаковую чувствительность,

$$S(D) = S(D)_{\max} \cdot (1 - \sum_{j=0}^{n-1} \frac{\exp(-k \cdot D) \cdot (k \cdot D)^j}{j!}).$$
(11.80)

Соотношение (11.80) определяет зависимость оптической плотности от дозы при различном числе активирующих столкновений jионизирующих частиц с зерном эмульсии. Если n = 1, то при однократном столкновении

$$S1(D) = S1_{\max} \cdot [1 - \exp(-k \cdot D)];$$
 (11.81)

при *n* = 2

$$S2(D) = S2_{\max} \cdot [1 - \exp(-k \cdot D) \cdot (1 + k \cdot D)].$$
(11.82)

При малых дозах <br/>  $\kappa \cdot D \leftrightarrow 1$ уравнение (11.81) в приближении линейного разложения экспоненты

$$S1(D) \approx a \cdot D,$$
 (11.83)

\* 
$$1 = \sum_{i=0}^{\infty} \frac{e^{-x} \cdot x^{i}}{i!} = \sum_{i=0}^{n-1} \frac{e^{-x} \cdot x^{i}}{i!} + \sum_{i=n}^{\infty} \frac{e^{-x} \cdot x^{i}}{i!}$$

где  $a = k \cdot S1_{\text{max}}$ , т.е. зависимость является линейной; аналогичное приближение для уравнения (11.82):

$$S2(D) \approx b \cdot D^2, \tag{11.84}$$

где  $b = k^2 \cdot S_{\text{max}} / 2$ , т.е. зависимость является квадратичной.

При совместном учете одного и двойных столкновений имеет место соотношение смешанного типа:

$$S(D) = S1_{\max} \cdot \left[1 - e^{-k_1 D}\right] + S2_{\max} \cdot \left[1 - e^{-k_2 D} (1 + k_2 D)\right] \quad (11.85)$$

Эмпирические параметры  $k, k_1, k_2, S_{\text{max}}, S1_{\text{max}}, S2_{\text{max}}$  определяются на основании соответствующей обработки измеренных сенситометрических зависимостей. На рис. 11.19 показаны зависимости оптической плотности от дозы для двух различных типов дозиметрических пленок, из которых 1 соответствует соотношению (11.81), а другая 2 – соотношению (11.82).

Различные типы пленок обеспечивают диапазон измерения доз 0,25  $\div$  400 сГр.



Рис. 11.19. Зависимости оптической плотности от дозы для двух типов дозиметрических пленок при облучении фотонами

Основные положительные качества фотодозиметров:

- 1) возможность измерений пространственных распределений доз (напр, в 2*D* геометрии);
- 2) применение детекторов малых размеров;
- 3) повторное считывание информации;
- 4) большие площади измеряемых дозных полей;
- 5) линейность по дозе в определенном диапазоне облучения; К проблемным вопросам относятся следующие:
  - зависимость результатов измерений от процесса химической обработки (температура, время обработки, чистота растворов); требуется тщательный контроль процесса химической обработки облученных пленок для корректного воспроизведения результатов измерений;
  - существенная энергетическая зависимость чувствительности для фотонного излучения, особенно в низкоэнергетическом диапазоне (< 100 кэВ);</li>
    - неоднозначность зависимости оптической плотности от значений доз (эффект соляризации при больших дозах);
  - 4) уменьшение части активированных зерен за период времени до химической обработки.

Широкий круг дозиметрических задач с помощью фотографического метода решается в рамках радиационной медицины [42 ÷ 45].

Особый класс пленочных дозиметров составляют радиохромные *пленки* [46 ÷ 49], которые имеют следующую конструкцию: между двумя полистереновыми пленками находится эмульсия, содержащая синтетический краситель. При облучении этой структуры ионизирующим излучением, обусловливающим определенное значение поглощенной энергии в детекторе, синтетический краситель полимеризуется и меняет окраску; количество полимеризованных молекул красителя определяет оптическую плотность окраски, которая пропорциональна поглощенной энергии. Для реализации процесса полимеризации требуются достаточно большие значения доз; дозиметры данного типа используются в основном в технологической дозиметрии и в медицинских исследованиях (лучевая терапия, где диапазон измеряемых доз может составлять ~ 1 ÷ 100 Гр). Толщина пленки ~ 200 мкм, эмульсии – 10 ÷ 40 мкм. Измерения степени плотности цвета осуществляется с помощью спектрофотометра. На рис. 11.20 показана типичная зависимость оптической плотности радиохромной пленки от дозы фотонного излучения.



Рис. 11.20. Зависимость оптической плотности радиохромной пленки от дозы при облучении фотонами

Основные преимущества использования радиохромных пленок при решении дозиметрических задач следующие:

- отсутствует процесс химической обработки после облучения, что обеспечивает фиксацию облученных структур и высокое пространственное разрешение при 2D- измерениях дозовых распределений.
- эффективный атомный номер близок к тканеэквивалентному веществу для энергий фотонов более 100 кэВ;
- 3) отсутствует чувствительность к видимому свету.

К недостаткам дозиметров относятся следующие факторы:

- чувствительность может изменяться в различных точках объёма детектора;
- 2) существует зависимость от температуры во время и после облучения;
- 3) воздействие влажности и высоких температур.

Тонкие пленочные дозиметры могут обладать свойствами потоковых детекторов, т.е. оптическая плотность почернения будет соответствовать дозе облучения при любой ориентации пленки относительно углов падения на неё ионизирующих частиц; в частности, это имеет место для полей быстрых электронов. На рис. 11.21 показана геометрия облучения параллельным пучком электронов с одной энергией  $T_0$  и значением флюенса  $\Phi(T_0)$ , падающих на плоскость пленки под углом  $\theta$ ; толщина пленки d и площадь поверхности a.





Рис. 11.21. Геометрия облучения тонкой фотопленки

Поток частиц, пересекающих тонкую пленку практически без существенного рассеяния потери энергии ( $\Delta E << T_0$  и треки в пределах детектора прямолинейны), инициирует почернение величиной *S*. Значение этой величины определяется поглощенной энергией  $\Delta E$ , которую можно оценить следующим соотношением:

$$S \sim \Delta E = \Phi(T_0) \cdot l \cdot (L_\Delta(T_0)) \cdot s; \qquad (11.86)$$

(значение ограниченной тормозной способности  $L_{\Delta}(T_0)$  учитывает утечку из пленки энергии вторичных дельта-электронов; параметр  $\Delta$  зависит от толщины d). Величина l есть длина пути частицы в эмульсии:

$$l = d / \cos \theta \,. \tag{11.87}$$

Число частиц *N*, пересекающих поверхность площадью *s* равно:  $N = \Phi(T_0) \cdot s \cdot \cos\theta$ . (11.88)

С учетом соотношений (11.87) и (11.88) уравнение (11.86) преобразуется к виду:

$$S \sim \Phi(T_0) \cdot \cos\theta \frac{d}{\cos\theta} \cdot L_{\Delta}(T_0) \cdot s = K \cdot \Phi(T_0), \qquad (11.89)$$

где К есть произведение постоянных величин:

$$K = d \cdot L_{\Delta}(T_0) \cdot s \,. \tag{11.90}$$

Таким образом, дозиметр обладает свойствами потокового детектора (отсутствует угловая зависимость).

При больших углах  $\theta$  пробеги частиц, имеющих конечное значение, могут не пересекать слой *d* и полностью в нем поглощаться и, кроме того, увеличивается количество отраженных электронов (альбедо); эти факторы ограничивают корректность соотношения (11.89); степень нарушения потоковых характеристик зависит от энергии частиц и толщины фотоэмульсии.

## 3. Химическая дозиметрия

## 3.1. Общее рассмотрение

Химическая дозиметрия основана на измерениях количественных химических изменениях, завершающих радиационноиндуцированные реакции под действием ионизирующего излучения в газах, жидкостях и твердых телах [50, 51].

При поглощении энергии ионизирующего излучения в веществе проходят процессы, которые условно делят на три стадии: физическую, физико-химическую и химическую. Физическая стадия включает процессы передачи и поглощения энергии ионизирующего излучения (возбуждение и ионизация атомов вещества, образование ионов и возбужденных атомов); на физико-химической стадии происходят процессы перераспределения поглощенной энергии, протекают реакции заряженных и возбужденных частиц; на последнем этапе продукты радиолиза инициируют реакции ионов, электронов, свободных радикалов, а также их реакции с молекулами воды (радиолиз воды).

Жидкостные химические дозиметры обычно состоят из раствора, в котором в основном поглощается энергия ионизирующего излучения, и растворенного в нём малого количества химического компонента, который реагирует с радиационно-стимулированными образованиями, в результате чего формируются наблюдаемые далее химические изменения: стабильные радикалы H<sup>+</sup>, OH<sup>-</sup>, H<sub>2</sub>O, H<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> и короткоживущие радикалы H•, HO•, H<sub>2</sub>O• (радиолиз воды); эти свободные радикалы, обладая высокой химической активностью, инициируют химические модификации молекул.

При ионизации раствора электроны могут образовывать отрицательно заряженные молекулы воды:

$$\begin{array}{c} e^- + H_2 O \rightarrow H_2 O^- \\ H_2 O^- \rightarrow H^\bullet + O H^- \end{array}$$

Кроме того, образуются радикалы  $H_2O$ • и перекись водорода  $H_2O_2$ :

$$\begin{split} &H\bullet+O_2\to HO_2\bullet\ ,\\ &HO_2\bullet+HO_2\bullet\to H_2O_2\!\!+O_2, \end{split}$$

а также радикалы могут вступать в реакции с молекулами воды:

 $\mathrm{H_2O} + \mathrm{H} \bullet \to \mathrm{H_2} + \mathrm{OH} \bullet$ 

Протекание процесса радиолиза воды зависит от мощности поглощенной дозы, линейных потерь энергии заряженных частиц, концентрации растворенного в воде кислорода [52].

Точность химического метода дозиметрии зависит от постоянства выхода первичных радикалов в данной системе на единицу поглощенной дозы.

Требования к химическим дозиметрам:

- независимость значений радиационно-химического выхода от мощности дозы, от температуры, от интегральной дозы;
- возможность измерения химических изменений в результате облучения дозиметрической системы;
- устойчивость к свету и кислороду воздуха.

## 3.2. Радиационно-химический выход

Радиационно-химический выход G(x) определяется отношением количества в единице объёма вещества структурных единиц  $\Delta n(x)$  определенного вида x, которые образуются, распадаются или изменяются, к величине поглощенной в единице объёма энергии  $\Delta E$  ионизирующего излучения:

$$G(x) = \frac{\Delta n(x)}{\Delta E}.$$
 (11.91)

Используются две единицы радиационно- химического выхода: 1 моль/Дж =  $6,02 \cdot 10^{23} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 100 = 9,64 \cdot 10^6$ , молекул/(100 эВ). 1 молекула/(100 эВ) =  $1,036 \cdot 10^{-7}$ , моль/Дж.

Изменение концентрации ионов обусловливает цвет раствора, оптическая плотность которого увеличивается с ростом величины дозы.

Средняя доза  $\overline{D}$  по измерительному объёму раствора

$$\overline{D} = \frac{\Delta M}{\rho \cdot G(x)},\tag{11.92}$$

где  $\Delta M$  – изменение молярной концентрации молекул в результате облучения, моль/литр;

G(x) – радиационно-химический выход, моль/Дж;

ρ – плотность раствора, кг/литр.

Наиболее распространенным методом регистрации является спектрофотометрия облученного раствора; определяется отношение интенсивностей света определенной длины волны, прошедшего через облученный (I) и тот же необлученный раствор дозиметра  $(I_0)$ :

$$\frac{I}{I_0} = 10^{-\Delta(\text{OII})}, \qquad (11.93)$$

где  $\Delta(O\Pi)$  – изменение оптической плотности раствора дозиметра после облучения, соответствующее отношению  $I/I_0$ .

$$\Delta(\mathrm{O}\Pi) = \Delta M \cdot \varepsilon \cdot L \,, \tag{11.94}$$

где  $\varepsilon$  – молярный коэффициент экстинции, л моль<sup>-1</sup> · см<sup>-1</sup>;

*L* – длина пути света в фотометрируемой ячейке.

Коэффициент экстинции ε (*лат.*, extinction, – гашение, характеризует ослабление световых потоков, проходящих через некоторую среду) определяется экспериментальным путем:

$$\varepsilon = \frac{\Delta^*(O\Pi)}{C \cdot L}, \qquad (11.95)$$

где  $\Delta^*(O\Pi)$  – изменение оптической плотности облученного раствора относительно реперного раствора; *С* – концентрация продуктов реакций, моль/литр.

Значение коэффициента экстинции позволяет определить изменение оптической плотности  $\Delta$ (ОП) облученного раствора по известному изменению молярной концентрации  $\Delta M$  на основании соотношения ((11.94); далее, после подстановки  $\Delta M$  в уравнение (11.92), устанавливается связь между средней дозой  $\overline{D}$ , измеренной величиной  $\Delta$ (ОП) и основными параметрами химического дозиметра:

$$\overline{D} = \frac{\Delta(O\Pi)}{\rho \cdot G(x) \cdot \varepsilon \cdot L}.$$
(11.96)

#### 3.3. Ферросульфатный дозиметр

Ферросульфатный дозиметр Фрикке (Н. Fricke) отличается от других химических систем точностью, воспроизводимостью и стабильностью результатов измерений поглощенной энергии. Основной процесс образования регистрируемых продуктов реакций в процессе облучения:

$$\mathrm{Fe}^{2+} \rightarrow \mathrm{Fe}^{3+};$$

процесс окисление двухвалентного железа до трехвалентного соответствует изменению цвета раствора.

Стандартный состав раствора дозиметра следующий: 1 ммоль/л сульфата железа FeSO4 или соли Мора [Fe(NH<sub>4</sub>)<sub>2</sub>.(SO<sub>4</sub>)<sub>2</sub>.6H2O], 0,4 моль/л серной кислоты H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>, 1 ммоль/л хлористого натрия NaCl, который нейтрализует находящиеся в растворе органические загрязнения. Основным компонентом раствора является чистая вода (тройная дистилляция), насыщенная кислородом, который увеличивает чувствительность дозиметра [53].

Имеют место следующие реакции окисления  $\mathrm{Fe}^{2^+} \rightarrow \mathrm{Fe}^{3^+}$ :

$$H \bullet + Fe^{2+} + O_2 \rightarrow Fe^3$$
$$HO_2 \bullet + Fe^{2+} \rightarrow Fe^{3+}$$
$$H_2O_2 + Fe^{2+} \rightarrow Fe^{3+}$$

Значения радиационного выхода для ферросульфатного дозиметра  $G = 1,61 \cdot 10^{-6}$ , моль/Дж; другая единица определяет число молекул, образованных при поглощении в растворе энергии 100 эВ: G = 15,6 молекул/(100 эВ). Для фотонов и электронов с энергией в диапазоне от сотен кэВ до 30 МэВ значение G изменяется незначительно - (15,6  $\pm$  0,6). Известное значение радиационного выхода позволяет рассматривать дозиметр в качестве абсолютного. Средняя по объёму раствора доза  $D_F$  с учетом численных значений, входящих в соотношение (11.96):

(є – 2187 л · моль<sup>-1</sup> · см<sup>-1</sup> (25 град С, сканирующий свет с длиной волны 304 нм);  $\rho = 1,023$  кг/литр, плотность раствора; L = 1 см – длина пути света в ячейке с раствором;  $G(x) = 1,61 \cdot 10^{-6}$ , моль/Дж.)

$$D_F = 278 \cdot \Delta(\text{OII}), \Gamma \text{p}, \qquad (11.97)$$

Для фотонного излучения пробег вторичных электронов может быть сравним с размерами дозиметра, что нарушает корректность применения принципа Брэгга – Грея. В этом случае применяются соотношения Бурлина, учитывающие размер полости для фотонов и вторичных электронов; в частности, при мало отличающихся от-

ношениях  $\frac{\mu_{en}/\rho}{dS/(\rho dx)}$  для веществ стенки и полости, применимо со-

отношение Брэгга – Грея; что обусловлено малым различием  $Z_{3\varphi\varphi}$  двух сред; соответствующие данные приведены в табл. 11.5.

Таблица 11.5

Вещество	$\mu_{\epsilon n}/\rho,$ cm <sup>2</sup> /r	<i>dS/</i> (р <i>dx</i> ), МэВ·г <sup>-1</sup> ·см <sup>2</sup>	$\frac{\mu_{en}^{}/\rho}{dS^{\prime}\rho dx}$
Вода	0,0296 2,355		0,126
Полистирол	0,0288	2,305	0,125

Сравнение параметров взаимодействия для дозиметра Фрикке и воды при облучения фотонами изотопа <sup>60</sup>Со

Основные преимущества ферросульфатного дозиметра:

1) независимость значений интегральной дозы от мощности дозы до значений ~  $10^6 \, \Gamma p/c$ ;

2) компонентный состав близок к тканеэквивалентной среде и, следовательно, имеет место незначительная энергетическая зависимость чувствительности; 3) широкий диапазон измеряемых доз: 4 ÷ 40 Гр; при специальных методах приготовления химического раствора диапазон доз может быть расширен до значений 0,4 ÷ 400 Гр.

4) геометрическая форма дозиметра может быть произвольной, что позволяет эффективно использовать его в фантомных измерениях.

#### 3.4. Цериевый дозиметр

В водном растворе используется сульфат церия  $Ce(SO_4)_2$  с добавкой серной кислоты; продукты радиолиза восстанавливают церий четырехвалентный до трехвалентного ( $Ce^{4+} \rightarrow Ce^{3+}$ ) в частности, в результате протекания следующих реакций:

 $\begin{array}{l} \mathrm{H}^{\bullet} + \mathrm{C}\mathrm{e}^{4+} \rightarrow \mathrm{C}\mathrm{e}^{3+} \mathrm{H}^{+} \\ \mathrm{H}_{2}\mathrm{O}_{2} + \mathrm{C}\mathrm{e}^{4+} \rightarrow \mathrm{C}\mathrm{e}^{3+} \mathrm{H}_{2}\mathrm{O}^{\bullet} + \mathrm{H}^{+} \end{array}$ 

Радиационно-химический выход  $G(Ce^{3+}) = 2,34$  молекул/(100 эВ); это значение не зависит от концентрации серной кислоты и от растворенного в воде кислорода. Нижний предел измерения поглощенной дозы составляет ~ 90 ÷ 100 Гр, верхний предел зависит от концентрации ионов Ce<sup>4+</sup> и может достигать значений 10<sup>6</sup> Гр.

Недостатком цериевого дозиметра является эффект самопроизвольных реакций восстановления и окисления до и после облучения, ввиду чего он не получил широкого практического применения.

#### 4. Гель-дозиметрия

Существуют два типа гель-дозиметров: а) на основе раствора Фрикке, внедренного в среду (напр., в желатин) геля; реакции подобны протекающим в дозиметре Фрикке и б) полимерные гели; при облучении идут реакции полимеризации и меняется окраска гелей, содержащих специальные химические окрашивающие добавки. Дозиметры на основе геля с распределенным в нем раствором Фрикке имеют примерно те же характеристики, что и соответствующий жидкостной дозиметр [54, 55]. На рис. 11.22 представлена зависимость значений оптической плотности гель – дозиметра Фрикке от дозы.

В полимерных гелях во время облучения инициируются многочисленные реакции, которые обусловливают конверсию мономеров в полимерные образования и приводят к изменению оптических свойств дозиметра. Так как ~ на 90 % по весу полимерный гель состоит из воды, то начальная стадия всех реакций обусловлена радиолизом воды. Свободные радикалы (типа Н•, ОН•) инициируют процессы полимеризации (сшивка фрагментов реакций с мономерами). Скорость полимеризации зависит скорости образования фрагментов, т.е. от мощности дозы, типа мономеров и их концентрации. Структура пространственного распределения полимеров определяется многими факторами: химическими добавками, их концентрацией, температурой. Реакции процесса полимеризации весьма сложны, и в настоящее время не имеют полного объяснения.



Рис. 11.22. Дозовая зависимость гель-дозиметра на основе раствора Фрике; • – результаты измерений, линия – линейная зависимость

Степень адекватности параметров взаимодействия при переносе частиц в дозиметре и в окружающей среде (стенка) является основным условием незначительной энергетической зависимости конкретного дозиметра. Для фотонного излучения основную роль играют коэффициенты ослабления фотонов  $\mu/\rho$  и поглощения энергии ( $\mu/\rho$ )<sub>еп</sub>, удельные ионизационные потери энергии ( $S/\rho$ )<sub>соl</sub> вторичных электронов и степень их упругого рассеяния в средах, определяемая величиной удельного массового среднеквадратичного угла рассеяния:

$$\frac{\overline{\Theta}^2}{\rho} = \pi \left(\frac{2r_e \cdot Z}{(\tau+1) \cdot \beta^2}\right)^2 \cdot \frac{N}{A} \left\{ \ln \left[1 + \left(\frac{\theta_m}{\theta_\mu}\right)^2\right] - 1 + \left[1 + \left(\frac{\theta_m}{\theta_\mu}\right)^2\right]^{-1} \right\}, \quad (11.98)$$

где  $\theta_m$  и  $\theta_\mu$  углы экранирования (учет конечных размеров ядра) и с учетом орбитальных электронов соответственно; *Z* и *A* – атомный номер и атомный вес вещества;  $\tau = T/mc^2$ ,  $\beta = v/c$ , *T* – энергия электрона.

Все вышеперечисленные параметры усредняются по многокомпонентным средам в соответствии с их весовым составом, например, для коэффициента

$$\frac{\overline{\mu}}{\rho} = \sum_{i} w_{i} \cdot \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{i}, \qquad (11.99)$$

где  $W_i$  – относительная массовая доля *i*- го компонента в веществе.

Так же рассчитываются величины  $(S/\rho)_{col}$  и  $\frac{\overline{\Theta}^2}{\rho}$ . Для фотонов

значения коэффициентов принимаются для начальной энергии, для электронов – для средней энергии действующих в средах энергетических распределений. Сравнение трех величин для каждой среды позволяет сделать выводы о степени различия основных параметрах полей излучения, определяющих процессы взаимодействия и энергопоглощения. Типичные данные основных параметров гель – дозиметров и воды сравниваются в табл. 11.6; имеет место незначительное различие значений, определяющих энергетическую чувствительность дозиметров.

	$\mathcal{W}_{ m H}$	$W_{ m N}$	$W_{ m O}$	$w_{ m c}$	р,гсм <sup>-3</sup>	Z эфф	$\rho_{e,x10^{29},1/M}^{3}$
Гель	0,104	0,0115	0,798	0,085	1,024	7,35	3,40
Вода	0,112	-	0,888	-	1,0	7,42	3,34

Сравнение некоторых параметров гель-дозиметров и воды

Основная область применения дозиметрических систем на основе гелей – исследования пространственных дозовых распределений (3D-геометрия).

#### 5. Калориметрическая дозиметрия

Три метода измерения поглощенной энергии ионизирующего излучения принято считать абсолютными:

- ионизационный метод;
- химический метод с использованием дозиметра Фрикке;
- калориметрический метод.

Последний метод считается наиболее точным.

В основе калориметрического (или теплового) метода определения поглощенной энергии ионизирующего излучения лежит измерение разности температур облученного и необлученного объекта.

Поглощенная в веществе доза  $\overline{D}$ , средняя по объёму объекта, пропорциональна увеличению температуры на величину  $\Delta T$ :

$$D = c_m \cdot \Delta T \cdot k_{\tau \pi}, \qquad (11.100)$$

- где  $c_m$  удельная теплоёмкость, кал/(г·°С); калория определяется как количество энергии, которое требуется для нагревания 1 г воды на 1 градус (при t = 15 °С); 1 кал = 4,185 Дж и 1 кал/(г·°С) = 4185 Дж/(кг·°С);
  - $k_{\pi\pi} = (E_a E_t) / E_a$  величина термического дефекта, который определяет долю поглощенной энергии  $E_a$ , нереализованной в тепло из-за возможного протекания химических реакций с энергией  $E_t$  (экзотермические и эндотермические).

При поглощенной дозе 1 Гр в воде изменение температуры составляет ~ 0,25  $10^3$  град C; в графите соответствующее значение ~ 1,45  $10^3$  град C. Такие экстремально малые температурные изменения, которые необходимо измерять, обусловливают основные трудности в реализации данного метода, т.е., практически необходимы достаточно большие величины поглощенных доз. Значение удельной теплоёмкости зависит от температуры, но при малых изменениях  $\Delta T$  её можно считать практически постоянной.

Калориметр – устройство, состоящее из калориметрического тела (поглотителя), конструктивно теплоизолированного от внешней среды и имеющего контактные температурные датчики.

Для измерения разности значений температур с погрешностью 1 % требуется проведение измерений температуры на уровне  $10^{-5}$ °C. Используются, в частности, термисторы – полупроводниковые датчики температуры на основе оксидов металлов.

Энергетический баланс в поглотителе при его стационарном облучении в некотором интервале времени dt, в течение которого температура поглотителя увеличивается на dT, соответствует следующему равенству:

$$D \cdot dt = c_m \cdot dT + k_\tau \cdot S \cdot (T - T_0), \qquad (11.101)$$

где  $\dot{D}$  – мощность поглощенной дозы в поглотителе;

*Т* – текущая температура поглотителя;

*T*<sub>0</sub> – температура оболочки калориметра;

S – площадь поверхности поглотителя;

*k*<sub>*r*</sub> – коэффициент теплоотдачи поглотителя.

Коэффициент теплоотдачи  $k_{\tau}$  включает все каналы утечки тепла, основные из которых следующие: потери на излучение, конвекцию за счет наличия молекул газа (или при вакууме остаточных молекул) эффект теплообмена при передаче тепловой энергии молекулам газа, эффект теплопроводности посредством конструктивных и измерительных элементов. Начальное условие: при t = 0,  $T = T_0$ . Решение уравнения (11.101) при  $T_0 = \text{const}$  (поддержание постоянной температуры оболочки –изотермический режим):

$$\Delta T = \frac{\dot{D}}{k_{T} \cdot S} \cdot \left[ 1 - \exp(-\frac{k_{T} \cdot S}{c_{m}} t) \right], \qquad (11.102)$$

где  $\Delta T = T - T_0$  – измеряемая разность температур в момент окончания облучения и до облучения.

Через достаточно большой интервал времени облучения ( $t \to \infty$ ) наступает состояние теплового равновесия:

$$\Delta T = \frac{\dot{D}}{k_r \cdot S} \,. \tag{11.103}$$

При малых временах облучения, при условии  $\frac{k_{\tau} \cdot S}{c_m} t \ll 1$  из

уравнения (11.102) следует:

$$\Delta T = \frac{\dot{D}}{c_m} \cdot t \,. \tag{11.104}$$

Другой режим функционирования калориметра обеспечивается при выполнении условия  $T \simeq T_0$ , т.е. в течение облучения температура оболочки следует за температурой поглотителя. Это – адиабатический режим, при котором сводятся к минимуму потери на теплоотдачу. При таком режиме уравнения баланса сводится к простому соотношению:

$$\dot{D} \cdot dt = c_m \cdot dT \,, \tag{11.105}$$

решение которого совпадает с уравнением (11.104).

Основные области применения теплового метода дозиметрии – измерения поглощенной энергии в пучках ускорителей заряженных частиц, тормозного излучения и мощных радиоактивных источников [56 ÷ 59].

Положительные особенности калориметрического метода:

• абсолютный детектор поглощенной энергии ионизирующего излучения;

• возможность использования в качестве поглотителей излучения веществ, идентичных по составу объектам, в которых необходимо определить дозу;

• в качестве поглотителей могут использоваться твердые и жидкие вещества с относительно малыми значениями термического дефекта и тепловыми утечками;

• отсутствует зависимость от линейных потерь энергии заряженных частиц;

• радиационная стойкость калориметров определяется в основном стойкостью термисторов.

Недостатки метода:

• диапазон измерений ограничен большими дозами;

• сложность конструкции измерительного комплекса;

• в диапазоне, близком к нижнему пределу измерений, значительно влияние тепловых утечек;

• в некоторых пластиках – поглотителях тепловой дефект может достигать ~ 4 %.

Существует большое разнообразие конструктивных особенностей калориметров, применяемых в дозиметрии ионизирующих излучений для решения конкретных задач.

# 6. Актуальные проблемы

Наиболее широко из семейства интегральных дозиметров интегральные дозиметры сейчас используются люминесцентные дозиметры (ТЛД-, ОСЛ- и РФЛ-детекторы). Их теория в настоящее время достаточно хорошо разработана. Вместе с тем отметим ряд недостаточно исследованных вопросов:

• влияние предыдущей «истории» ТЛД (режим облучения и тепловой обработки) на результаты измерений; повторное использование дозиметра может быть сопряжено с неоднозначностью его показаний в идентичных радиационных полях;

• эффект теплового «отжига» в процессе считывания информации, обусловливающий неконтролируемую потерю числа заполненных электронных ловушек; величина этого эффекта не описывается теоретически и оценивается на основании эмпирических поправок;

• степень влияния теплового или механического воздействия на дозиметр в период времени между окончанием облучения и началом измерения;

• проблема определения величины эффективности светового выхода люминесценции, которая зависит от двухэтапного процесса: поглощения энергии ионизирующего излучения с образованием заполненных электронных ловушек и эффектов захвата электронов на различных ловушках и центрах рекомбинации; • сложность реализации измерений ОСЛ в режиме квазиреального времени.

К основным проблемным вопросам при использовании фотографического метода дозиметрии относятся следующие:

• зависимость результатов измерений от параметров процесса химической обработки облученных пленок для корректного воспроизведения результатов измерений;

• существенная энергетическая зависимость чувствительности для фотонов в низкоэнергетическом диапазоне (< 100 кэВ);

• уменьшение части активированных зерен в период хранения перед химической обработкой;

• неконтролируемый момент достижения насыщения оптической плотности почернения.

Основные сложности реализации химического метода дозиметрии в основном следующие:

• технология приготовления и хранения дозиметрических растворов с необходимой степенью чистоты;

• эффект самопроизвольных реакций восстановления и окисления до и после облучения химической дозиметрической системы.

• В качестве проблемных моментов калориметрического метода дозиметрии можно указать следующие:

• диапазон измерений ограничен большими дозами;

• сложность реализации комплекса для измерений малых изменений температуры облучаемого образца;

• возможно значительное влияние тепловых утечек.

Устранение или, по крайней мере, смягчение отмеченных выше недостатков в каждом из методов является актуальной задачей в области радиационной дозиметрии с помощью интегральных дозиметров.

## Список литературы

1. B.C. Bhatt and M.S. Kulkarni. Worldwide Status of Personnel Monitoring using Thermoluminescent (TL), Optically Stimulated Luminescent (OSL) and Radiophotoluminescent (RPL) Dosimeters // Intern. Journ. of Luminesc. and Appl. 2013. V.3(1), Article ID:002, P.6–10.

2. Gad Shani. Radiation Dosimetry. Instrumentation and Methods. – 2nd ed. CRC Press, 2001.

3. N. A. Larsen. Dosimetry Based on Thermally and Optically Stimulated Luminescence. Dissertation, RisØ Nat. Lab., Denmark. 1999. P.1–121.

4. A.J.J. Bos. Theory of termoluminescence // Rad. Measur. 2007. V. 41, P.45–56.

5. R. Chen, V. Pagonis, J.L. Lawless. Nonlinear dose dependence of TL and LM-OSL within the one trap–one center model // Rad. Measurements. 2010. V.45, P.277–280.

6. R Chen, V Pagonis and J L Lawless. Simulation of the Nonlinear Dose Dependence of Stabilized Point Defects // 11th Europhysical Conference on Defects in Insulating Materials (EURODIM 2010) IOP Publishing, IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering, 2010. V.15, P.1–6.

7. R Chen, V Pagonis and J.L. Lawless. The nonmonotonic dose dependence of optically stimulated luminescence in  $Al_2O_3$  :C: Analytical and numerical simulation results // J. Appl. Phys. 2006. V.99, P.3–9.

8. J.L. Lawless, R. Chen, V. Pagonis. Sublinear dose dependence of thermoluminescence and optically luminescence prior to the approach to saturation level // Rad. Measurements. 2009.V.44(5–6), P.606–610.

9. E. Cruz-Zaragoza, P.R.Gonzalez, J.Azorn, C.Furetta. Heating rate effect on thermoluminescence glow curves of LiF:Mg,Cu,P+PTFE phosphor // Appl. Rad. and Isotopes. 2011. V.69, P.1369–1373.

10. Иванов В. И. Курс дозиметрии. М.: Энергоатомиздат, 1988.

11. M.S. Rasheedy, M.A. El-Sherif, M.A. Hefni. Determination of the trapping parameters of thermoluminescent glow peaks of  $K_2YF_5$ :Ce by three points method // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 2007. V. B258, P.440–444.

12. A. Larsen, S. Greilich, M. Jain, A.S. Murray. Developing a numerical simulation for fading in feldspar // Rad. Measurements. 2009. V.44, P.467–471.

13. V.S. Kortov, I.I. Milman, V.I. Kirpa and J. Lesz. Thermal quenching of TL in  $\alpha$  – Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> dosimetric crystal // Rad. Prot. Dosimetry. 1996. V.65(1–4), P.255–258.

14. L.A. Kappers, R.H. Bartram, D. Hamilton, A. Lempicki, J. Glodo. Thermal quenching and electron traps in LSO // Journ. of Luminescence, 2003. V.102–103, P.162–165.

15. V. Pagonis, C. Ankjærgaard, A.S. Murray, M. Jain, R. Chend, J. Lawless, S. Greilich. Modelling thethermal quenching mechanism in quartz based on time –resolved optically stimulated luminescence // Journ. of Luminescence, 2010.V.130, P.902–909.

16. B. Subedi, G. Kitis, and V. Pagonis. Simulation of the influence of thermal quenching on thermoluminescence glow-peaks // Phys. Stat. Solidi. 2010. V.A207(5), P.1216–1226.

17. H. K. Hanh at. al. Thermoluminescence properties of isostructural  $K_2YF_5$  and  $K_2GdF_5$  crystals doped with  $Tb^{3+}$  in response to  $\alpha$ ,  $\beta$  and x-ray irradiation // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 2010. V.B268, P. 3344–3350.

18. M. Moscovitcha, Y.S. Horowitz. Thermoluminescent materials for medical applications: LiF:Mg,Ti and LiF:Mg,Cu,P // Rad. Measurements. 2007. V.41, P.71–77.

19. P.R. Gonzalez, C. Furetta, B.E. Calvo, M.I. Gaso, E. Cruz-Zaragoza. Dosimetric characterization of a new preparation of  $BaSO_4$  activated by Eu ions. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res // 2007. V. B260, P.685–692.

20. I.C. Munoz, E. Cruz-Zaragoza, A. Favalli, C. Furetta. Thermoluminescence property of  $LiMgF_3$  erbium activated phosphor", Appl. Rad. and Isotopes // 2012. V.70, P.893–896.

21. M. Sardar and M.Tufail. Applicability of natural colourless topaz as a high-energy beam dosimeter // Appl. Rad. and Isotopes. 2012. V. 70, P.897–900.

22. H. Riesen and Z. Liu. Optical Storage Phosphors and Materials for Ionizing Radiation // in «Advances in Cancer Therapy». Ed. by H. G. Muhtasib. Published online: URL www.intechopen.com. 2011. P.625–648.

23. K. Madhukumar. Thermoluminescence dosimetry of rare earth doped calcium aluminate phosphors // Bull. Mater. Sci. 2006. V.29 (2), P.119–122.

24. S.V. Nikiforov, V.S.Kortov. Effect of deep traps on sensitivity of TLD-500 thermoluminescent detectors // Rad. Measurements. 2010. V. 45. P.527–529.

25. V Natarajan. Application of spectroscopic techniques in the radiation dosimetry of glasses: An update IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering. 2009. V.2, P.231–239. 26. D.Y. Huang and S.M. Hsu. Radio–Photoluminescence Glass Dosimeter (RPLG). In «Advances in Cancer Therapy». Ed. by H.G. Muhtasib. Published online (2011), URL www.intechopen.com. P.554– 568.

27. V. Pagonis, S. Mian, R. Mellinger, K. Chapman. Thermoluminescence kinetic study of binary lead-silicate glasses // Journ. of Luminesc. 2009. V.129, P.570–577.

28. Y.Miyamoto. Emission mechanism of radiophotoluminescence in Ag–doped phosphate glass // Rad. Measur. 2010. V.45, P.546–549.

29. F. Aaki. Application of a radiophotoluminescent glass plate dosimeterfor small field dosimetry // Med. Phys. 2005. V.32(6), P. 1548–1554.

30. P.G. Benny and B.C. Bhatt, High-level gamma dosimetry using phototransferred thermoluminescence in quartz // <u>Appl. Rad. and Iso-topes.</u> 2002. V. <u>56(6)</u>, P.891–894.

31. M.S. Akselrod, L. Bøtter-Jensen, S.W.S. McKeever. Optically stimulated luminescence and its use in medical dosimetry // Rad. Measurements. 2007. V.41, P.78–99.

32. G. Kitis, C. Furetta and V. Pagonis. Mixed–order kinetics model for optically stimulated luminescence // Mod. Phys. Lett. 2009. V. B23(27). P.3191–3207.

33. R. Chen and V Pagonis. A unified presentation of thermoluminescence (TL), phosphorescence and linear-modulated optically stimulated luminescence (LM-OSL) // J. Phys. D: Appl. Phys. V. 41. P.1–6.

34. R. Chen, V. Pagonis, J.L. Lawless. A new look at the linearmodulated optically stimulated luminescence (LM–OSL) as a tool for dating and dosimetry // Rad. Measurements. 2009. V.44. P.344–350.

35. R. Gaza, S.W.S. McKeever and M.S. Akselrod. Near-real-time radiotherapy dosimetry using optically stimulated luminescence of  $Al_2O_3$ :C: Mathematical models and preliminary results // Med. Phys. 2005. V.32(4), P.1094–1102.

36. R. Chen, V. Pagonis, J.L. Lawless. On the initial-occupancy dependence of some luminescence phenomena under the one-trap-one-recombination-center (OTOR) model // Rad. Measurements. V.45. 2010. P.147–150.

37. M. Tsuda. A Few Remarks on Photoluminescence Dosimetry with High Energy X-Rays. Tokai University Hospital.Dosimetry. 1971. P.709 –717.

38. M. Zahedifar, M. Mehrabi. Thermoluminescence and photoluminescence of cerium doped CaSO<sub>4</sub> nanosheets // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 2010. V.B268. P.3517–3522.

39. X. R. Zhu at. al. Evaluation of Kodak EDR2 film for dose verification of intensity modulated radiation therapy delivered by a static multileaf collimator // Med. Phys. 2002. V.29(8), P.1687–1692.

40. L. J. Bos at.al. Interinstitutional variations of sensitometric curves of radiographic dosimetric films. // Med. Phys. 2002. V.29(8). P. 1772–1780.

41. X.R. Zhu at.al Characteristics of sensitometric curves of radiographic films // Med. Phys. 2003. V. 30(5), P.912–919.

42. B.J. Gerbia and D.A. Dimitroyannis. The response of Kodak EDR2 film in high-energy electron beams // Med. Phys. 2003. V.30 (10). P. 2703–2705.

43. R.L. Stern, J. Kurylo, C.H. Siantar, J. Lehmann, Z. Goldberg. Film dosimetry in the peripheral region using multiple sensitometric curves // Med. Phys. 2004. V.31(2), P.327–332.

44. A. Anitori, A. Ricci, M. Russo, S. Trivisonne, L. Chiatti. Filmdensitometric verification of the Hogstrom algorithm used in "PLATO" treatment planning system (TPS) // Physica Medica. 2008. V.24. P.169–174.

45. Åsa Palm, A.S. Kirov, T. LoSasso. Predicting energy response of radiographic film in a 6 MV x-ray beam using Monte Carlo calculated fluence spectra and absorbed dose // Med. Phys. 2004. V.31(12). P. 3168–3178.

46. I. Ali, C. Costescu, M. Vicic, J.F. Dempsey, J.F. Williamson. Dependence of radiochromic film optical density post–exposure kinetics on dose and dose fractionation // Med. Phys. 2003. V. 30(8), P.1958–1967.

47. N.L. Childress, M. Salehpour, L. Dong, C. Bloch, R.A. White, I.I. Rosen. Dosimetric accuracy of Kodak EDR2 film for IMRT verifications // Med. Phys. 2005. V.32(2). P.539–548.

48. M.J. Butsona, P.K. N. Yua, T. Cheunga, P. Metcalfe. Radiochromic film for medical radiation dosimetry // Mat. Sci. and Eng. 2003. V.41. P.61–120.

49. O.A. Zeidan, J.G. Li,D. A. Low, J.F. Dempse. Comparison of small photon beams measured using radiochromic and silver–halide films in solid water phantoms // Med. Phys. 2004. V.31(10), P.2730–2737.

50. Милинчук В.К. Радиационная химия. // Соровский образовательный журнал. 2000. V.6(4), С.24–29.

51. Генералова В.В., Гурский М.Н. Дозиметрия в радиационной технологии. М.: Изд. стандартов, 1981.

52. C K Ross, N V Klassen, K.R. Shortt and G.D. Smith. A direct comparison of water calorimetry and Fricke dosimetry // Phys. Med. Biol. 1989. V.34(1), P.23–42.

53. A. Palma and O. Mattsson. Experimental determination of beam quality conversion factors  $k_Q$  in clinical photon beams using ferrous sulphate Fricke dosimetry // Med. Phys. 2002. V.29(12). P.2756–2762.

54. C.C. Cavinato,L.L.Campos. Energy dependent response of the Fricke gel dosimeter prepared with 270 Bloom gelatin for photons in the energy range 11.93 keV–6 MeV. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 2010. V.A619, P.198–202.

55. A.J. Venning, K.N. Nitschke, P.J. Keall, C. Baldocka. Radiological properties of normoxic polymer gel dosimeters // Med. Phys. 2005. V. 32(4), P.1047–1053.

56. "Practice for use of calorimetric dosimetry systems for electron beam dose measurements and routine dosimetry system calibration", Iso/Astm dis 51631:2011(E).

57. A. Millera, A. Kovacsb, F. Kuntzc. Development of polystyrene calorimeter for application at electron energies down to 1.5 MeV // Radiation Physics and Chemistry. 2002. V.63, P.739–744.

58. C.K. Ross, N.V. Klassen, K.R. Shortt and G.D. Smith. A direct comparison of water calorimetry and Fricke dosimetry // Phys. Med. Biol. 1989. V.34(1), P.23–42.

59. P.P. Panta, W. Głuszewski. Specific heat of selected graphites used in calorimetry of electron beam and its influence on the accuracy of measurement of large dose // Nukleonika; V.50(Suppl. 2), P.55–57.

# Глава 12. Дозиметрия импульсными детекторами

#### 1. Введение

Во многих случаях детекторы токового типа, например ионизационные камеры, оказываются недостаточно чувствительными. Отдельные акты взаимодействия фотонов или электронов приводят к появлению импульсов тока на выходе детектора, но амплитуда их чрезвычайно мала, происходит интегрирование на ёмкости детектора, соединительных проводов и, как правило, на дополнительной ёмкости, устанавливаемой для сглаживания флуктуаций. С другой стороны, сцинтилляционные детекторы, пропорциональные счётчики, газоразрядные счётчики обладают мощным внутренним усилением. Это создаёт предпосылки регистрировать сигналы от каждого акта взаимодействия. При этом величина сигнала в одних детекторах пропорциональна поглощённой в детекторе энергии от отдельно взятой частицы, провзаимодействовавшей в детекторе; в других импульсных детекторах амплитуда и форма сигнала почти стандартны.

Импульсные детекторы при сравнимых массах вещества детектора обладают более высокой чувствительностью, чем токовые (зарядовые) детекторы. Импульсы со счётчиков усиливаются и поступают на электронную схему, которая накапливает суммарный заряд импульсов. Такой прибор был применён Херстом и Ритчи для дозиметрии быстрых нейтронов, при этом регистрировали сигналы от протонов отдачи [1].

Отсечка шума и импульсов, вызванных фотонами, соответствует порогу регистрации протонов ~ 100 кэВ. Скорее всего, современные специалисты в области ядерного приборостроения для регистрации суммарного заряда применили бы схему аналогоцифрового преобразования (АЦП): амплитуда каждого импульса превращается в определённую последовательность сигналов и происходит их суммирование. Херст и Ритчи пошли другим путём и, хотя принцип электронной схемы ими не раскрыт, попытаемся определить его. Пусть со счётчика идёт поток сигналов N(V), где V – амплитуда импульса, пропорциональная поглощённой энергии от частицы (протона отдачи). Тогда интеграл  $\int_0^\infty N(V)VdV$  – пропорционален поглощённой энергии в объёме счётчика. Интегральный спектр импульсов равен:

$$N(V > V_i) = \int_{V_i}^{\infty} N(V) dV.$$
(12.1)

Рассмотрим интеграл  $\int_0^\infty N(V)VdV_i$  и возьмём его по частям, изменив порядок интегрирования,

$$\int_0^\infty N(V)VdV = -\left[V\int_\infty^0 N(V)dV\right] + \int_\infty^0 \left[\int_\infty^V N(V)dV\right]dV. \quad (12.2)$$

Левый член суммы при подстановке верхнего предела обращается в нуль, так как при подстановке верхнего предела V = 0, а при подстановке нижнего предела  $\int N(V) dV$  будет равен нулю из-за конечности спектра. Второе слагаемое – интеграл от интегрального спектра. Таким образом, значение дозы пропорционально интегралу от интегрального спектра.

Херст и Ритчи [1] применили набор интегральных дискриминаторов, число выходных импульсов которых суммировалось. Чтобы уменьшить подпороговые потери был применён искусственный приём добавления единицы, если срабатывал только "младший" дискриминатор. Вряд ли возможно и целесообразно использовать данную систему для дозиметрии фотонов из-за малости потерянной энергии в объёме счётчика. Пусть счётчик наполнен этиленом до давления в 1 атмосферу. Примем диаметр счётчика равным 5 см. Плотность этилена равна 1,25 мг/см<sup>2</sup>, так что диаметр соответствует пробегу частицы 6,25 мг/см<sup>2</sup>. Таким пробегом обладают протоны с энергией около 2 МэВ и электроны с энергией 60 кэВ. Для электрона с энергией 2 МэВ потеря энергии при пролёте вдоль диаметра может быть оценена как  $\frac{dE}{dx} \cdot 6,25 = 12$  кэВ. Таким образом, отношение сигналов от протона и электрона с энергиями 2 МэВ будет больше 150.

Судя по экспонатам, представленным на международных выставках, пропорциональные счётчики в ряде стран широко применяют для измерения кермы нейтронного излучения.

## 2. Пропорциональные счётчики в дозиметрии

Пропорциональный счётчик – это газонаполненный детектор. Счётчики наполняются электроположительными газами (инертные газы, метан, пропан, этилен и т.д.). Внутри счётчика создают резко неоднородное электрическое поле. Для этого используют металлические нити, например из золочёного вольфрама, диаметром 30÷50 мкм. Цилиндрический катод счётчика имеет диаметр 1÷5 см.

Корф и Роуз [10] приняв сечение ионизации пропорциональным энергии электрона, а скорость большинства электронов соответствует энергии ионизации газа (J<sub>ион</sub>), получили выражение для коэффициента газового усиления (КГУ):

$$K\Gamma \Psi = \exp\left[k \sqrt{\frac{U \cdot r_a \cdot p}{\ln \frac{r_k}{r_a}}} \left(\sqrt{\frac{U}{U_{\rm kp}} - 1}\right)\right], \qquad (12.3)$$

где k – некоторая константа, зависящая от сорта газа, используемых единиц; U – разность потенциалов между анодом и катодом;  $r_a$  и  $r_k$  – радиусы анода и катода (принята цилиндрическая геометрия); p – давление газа;  $U_{\rm kp}$  – критическая разность потенциалов, при которой счётчик из режима камеры переходит в режим пропорционального счётчика, т.е. в районе анодной нити образуется дополнительный электрон за счёт ударной ионизации.

Введем понятие перенапряжения -  $\Delta U$ ,  $U = U_{\rm kp} + \Delta U$ . Обычно  $\Delta U < U_{\rm kp}$ . Очень грубо оценим  $U_{\rm kp}$ . Пусть средняя длина пробега электрона  $\lambda$ . Тогда, для того чтобы в районе нити произошло соударение с передачей энергии ~  $J_{\rm ион}$ , необходимо

$$\frac{1}{2} \left[ \frac{U_{\rm Kp}}{(r_a + \lambda) \ln \frac{r_{\rm K}}{r_a}} + \frac{U_{\rm Kp}}{r_a \ln \frac{r_{\rm K}}{r_a}} \right] e \ \lambda = J_{\rm HOH}.$$

Откуда

$$U_{\rm Kp} = \frac{2J_{\rm Kp} \cdot r_a \cdot (r_a + \lambda)}{\lambda \cdot (2r_a + \lambda)} \cdot \ln \frac{r_k}{r_a}$$

Пусть значение  $\lambda_0$  известно при определённом давлении газа  $p_0$ .

При другом давлении  $\lambda = \frac{\lambda_0 p_0}{p}$ . Обычно  $\lambda \ll r_a$ . Тогда

$$U_{\rm kp} = 2J \cdot \frac{p}{p_0} \cdot \frac{r_a}{\lambda_0} \cdot \ln \frac{r_k}{r_a}.$$

Выражение Корфа и Роуза преобразуется в формулу, удобную для анализа:

$$K\Gamma \Psi = \exp\left[k\sqrt{\frac{U\cdot\Delta U^2\cdot\lambda_0^2\cdot p_0^2}{16J_{\text{HOH}}\cdot p\cdot r_a\cdot(\ln\frac{r_k}{r_a})}}\right]$$
(12.4)

Видно, что КГУ увеличивается при увеличении U, уменьшении p и  $r_a$ . Импульс тока в пропорциональном счётчике пропорционален потерянной энергии первичной частицы. При большой плотности первичного заряда электронов в объеме счётчика возникает облако положительных ионов, которые медленно смещаются к катоду. Объёмный заряд уменьшает напряжённость поля, и счётчик переходит в режим ограниченной пропорциональности. Попадание в объём счётчика кислорода, водяного пара и некоторых других газов резко уменьшает КГУ за счет прилипания электронов к молекулам газа. Амплитуда импульса в пропорциональном счётчике пропорциональна поглощённой энергии от отдельных частиц. Для электронов пропорциональный режим сохраняется до КГУ =  $10^5 \div 10^6$ , для  $\alpha$ -частиц – до  $10^2$ .

Пропорциональные счётчики в ряде стран применяют как дозиметры быстрых нейтронов. Внутрь металлического цилиндра вставляют полиэтиленовую трубку. Толщина её стенки соответствует пробегу самого энергичного протона отдачи. Внутренняя поверхность покрывается тончайшим токопроводящим материалом (алюминий, графит). Счётчик наполняют этиленом. В результате такой детектор соответствует гомогенной ионизационной камере, но с внутренним газовым усилением. Изменяя значение анодного напряжения, можно добиться избирательной регистрации большинства импульсов от протонов отдачи.

## 3. Газоразрядные счётчики в дозиметрии фотонного излучения

Дозиметры с газоразрядными счётчиками являются самыми распространёнными приборами для целей радиационной безопасности. Они просты и надёжны в эксплуатации. Их используют и в пунктах контроля радиационной обстановки вокруг атомных объектов, и в системе аппаратурного контроля радиационной безопасности (АКРБ) на АЭС, и в большинстве бытовых дозиметровиндикаторов.

Разряд внутри счётчиков является разновидностью нестабильного коронного разряда. Электроны, образованные ионизирующей частицей, дрейфуют к аноду и собираются в прианодном пространстве за время порядка  $10^{-8}$  с. Возле анодной нити, как и в пропорциональном счётчике, происходит лавинообразное размножение электронов. Облако положительно заряженных ионов понижает напряжённость электрического поля. В отличие от пропорциональных счётчиков, в развитии разряда особое значение принадлежит фотонам ультрафиолетового излучения, выбитыми ионами из катода счётчика. Они сами способны ионизовать газ. В результате разряд охватывает всю нить. Разряд в счётчике движется вдоль нити со скоростью  $10^6 \div 10^7$  см/с, и это определяет время нарастания импульса тока.

Чехол образованных положительных ионов дрейфует к катоду и достигает его за время порядка 10<sup>-4</sup> с. Многоатомные добавки обладают большим сечением захвата ультрафиолетовых фотонов. Например линейный коэффициент ослабления таких фотонов при 1 атмосфере достигает 500 см<sup>-1</sup>, метан при парциальном давлении 1 мм рт. ст. полностью поглощает фотоны в диапазоне длин волн от 100 до 160 нм.

Отечественная промышленность выпускает исключительно самогасящиеся счётчики. В дозиметрии, как правило, применяются галогеновые счётчики. В наполнении счётчиков смесью газов исходят из условия: энергия возбуждения основного газа должна превосходить энергию ионизации молекул примеси. Такая примесь позволяет понизить начальное напряжение из-за уменьшения требуемой энергии электронов вследствие неупругих столкновений молекул. Обычно счётчики наполняют неоном с примесью паров  $Br_2$  в количестве менее 1 %. Потенциал возбуждения неона 16,6 эВ, потенциал ионизации  $Br_2 - 12,8$  эВ, а атомарного брома – 11,8 эВ. Пары галогенов являются электроотрицательными газами, поэтому их парциальное давление не превосходит 0,5 мм рт. ст.

Плато счётной характеристики простирается от 360 до 420 В. Большая амплитуда сигнала позволяет работать в области ограниченной пропорциональности при напряжении 320 ÷ 340 В.

Газоразрядные счётчики обладают большим мёртвым временем, что ограничивает их использование при больших мощностях дозы. Поэтому в этих случаях применяют счётчики со спиральным катодом, используют пониженное напряжение питания и дискриминаторы-формирователи импульса с малым уровнем дискриминации. Трост, изобретатель самогасящихся счётчиков, предложил при больших мощностях дозы использовать батарею из нескольких малых счётчиков вместо одного большого. Он в 15 раз уменьшил мёртвое время и добился совокупной скорости счёта около 10<sup>6</sup> имп/с.

Наша промышленность выпускает несколько типов многонитяных счётчиков, например СБТ-10. При работе на общую нагрузку усилителя или дискриминатора необходимо, чтобы срабатывание одного из счётчиков не выводило из режима другие счётчики за счёт импульсного понижения напряжения. Поэтому напряжение на счётчик подаётся через делитель напряжения, а сигнал снимается со средней точки делителя.

Скорость счёта одиночного счётчика вначале растёт линейно с мощностью дозы. При дальнейшем увеличении мощности дозы скорость счёта выходит на довольно широкое плато, а затем резко уменьшается до нуля, как говорят, счётчик "захлёбывается". Конечное значение области линейности называют предельной мощностью дозы и скоростью счёта.

В качестве примера рассмотрим два счётчика. Один имеет диаметр 18 мм и рабочую длину 100 мм, другой 3 мм и 20 мм соответственно. Для первого счётчика предельная мощность дозы равна 0,30 мкГр/с при скорости счёта 4,7 · 10<sup>3</sup> имп/с. Для другого, малого, счётчика – 83 мкГр/с и 2,2 · 10<sup>4</sup> имп/с. Интересно отметить, что предельные мощности дозы различаются в 270 раз, а скорости счёта менее, чем в 5 раз. При использовании дискриминаторов с большим порогом мёртвые времена для этих счётчиков при скорости счёта 100 имп/с равны 160 и 100 мкс, а при использовании дискриминаторов с малым порогом для предельных скоростей счёта мёртвое время уменьшается до 24 и 12 мкс соответственно.

Следует подчеркнуть, что применение импульсного питания в счётчиках позваляет расширить верхний диапазон мощностей доз на два порядка. При этом частота импульсов не превышает 120 Гц, а длительность импульса 3 мкс [2]. Обратим внимание на дозиметрические характеристики счётчиков. Может показаться, что энергетическая зависимость чувствительности будет неудовлетворительной, так как импульс не зависит от энергии частиц. Рассмотрим счётную эффективность счётчиков как функцию от энергии фотонов. Фотоны взаимодействуют с материалом стенки (катодом) и выбивают электроны, а при высоких энергиях, и позитроны. Часть этих частиц попадает в газовый объём и вызывают разряд. Вслед за рядом авторов напишем формулу для расчёта эффективности регистрации фотонов:

$$\epsilon = a_1(\sigma_{\phi}R_{\phi}) + a_2(\sigma_{\kappa}\bar{R}_{\kappa}) + 2a_3(\sigma_{\Pi}\bar{R}_{n}).$$
(12.5)

Здесь  $\sigma_{\phi}$ ,  $\sigma_{k}$  и  $\sigma_{n}$  – сечения взаимодействия фотонов за счёт фотоэффекта, комптоновского рассеяния и образования пар;  $R_{\phi}$  – пробег фотоэлектрона в материале стенки счётчика.

При комптоновском взаимодействии энергия электронов простирается от нуля до максимально возможной энергии. Поэтому в формуле стоит знак, указывающий, что берётся среднее значение пробега. При образовании пар суммарная энергия позитронов и электронов меньше энергии фотонов на 1,02 МэВ и спектр частиц в грубом приближении имеет равновероятное распределение. Поэтому в формуле используют среднее значение пробега. Коэффициенты  $a_1, a_2, a_3$  учитывают не только размерность величин, но и вероятность выхода электронов в газовую полость. Приведённая формула предполагает, что для каждой энергии фотонов толщина стенки не меньше  $R_{\phi}$ . Зависимости квантовых эффективностей от энергии фотонов для ряда материалов приведена на рис. 12.1 [3]. Там же приведена экспериментальная зависимость. При высоких энергиях фотонов (более 2 МэВ) экспериментальное значение почти в 1,5 раза меньше теоретического.

В реальных обстоятельствах толщина стенки счётчика или стенки и кожуха, окружающего счётчик, фиксирована. Для малых энергий фотонов необходимо вводить поправку на поглощение фотонов наружными слоями стенки  $e^{-\mu(h-R_{\Phi})}$  ( $\mu$  – линейный коэффициент ослабления, h – толщина стенки,  $R_{\Phi}$  – пробег фотоэлектронов).

При высоких энергиях фотонов часть электронов имеют пробег более *h*. В этом случае можно ожидать уменьшение эффективности по сравнению с приведённой выше теоретической оценкой. Ситуация осложняется притоком электронов из окружающих предметов и для голого счётчика в этом случае эффективность оценить нельзя.



Рис. 12.1. Эффективность регистрации фотонов газоразрядными счётчиками с катодом из различных материалов: *1* – алюминий; *2* – висмут; *3* – алюминий; *4* – латунь (*1*, *2*, *4* – расчет; *3* – эксперимент)

Из приведённых графиков видно, что на значительном интервале зависимость эффективности близка к линейной. Таким образом, скорость счёта  $\dot{N} \sim \varphi_{\gamma} \varepsilon_{\gamma} = c \varphi_{\gamma} E$ . Мощность дозы в образцовом веществе может быть записана следующим образом:

$$\dot{D}_0 = \phi_{\gamma} \cdot E \cdot \mu_{en}.$$

Откуда  $\varphi_{\gamma} = \frac{D_0}{E\mu_{en}}$ . и  $\dot{N} = c \cdot \frac{D_0}{\mu_{en}}$ . Значение  $\mu_{en}$  слабо зависит от энергии фотонов в диапазоне от 60 кэВ до 2,2 МэВ и в среднем равно 0,0285 см<sup>2</sup>/г при максимальной неопределённости ± 16%. Поэтому в широком интервале энергий фотонов скорость счёта пропорциональна мощности дозы.

На рис. 12.2 приведена энергетическая зависимость чувствительности для счётчика со стальным катодом толщиной 50 мг/см<sup>2</sup>, что соответствует пробегу электронов с энергией 259 кэВ.



Рис. 12.2. Относительная дозовая чувствительность газоразрядных счётчиков со стальным катодом толщиной 50 мг/см<sup>2</sup> (нормализована для фотонов <sup>137</sup>Cs)

Видно, что в диапазоне от 220 до 1299 кэВ дозовая эффективность постоянна. Для расширения диапазона в сторону меньших энергий применяют фильтры из материалов с большим Z. В приборе "Стриж" использован счётчик СБМ-21, дозовая эффективность в диапазоне от 0,05 до 0,5 МэВ изменялась в 3,6 раза. Б. В. Поленов предложил окружать счётчик кадмиевым чехлом. Для уменьшения провала чувствительности к фотонам малой энергии в Cd сделана перфорация, что обеспечило погрешность измерения доз не более  $\pm$  25 % в диапазоне 0,05 – 3 МэВ. Подчеркнём, что для детекторов, ЭЗЧ которых увеличивается с уменьшением энергий фотонов, стандартным подходом для обеспечения постоянства ЭЗЧ является установка перфорированных фильтров из материала с большим *Z*.

#### 4. Сцинтилляционные дозиметры

#### 4.1. Введение

Более 100 лет назад были обнаружены точечные вспышки зеленого цвета, возникающие в поликристаллическом порошке сульфида цинка под действием α-частиц. На этом эффекте был создан первый сцинтилляционный детектор, в котором светочувствительным элементом был глаз человека. Чтобы видеть вспышки требовалась адаптация глаза в полной темноте. До середины тридцатых годов прошлого века глаз оставался самым чувствительным фотоприёмником, пока советский учёный Кубецкий не изобрёл первый в мире электроннооптический прибор, основанный на эффекте вторичной эмиссии электронов из последовательно расположенных электродов. В приборе Кубецкого для поворота пучка вторичных электронов в нужном направлении использовалось магнитное поле.

Позднее, ознакомившись с работами Кубецкого, американский учёный, русский по происхождению, П. Зворыкин изобрёл фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) с электростатической фокусировкой потока электронов. Так началась эра сцинтилляционных детекторов, применяемых в ядерной физике. ФЭУ имеют чувствительность, многократно превосходящую чувствительность человеческого глаза, и при надлежащей компоновке в устройства электронной техники позволили наблюдать детали сцинтилляционного процесса. Оказалось, что максимум сцинтилляционной вспышки наблюдается через короткий временной интервал, время разгорания. Для кристаллов NaI(Tl) время разгорания составляет 6 нс, CsI(Tl) - 22 нс, стильбена - 0,1 нс, пластмассовых сцинтилляторов – 0,4 нс, некоторых жидких сцинтилляторов – 0,07 нс. Далее наблюдается спад выхода световых фотонов. При этом в большинстве случаев наблюдается быстрый и медленный экспоненциальный ход кривой высвечивания. Интенсивность быстрого компонента светового импульса составляет 80 – 90 % полной интенсивности
света. Интенсивность быстрого компонента определяется строением электронных оболочек атомов, входящих в состав сцинтиллятора, и не зависит от энергии ионизирующей частицы. Медленных компонентов высвечивания может быть несколько. Медленные компоненты световых вспышек определяются процессами рекомбинации положительных и отрицательных носителей заряда, созданных прямо ионизирующей частицей. Интенсивность медленных компонентов не превышает 20 % от общей энергии сцинтилляционной вспышки и зависит от сорта и энергии первичной заряженной частицы. Длительность свечения зависит от строения электронных оболочек молекул сцинтиллятора и плотности ионизации.

Если в сцинтилляторе возникла заряженная частица (или пришла извне), то при её движении возникает электромагнитное поле. Происходит воздействие этого поля на электроны атомов и молекул, атомы и молекулы переходят из основного состояния в возбуждённое или происходит отрыв электрона, т. е. имеет место акт ионизации. При больших скоростях электрона сечение возбуждения оптических разрешённых состояний атома определяется дипольным взаимодействием электрона и атома:

$$\sigma \sim \text{const} \frac{1}{E} \ln \frac{E}{E_i},\tag{12.6}$$

где E – энергия электрона,  $E_i$  – энергия возбуждения. Сечение оптического возбуждения вблизи порога имеет максимум, по порядку величины равный  $10^{-19}$  см<sup>2</sup>.

Важно сравнить передачу энергии возбуждённым состояниям атомов и молекул с передачей энергии на ионизацию. При больших энергиях первичного электрона процесс ионизации молекулы ионизационным ударом происходит с сечением порядка 10<sup>-16</sup> см<sup>2</sup>. Таким образом, сечение оптического возбуждения молекул примерно на три порядка меньше, чем сечение ионизации.

Образование сцинтилляционных вспышек было обнаружено в веществах, находящихся во всех агрегатных состояниях: в газах (благородные газы), жидкостях (например, раствор *p*-терфенила в толуоле), твердых кристаллических телах (NaI, стильбен), пластмассах (*p*-терфенил в полистироле) и аморфных средах (стекло).

### 4.2. Характеристики основных сцинтилляторов, применяемых в дозиметрии

По традиции начнём рассмотрение со щелочных галлоидных кристаллов (табл. 12.1). Все они имеют кубическую решётку. Для увеличения световыхода в кристаллы вводят активирующие добавки, чаще всего Tl. Световыход NaI(Tl) в шесть раз превышает световыход NaI. Монокристалл NaI(Tl) гигроскопичен, пары воды, оседая, разрушают кристалл, он приобретает коричневый цвет. Монокристалл с торца полируют, помещают в металлический корпус со стеклянным окном. Между боковой поверхностью кристалла и противоположным торцом засыпают мелкодисперсный порошок MgO, который служит отражателем света. Толщина засыпки ~ 2 мм. На корпус одевают крышку, которая должна обеспечить герметичность. Кристаллы NaI(Tl) используются для спектрометрии и радиометрии γ-излучения.

Таблица 12.1

Название, химическая	Плот- ность, г/см <sup>3</sup>	Эффек- тивный атомный номер, Z	Длина волны свечения, нм	Время выс	Энергети- ческий	
формула				Быстрый компонент	Медленный компонент	выход, %
Йодистый натрий, Nal(Tl)	3,67	52	420	255±25	1400	15,3±1
Йодистый цезий, CsI(TL)	4,51	54	430	710±40	2000	6,0±0,4
Сернистый цинк, ZnS(Ag)	4,09	27	450	40		28
Стильбен, С <sub>14</sub> Н <sub>12</sub>	1,16	5,7	400	4,8 ± 0,5	49 (e) 67 (p)	2,8
р —терфи- нил в поли- стироле (С <sub>7</sub> Н <sub>6</sub> )n	1,10	5,7	435	3,5 ± 0,5	20±1 (e) 64±4 (e)	1,7

Характеристики сцинтилляторов

Другим распространённым кристаллом является CsI(Tl). Этот кристалл негигроскопичен. Он несколько уступает NaI(Tl) по световыходу. Сцинтилляторы CsI(Tl) помещают в такие же корпуса, как и NaI(Tl), если они используются для спектрометрии или радиометрии  $\gamma$ - излучения. Тонкие кристаллы CsI(Tl) иногда применяют для спектрометрии  $\alpha$ - излучения. Избирательность регистрации  $\alpha$ - частиц достигается различием во временах высвечивания.

Широкое распространение в радиометрии тяжёлых заряженных частиц приобрели сцинтилляторы на базе ZnS(Ag). Световыход такого сцинтиллятора больше, чем в два раза превышает световыход кристалла NaI(Tl). Однако не удаётся вырастить кристалл ZnS(Ag) большого размера. Они применяются в виде поликристаллических порошков, связанных прозрачным клеем, и добавок к пластическим сцинтилляторам. Кристаллы ZnS(Ag) имеют высокий коэффициент преломления и, как следствие, значительное внутреннее отражение света. Поэтому реальный световыход для внешнего потребителя будет значительно меньше физического. Сцинтилляторы из ZnS(Ag) нашли широкое применение для избирательной регистрации тяжёлых частиц на фоне у-излучения. Они используются в α-радиометрах, радиометрах тепловых и быстрых нейтронов. Для целей дозиметрии у-излучения ZnS(Ag) применяют в качестве добавок к органическим сцинтилляторам для улучшения дозовой энергетической зависимости чувствительности (ЭЗЧ) дозиметра.

Сцинтиллятор стильбен является органическим монокристаллом с достаточно высоким световыходом, который, однако, в пять раз меньше, чем у NaI(Tl). По световыходу он уступает органическим кристаллам антрацену и толану на 42 и 15 % соответственно. Но кристаллы стильбена научились изготовлять больших размеров. Они находят применение в радиометрии  $\beta$ -излучения и спектрометрии нейтронов. В последнем случае избирательность регистрации быстрых нейтронов определяется световыходом для протонов отдачи медленного компонента высвечивания большим, чем для электронов. Для разделения сигналов от электронов и протонов было разработано несколько аналоговых и цифровых электронных схем.

В дозиметрии фотонного излучения обычно применяют органические пластмассовые сцинтилляторы. Их изготовляют из высоко-

чистого полистирола, в который вводят активатор, например p-терфинил (тоже органическое вещество ароматического ряда), и (1,4-ди(5-фенил)-2смесители спектра свечения POPOP оксазолилбензол). Полистирол – полимер с цепью, объединяющей атомы углерода. К каждому атому углерода присоединён атом водорода и бензольное кольцо: (С<sub>7</sub>H<sub>6</sub>)<sub>n</sub>. Пластмассовые сцинтилляторы не дороги, допускают на стадии полимеризации введения добавок. Они не гигроскопичны, могут изготовляться как в виде плёнок, так и в виде массивных блоков. Промышленность выпускает различные пластмассовые сцинтилляторы, различающиеся световыходом и длительностью сцинтилляционной вспышки. В обычной практике част используют сцинтилляторы типа ППС-1. Основными характеристиками сцинтилляторов являются времена высвечивания быстрого и медленного компонентов сцинтилляции, длина волны (или энергии фотонов) свечения, энергетический световыход.

Энергетический выход сцинтилляторов определён как отношение суммарной энергии всех фотонов сцинтилляции к энергии, потерянной заряженной частицей в сцинтилляторе. Погрешность определения световыхода достигает 20 %, и необходимо отметить зависимость световыхода реальных сцинтилляторов от технологии их изготовления. Поэтому приведённые в таблице значения следует рассматривать как опорные оценки электрического сигнала сцинтилляционного дозиметра. Значение характеристического времени высвечивания медленных компонентов приведены для основных по интенсивности участков спада сцинтилляций, но есть компоненты, время которых исчисляется секундами (неорганические кристаллы).

#### 4.3. Сбор света и измерение сцинтилляционных вспышек

Фотоны света сцинтилляций гомогенно испускаются в пространство. Для увеличения светосбора применяют покрытие кристаллов светоотражающими составами. Для неорганических и органических кристаллов чаще всего используется упоминавшаяся засыпка из порошка MgO. Для пластмассовых сцинтилляторов используют покрытие специальной белой эмалью. Иногда используют полированные пластические сцинтилляторы, тогда светосбор улучшается за счёт эффекта полного внутреннего отражения. У длинных цилиндрических сцинтилляторов светосбор хуже.

Если сцинтиллятор имеет диаметр окна, превышающий размер ФЭУ, то применяют конические полированные световоды, в которых реализуется тот же эффект внутреннего отражения. Сцинтиллятор помещают на окно ФЭУ, используя иммерсионную среду, уменьшающую потери света из-за отражения от воздушного зазора. В качестве такой среды используют так называемый канадский бальзам, можно в ряде случаев применять даже вазелиновое масло и масло для диффузионных насосов. В настоящее время применяют готовые сцинтиблоки, в которых сцинтиллятор и фотоумножитель соединены в заводских условиях. Точная расчётная оценка светосбора затруднительна, приближённо можно считать, что на фотокатод собирается от 70 до 95 % света сцинтилляционных вспышек.

Сцинтилляции регистрируются фотоэлектронными умножителями (ФЭУ). ФЭУ – это сложный электронно-оптический вакуумный прибор. В стеклянном баллоне ФЭУ можно выделить три участка:

 – катодная камера, состоящая из фотокатода и диафрагмы (моделирующие электроды);

камера умножения электронов специальной системой электродов – динодов;

– анодная камера, в которой расположена пластина анода либо применён рефлекторный анод в виде сетки, расположенной между последним и предпоследним динодами. Последняя конструкция уменьшает роль объёмного заряда на последних участках умножения и тем самым позволяет получить большие коэффициенты умножения.

Катоды фотоумножителей – полупроводники, тончайшим слоем наносимые непосредственно на стекло или через промежуточный прозрачный слой металла (например, хрома). Слой металла позволяют работать при больших световых загрузках фотокатода. В качестве полупроводниковых покрытий  $Cs_3Sb$  (сурьмяноцезиевый фотокатод) или CsNaKSb (мультищелочной катод). Максимум светочувствительности этих катодов приходится на 420 ÷ 450 нм. У

мультищелочных катодов более широкая полоса чувствительности. Интересно отметить, что человеческий глаз имеет максимум чувствительности при 555 нм (светло-зелёный цвет) и полоса чувствительности уже, чем у мультищелочных катодов. Диафрагма и катод образуют толстую электронно-оптическую линзу, фокусирующую поток электронов с фотокатода в отверстие диафрагмы и на последующий динод. Для некоторых типов ФЭУ (ФЭУ с фокусирующей системой динодов) напряжение между катодом–диафрагмой и первым динодом подбирается индивидуально, Для ФЭУ с жалюзной системой разность потенциалов между катодом и диафрагмой в два раза меньше, чем между динодами.

Поток электронов, пройдя диафрагму, падает на поверхность динода. Энергия падающих электронов равна разности потенциалов между катодом и первым динодом. (Конечно, энергия равна разности потенциалов, умноженной на заряд электрона, но в принятой системе он равен единице.) Диноды обычно покрывают SCs<sub>3</sub>Sb или применяют сплавные диноды с малой работой выхода. В материале динода за счёт упругих и неупругих столкновений происходит размножение электронов, часть из которых выходит наружу. Коэффициент вторичной эмиссии возрастает почти линейно с ростом напряжения, а затем выполаживается. По мере продвижения по системе динодов поток электронов возрастает в геометрической прогрессии. Фокусирующая система динодов обеспечивает больший коэффициент умножения М при равных напряжениях, но менее устойчива к вибрации, к малым изменениям напряжения U, подаваемого на делитель ФЭУ, так как  $M \sim U^m$  (m – показатель степени, достигающий 5 ÷ 7). Обычный коэффициент умножения равен 10<sup>5</sup> ÷ 10<sup>6</sup>. Фотокатод отечественных фотоумножителей характеризуется катодной чувствительностью  $\sum_{\phi \kappa}$ , выраженной в мкА/лм, и спектральной чувствительностью  $\sum_{\lambda}$  (при длине волны 400 нм), выраженной в А/Вт. При подаче напряжения U и получают анодную чувствительность ФЭУ к потоку света от стандартного источника белого света,  $\sum_{ah}$  (А/лм). Коэффициент умножения ФЭУ равен отношению  $\Sigma_{aH}/\Sigma_{dK}$ .

Одной из важнейших характеристик ФЭУ является его темновой ток и зависимость его от напряжения. Темновой ток можно представить тремя компонентами. При не очень больших напряже-

ниях превалирует ток утечки по поверхности изоляторов к аноду. Действительно, все электроны ФЭУ имеют отрицательный потенциал, а анод через резистор заземлён. За счёт тепла с поверхности фотокатода вырываются электроны термоэмиссии, они умножаются в системе динодов точно так же, как и электроны, рождённые сцинтилляцией. Вклад этого тока растёт с напряжением и становится преобладающим. При очень больших напряжениях возникают вторичные процессы: поток ионов остаточного газа выбивает электроны с фотокатода, объёмный заряд в области между последними динодами отталкивает часть электронов и, бомбардируя стеклянную колбу ФЭУ, вызывают флюоресценцию, свет которой передаётся на фотокатод и выбивает дополнительные электроны. Таким образом, существует диапазон напряжений, при которых отношение темнового тока к току сигнала остаётся постоянным. Этот диапазон измеряется сотнями вольт в современных ФЭУ и является рабочим участком для напряжения. Обычно при комнатной температуре темновой ток равен нескольким нА.

При регистрации отдельных сцинтилляций приходится иметь дело с импульсами шума. Их энергетический эквивалент связан с применяемым сцинтиллятором, его световыходом. Например, импульсы шума NaI(Tl) не превышают 3 ÷ 5 кэВ, для пластических сцинтилляторов они эквивалентны 20 ÷ 25 кэВ.

# 4.4. Дозиметрическое применение сцинтилляционных детекторов

Пренебрежем пока нелинейностью световыхода L. Пусть на торец цилиндрического сцинтиллятора диаметром d падает мононаправленный поток моноэнергетических фотонов с энергией E. Примем, что толщина сцинтиллятора h в несколько раз превышает пробег электронов. Тогда поглощенная энергия W, преобразованная в свет, равна:

$$W = \frac{\pi d^2}{4} \cdot \boldsymbol{\varphi}_{\gamma} \cdot \boldsymbol{E} \cdot \boldsymbol{L} \cdot \left(1 - \mathbf{e}^{-\mu h}\right) \cdot \frac{\mu_{en}}{\mu}; \qquad (12.7)$$

где  $\mu_{en}$  и  $\mu$  – коэффициенты передачи энергии и ослабления потока фотонов соответственно.

Найдем значение плотности потока  $\phi_{\gamma}$  из выражения поглощенной дозы в биологической ткани (воды)  $\dot{D}$  (в условиях электронного равновесия):

$$\boldsymbol{\varphi}_{\boldsymbol{\gamma}} = \frac{\dot{\boldsymbol{D}}_0}{\boldsymbol{E} \cdot \boldsymbol{\mu}_{en}^0}$$

где **µ** – линейный коэффициент истинного поглощения энергии фотонов в воде. Тогда

$$W = \frac{\pi d^2}{4} \cdot \frac{\dot{p}_0}{\mu_{en}^0} \frac{\mu_{en}}{\mu} L \cdot (1 - e^{-\mu h}).$$
(12.8)

Если  $\mu h \ll 1$ , то выражение в скобках можно разложить в ряд^

$$W = \frac{\pi d^2}{4} \cdot \boldsymbol{h} \cdot \boldsymbol{L} \cdot \frac{\dot{\boldsymbol{D}}_0 \mu_{en}}{\mu_{en}^0} \left( 1 - \frac{\mu h}{2} \right). \tag{12.9}$$

Для средних энергий фотонов преобладает комптоновское рассеяние в биологической ткани и органическом сцинтилляторе, поэтому  $\mu_{en}/\mu_{en}^0$  постоянно от 80 кэВ до нескольких МэВ,  $\frac{\pi d^2}{4} \cdot h$  – либо объем сцинтиллятора, если h дано в линейных единицах, либо масса, если h дано в массовых единицах г/см<sup>2</sup>. С уменьшением энергии  $\mu$  растет и выражение  $1 - \frac{\mu h}{2}$  уменьшается, кроме того  $\frac{\mu_{en}}{\mu_{en}^0}$  для органических сцинтилляторов также уменьшается (из-за меньшего, чем у воды значения эффективного атомного номера).

Таблица 12.2

#### Дозиметрические характеристики комбинированных сцинтилляторов

Сцинтиллятор	Диапазон	энергий, кэВ
	15 -3,000	30 - 3,000
Пластик + покрытие ZnS(Ag), толщина 2 см	23 %	8 %
Пластик с диспергиров. ZnS(Ag), толщ. 2 см	40%	9%

Для улучшения энергетической зависимости чувствительности (ЭЗЧ) было предложено применить комбинированные сцинтилляторы. Пластический сцинтиллятор либо покрывается тонким слоем сцинтиллятора с большим значением Z<sub>1</sub> например ZnS(Ag), либо внутрь диспергируется тот же ZnS(Ag). На основе таких сцинтилляторов вы-

пущено семейство сцинтилляционных измерителей мощности дозы: ДРГЗ-01, ДРГЗ-02, ДРГЗ-04 и др. Об относительной погрешности энергетической зависимости таких сцинтилляторов можно судить из табл.12.2 экспериментальных данных.

Упомянем, что вклад от взаимодействия гамма-излучения с  $\Phi \Theta B$  общий ток не превышает (1–3) %.

Отдельно следует упомянуть простейший сцинтилляционный радиометр с кристаллом NaI(Tl), предназначенный для поиска радиоактивных руд. Из-за высокой чувствительности и простой электронной схемы он пользуется популярностью как индикатор радиоактивности, но его нельзя применять в качестве дозиметра. Он регистрирует импульсы, амплитуда которых выше уровня отсечки шума (13 ÷ 18) кэВ.

Отношение скорости счета к мощности дозы не постоянно, что видно из табл.12.3, где за единицу принято значение при энергии 840 кэВ.

Таблица 12.3

#### Отношение показаний N сцинтилляционного радиометра с кристаллом NaI(TL) к мощности экспозиционной дозы X

<i>Е</i> , кэВ	15	80	280	660	840	1250
$\dot{N}/\dot{X}$	0	14,2	4,4	1,25	1	0,56

В качестве регистратора тока применяют несложные электрометрические усилители постоянного тока. Ток на выходе ФЭУ может быть только оценен, так как велик разброс параметров ФЭУ:

$$I = \Delta w \cdot \varepsilon_{\text{cb.cf.}} \cdot \Sigma_{\lambda} \cdot \frac{\Sigma_a(u)}{\Sigma_{\text{dys}}}, \qquad (12.10)$$

где  $\Delta w$  – мощность светоизлучателя, Вт;  $\varepsilon_{cB.cb.}$  эффективность светосбора;  $\Sigma_{\lambda}$  – спектральная чувствительность фотокатода к свету, А/Вт, обычно (2÷6)10<sup>-2</sup>;  $\Sigma_{\phi\kappa}$  – чувствительность фотокатода к потоку света от стандартного источника света, мкА/лм ( $\Sigma_{\phi\kappa}$  = 40 ÷200);  $\Sigma_a(u)$  – анодная чувствительность ФЭУ к потоку света от стандартного источника света, А/лм. Обычно при рабочих напряжениях на ФЭУ  $\Sigma_a / \Sigma_{\phi\kappa} = 10^5 \div 10^6$ .

Выше речь шла о регистрации среднего тока, когда отдельные импульсы интегрируются *RC*-цепью, подключённой к аноду ФЭУ.

Рассмотрим другой подход. Будем регистрировать каждый импульс напряжения (или тока) от отдельных сцинтилляций. Примем ту же модель расчёта: на торец сцинтиллятора площадью S и толщиной h падает поток фотонов с энергией E. Пусть порог отсечки шума равен B в энергетических единицах. Тогда скорость счёта фотонов будет равна

$$\dot{N} = \varphi \cdot S \cdot (1 - e^{-\mu\lambda}) \cdot (1 - \frac{B}{E_{\text{max}}}).$$
(12.11)

Здесь предполагается преобладание комптоновского рассеяния и возможность аппроксимации энергетического спектра электронов равновероятным распределением от 0 до  $E_{max} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{0.25}{E_{\gamma}}}$ . Выразим  $\varphi$  через дозу в образцовом веществе:  $\varphi = \frac{\dot{D}_0}{\|m_{\infty} e^E}$ . Тогда

$$\dot{N} = \frac{\dot{D}_0 \cdot S}{\mu_{en,0} \cdot E} \ (1 - e^{-\mu h}) (1 - \frac{B}{E_{\text{max}}}).$$
(12.12)

При µ*h* ≪ 1

$$\dot{N} = \frac{\dot{D}_0}{\mu_{en,0} \cdot E} \ \mu h \ (1 - \frac{B}{E_{\text{max}}}).$$
 (12.13)

Энергетическая зависимость чувствительности будет равна

$$\frac{\dot{N}}{D} \approx \frac{S \cdot h \cdot \mu}{\mu_{en,0} \cdot E} \left( 1 - \frac{B}{E_{\max}} \right).$$
(12.14)

С ростом энергии фотонов ЭЗЧ возрастает, достигает максимума при  $E \sim 2B$ , а затем монотонно уменьшается из-за возрастающей величины энергии, стоящей в знаменателе, и коэффициента ослабления µ, который также уменьшается с ростом энергии фотонов. Величина µ<sub>en,0</sub> слабо зависит от энергии в диапазоне от 60 до 2200 кэВ. Поэтому в простейшем виде такой режим недопустим.

С целью расширения диапазона регистрации в область малых мощностей доз, что представляет интерес для мониторирования окружающей среды и жилищ, был разработан метод цифрового преобразования каждого импульса с  $\Phi \Im Y[4,5]$ . Вместо усреднения на *RC* –цепочке импульсы поступают на вход аналогового преобразователя. Коэффициент усиления усилителя подбирается таким,

чтобы амплитуда импульсов шума была меньше порога срабатывания АЦП. В простейшем случае от каждого импульса сцинтилляции сцинтилляций получим серию импульсов, пропорциональную дозе. Коэффициент пропорциональности может быть найден в градуировочном эксперименте по эталонному источнику гаммаизлучения.

## 4.5. Сравнение сцинтилляционных дозиметров с ионизационной камерой

Принципиальное различие методов дозиметрии состоит в следующем. В ионизационной камере преобразование энергии косвенно ионизирующего излучения в энергию заряженных частиц происходит, как правило, в стенке камеры. Образовавшиеся заряженные частицы (для фотонного излучения – это электроны) выходят в газовую полость и производят ионизацию газа. Полость может быть заполнена воздухом, метаном, этиленом, гелием и т.д. Возникший ток несёт информацию о поглощённой энергии в газовой полости и только пересчётом можно установить поглощённую дозу в стенке, что и интересует оператора.

В сцинтилляторе преобразование энергии первичного косвенно ионизирующего излучения в электроны и регистрация энергии вторичных электронов осуществляется в одном блоке вещества. Для определения поглощённой дозы в сцинтилляторе необходимо выполнить противоречивые условия. С одной стороны, сцинтиллятор не должен иметь очень большую толщину, чтобы пренебречь ослаблением потока фотонов при прохождении вдоль сцинтиллятора, с другой стороны, очень малые размеры сцинтиллятора приведут к утечке электронов из его объёма и будет возрастать вклад энергии электронов, приходящих из окружающей среды. Это неизбежно приведёт к трудно оцениваемой погрешности.

Долгое время сравнение объёмов детекторов при регистрации малых мощностей доз было в пользу сцинтилляционных детекторов. Однако развитие твёрдотельных электронных схем, позволяющих регистрировать токи порядка 10<sup>-15</sup> А, позволили серьёзно уменьшить габариты ионизационных камер и, с учётом размеров используемых ФЭУ, сделать их объёмы сопоставимыми.

Действительно, рассмотрим такой сценарий. Необходимо измерить мощность дозы, близкую к предельнодопустимой для населения:  $3,3 \cdot 10^{-11}$  Гр/с. При использовании метрического усилителя, допускающего измерение в  $10^{-15}$  А, получим необходимый объём ионизационной камеры – 1 литр. При толщине стенки ~ 1 см тканеэквивалентного материала получим массу камеры ~ 700 г. Пусть сцинтиллятор изготовлен из пластмассы и имеет размер 40×40 мм, масса сцинтиллятора ~ 50 г. Оценки показывают, что при той же мощности дозы ожидаемый ток достигает 0,5 нА. Такая величина тока измерима на фоне темнового тока.

Если принять во внимание появление нового типа электроннооптического прибора, изобретённого в МИФИ, то возможен новый этап миниатюризации сцинтилляционных дозиметров и применения их в индивидуальной дозиметрии. Речь идёт о разработанных матрицах, состоящих из микронных лавинных кремниевых диодов. При попадании фотона света происходит срабатывание диода матрицы. Чем больше поток света, тем большее число диодов срабатывает, тем больший сигнал возникает на выходе устройства. Размеры такого ФЭУ – порядка кубического сантиметра. Но потребуется время для создания дозиметра с приемлемыми характеристиками.

Ионизационные камеры, будучи хорошо спроектированы и изготовлены, являются прямым средством измерения кермы (или поглощённой дозы). Сцинтилляционные дозиметры из-за разброса параметров ФЭУ и сцинтилляторов требуют индивидуальной калибровки в поле с известной мощностью дозы и периодической проверки стабильности показаний.

# 4.6. Дозиметрия β-излучения сцинтилляционными приборами

Электроны, составляющие основу β-излучения, являются прямо ионизирующими частицами. Электроны при распространении в веществе испытывают многократные акты упругого и неупругого рассеяния. По мере продвижения вглубь их энергия и плотность потока уменьшаются. Потери энергии на ионизацию и возбуждение атомов и молекул характеризуются линейной передачей энергии *L*,  $L = \frac{dE}{dl} (L$  – отношение энергии dE, переданной веществу заряженной частицей вследствие столкновений на элементарном пути dl, к длине этого пути; рекомендуемая размерность кэВ/мкм). Следует ещё раз отметить, что в отличие от тормозной способности вещества *S* в линейную передачу энергии не включаются потери на тормозное излучение.

Если предположить, что в вакууме на слой вещества толщиной менее десятой части пробега падает мононаправленный поток электронов с энергией  $\varphi(E)$ , то поглощённая доза будет равна

$$D = \frac{c \cdot \varphi(E) \cdot L(E)}{\rho},$$

где *с* – размерный коэффициент, *р* – плотность вещества.

Если рассматривать реальный блок вещества, то глубинные дозы будут определяться первичным потоком электронов, энергия которых уменьшается с ростом глубины, многократно рассеянными электронами и отражёнными электронами от «заднего» пространства. Например, интегральное токовое альбедо электронов с энергией 0,2 МэВ от полубесконечного слоя тканеэквивалентного вещества составляет 6 % при нормальном падении и 26 % – при угле падения 60 град. С увеличением начальной энергии альбедо уменьшается.

В качестве характеристики взаимодействия электронов с веществом выделяют, помимо линейной передачи энергии, средний и экстраполированный пробеги. Средний пробег электронов принято выражать как  $\overline{R} = \int_0^\infty \frac{dE}{dl}$ . Экстраполированный пробег определяют экспериментально, экстраполируя линейную часть кривой поглощения к пересечению с осью глубин. Экстраполированный пробег может быть получен и путём расчётов распространения электронов в веществе. В мышечной ткани экстраполированные пробеги равны 2,18 · 10<sup>-4</sup> см для 10 кэВ; 1,24 · 10<sup>-2</sup> см – для 100 кэВ; 0,4 см – для 1 МэВ; 1,07 – для 2,27 МэВ. Последнее значение соответствует максимальной энергии электронов в β-спектре <sup>90</sup>Y.

Прохождение электронов, составляющих совокупность βизлучения, гораздо сложнее. Спектры эмиссии электронов простираются от нуля до максимальной энергии, которая индивидуальна для каждого нуклида, для каждой ветви β-распада. Минимальное значение максимальной энергии присуще тритию – 18,61 кэВ (средняя энергия 5,71 кэВ). <sup>90</sup>Sr, представляющий максимальную опасность при попадании в организм, имеет максимальную энергию распада 546 кэВ, а среднюю – 196 кэВ. Его дочерний продукт  $^{90}$ Y – 2274 и 928 кэВ соответственно. Вид распада определяется зарядом распадающегося нуклида, энергией распада и степенью запрета. В целом, с ростом Z распадающегося нуклида и с уменьшением максимальной энергии электронов наблюдается рост вклада электронов малых энергий.

В первом приближении прохождение мононаправленного потоков β-частиц через слой вещества толщиной *x* может быть рассчитано по эмпирической формуле

$$N_{\beta}(x) = N_{\beta}(0) \cdot e^{-\mu x},$$
 (12.15)

где  $\mu$  — эмпирическая константа, полученная экспериментально или расчётно. Обычно величина  $\mu$  представлена как массовый коэффициент ослабления, см<sup>2</sup>/г. Наилучшее согласие с экспериментом достигнуто при представлении  $\mu$  как функции средней энергии β-спектра ( $\overline{E}$ )[6]:

$$\mu = (8,6 \pm 0,6) Z/_{A} \cdot \overline{E}^{-1,254}, \qquad (12.16)$$

где Z и A атомной номер и масса среды соответственно.

Вспомним, что поглощённая доза – отношение средней поглощённой энергии ионизирующего излучения в элементарном объёме к массе вещества в этом объёме. Какой размер объёма считать элементарным? Таким размером может быть малая доля от величины  $1/\mu$ , трактуя её по аналогии с  $\gamma$ -излучением, как средний пробег  $\beta$ -частиц. Например, при средней энергии  $\beta$ -частиц 0,2 МэВ для полистирола ( $C_7H_6$ ) значение  $\mu$  равно 34,2  $\text{CM}^2/\Gamma$ . Величина объёма могла бы в этом случае характеризоваться значением ~ 0,003  $\Gamma/_{CM^2}$  или при плотности 1  $\Gamma/_{CM^2}$  ~ 30 мкм, что соответствует среднему пробегу электронов с энергией 40 кэВ. В сцинтилляционных детекторах с пластмассовым сцинтиллятором уровень шума соответствует энергии ~ (20 ÷25) кэВ. Поэтому при регистрации импульсов будут велики потери информации из-за дискриминации шумов. С ростом энергии электронов сигнал будет возрастать, а затем вновь уменьшаться, так как  ${dE}/{dx}$  медленно уменьшается вплоть до (1 ÷ 2) МэВ. В минимуме значение  ${dE}/{dx} = 1,79$  МэВ ·  $(\Gamma/_{CM^2})^{-1}$ , а потерянная энергия в слое полистирола 0,003  $\Gamma/_{CM^2}$  будет равна 5,4 кэВ, что ниже порога дискриминации. Если плотность потока  $\beta$  - частиц достаточно велика, можно применить токовое включение ФЭУ, но при этом ток от регистрации от  $\beta$ -частиц должен быть больше или сравним с темновым током.

Из всего сказанного выше следует, что проблема применения сцинтилляционных детекторов в дозиметрии β-излучения простыми способами не решается. Нужны более сложные технические приёмы, возможно схемы совпадений, управляющих трактом накопления амплитуд импульсов (в цифровой форме).

В радиационной безопасности существует еще одно понятие поглощённой лозы — это доза в ткани или органе,  $D_{TR}$ , равная отношению поглощённой энергии в органе к его массе.

Бета-излучение внешних источников создаёт в основном поверхностное поражение тела, связанное с воздействием на кожу и прилегающие к ней ткани. В Публикации № 59 МКРЗ [11] отмечается: «В ситуациях, где на кожу воздействует слабопроникающее излучение, доза в эпидермисе может быть настолько больше дозы в дерме, что риск рака превышает риск детерминированных эффектов. В таких случаях дозу нужно определять на глубине 20 ÷ 100 мкм (2,0 ÷ 10 <sup>MГ</sup>/<sub>СМ</sub><sup>2</sup>)». Для предсказания детерминированных эффектов доза должна быть оценена в верхней части дермы на глубине между 300 и 500 мкм, т. е. (30 ÷ 50) мг/см<sup>2</sup>.

Принято считать, что наружная поверхность кожи толщиной 5  $mr/cm^2$  является не радиационно чувствительным ороговевшим слоем. Поэтому в Методических указаниях «Дозиметрический контроль внешнего профессионального облучения» [12] предписывается, что чувствительная область детектора должна иметь толщину 50 мкм (5  $mr/cm^2$ ) и находиться за тканеэквивалентным экраном так же 5  $mr/cm^2$ . Средняя глубина от поверхности тела для определения дозы – 7  $mr/cm^2$ .

Другим органом, который может быть подвержен воздействию β-частиц, является хрусталик глаза. В соответствии с усреднённым анатомическим строением толщина экрана, прикрывающая дозиметр составляет 3 мм, а чувствительная часть дозиметра должна иметь толщину  $(0,5 \div 0,8)$  мм, т. е.  $(50 \div 80)$  мг/см<sup>2</sup>.

В радиационной безопасности пользуются понятием эквивалентной дозы, которая в силу равенства единицы взвешивающего радиационного коэффициента  $w_R$  для электронов не будет отличаться от поглощённой дозы в органе.

На рис 12.3 представлены рассчитанные значения эквивалентных доз мононаправленного единичного потока моноэнергетических электронов в коже на глубине (5  $\div$  10) мг/см<sup>2</sup> и хрусталике глаза от 350 до 380 мг/см<sup>2</sup>. Максимальную дозу (1661 пЗв) в коже создают электроны с энергией 100 кэВ, а затем доза уменьшается до (312  $\div$  271) пЗв для электронов в диапазоне от 1 до 10 МэВ. В хрусталике глаза максимум дозы приходится на энергию 1,5 МэВ и составляет 524 пЗв, при увеличении энергии электронов эквивалентная доза уменьшается до 303 пЗв при энергии 10 МэВ.



Рис. 12.3. Эквиваленты дозы (на единичный флюенс электронов) на глубине 70 мкм (кожная доза) – 1; 3 мм (хрусталик глаза) – 2

По требованию упомянутых выше Методических указаний диаметр дозиметра для измерения доз открытых участков кожи не должен превышать 4 см. В качестве примера примем диаметр пластмассового детектора равным 2 см, тогда масса детектора составит ~ 1,72·10<sup>-5</sup> кг. Принимая относительный световыход 0,017, полный светосбор, спектральную чувствительность 4·10<sup>-2</sup> А/Вт и коэффициент усиления 2·10<sup>6</sup>, получим, что ток на выходе ФЭУ, создаваемый единичной плотностью потока электронов с энергией 100 кэВ, будет равен 1,3·10<sup>-10</sup> А, а электронами с энергией 1,0 МэВ – 2,5·10<sup>-11</sup> А. Ожидаемый темновой ток ФЭУ – 2·10<sup>-9</sup>. Для создания тока, равного темновому, потребуется плотность потока не менее 15 см<sup>-2</sup>·c<sup>-1</sup> при энергии 100 кэВ и 80 см<sup>-2</sup>·c<sup>-1</sup> – при энергии 1 МэВ.

Следует отметить, что значения допустимых доз на кожу существенно превосходят допустимую дозу на весь организм. Допустимая среднегодовая плотность потока для профессионалов составляет 50 см<sup>-2</sup>·c<sup>-1</sup> при энергии электронов 100 кэВ и 0,60 см<sup>-2</sup>·c<sup>-1</sup> – при энергии 1 МэВ.

Таким образом, для значимых уровней облучения ток  $\Phi \ni Y$  от сцинтиллятора будет сравним или немного превосходить темновой ток и сцинтилляционный детектор вполне может быть применён для целей дозиметрии бета-излучения. Использование двух экранов толщиной 5 мг/см<sup>2</sup> и 30 мг/см<sup>2</sup> позволит оценивать дозы, ответственные за стохастические и детерминированные последствия облучения. За экранами и сцинтилляторами должен располагаться световод из органического материала толщиной не менее 1 см, эмитируя бесконечное для электронов тканеэквивалентное пространство. Однако следует тщательно подобрать состав световода, минимизируя выход мешающей флюоресценции.

## 4.7. Использование дискриминации по форме импульса в избирательной дозиметрии нейтронного и фотонного излучений

Как упоминалось выше, в сцинтилляционных вспышках различают быстрый и медленный или набор медленных компонентов экспоненциального спада сцинтилляций. На долю медленных компонентов приходится меньшая интенсивность свечения. Однако именно интенсивность медленных компонентов различна при возбуждении сцинтилляций частицами разного сорта и энергии. В научной литературе описано немало способов выделения тяжёлых заряженных частиц, рождённых нейтронами, на фоне гаммаизлучения (точнее, вторичных электронов, рождённых фотонами). Например, стеклянные сцинтилляторы, содержащие в своём составе <sup>10</sup>В или <sup>6</sup>Li, регистрирующие тепловые нейтроны. Жидкий сцинтиллятор на основе терфинила в толуоле с добавками, включая пропинат лития, оказался пригодным для регистрации нейтронов до 10 кэВ. Однако эти сцинтилляционные детекторы могут использоваться в радиометрах или индикаторах нейтронов, но не в качестве дозиметров.

Если обратить внимание на реальные спектры нейтронов, выходящих из реакторных установок, то основной вклад в эквивалент дозы вносят быстрые нейтроны,  $(60 \div 80)$  %.

Взаимодействие нейтронов с мягкой биологической тканью приводит к появлению ядер отдачи, среди которых протонам передаётся основное количество энергии из-за большего сечения по сравнению с ядрами кислорода, углерода и азота и практически равенства масс протона и нейтрона (различие в третьем знаке после запятой).

Для регистрации быстрых нейтронов обычно применяли органические кристаллы стильбена ( $C_{14}H_{12}$ ). За исключением экспериментальных установок, реализующих генерацию нейтронов в ядерных реакциях с тяжёлыми бомбардирующими частицами, нейтронные потоки сопровождаются фотонами. Поток фотонов на порядки превосходит поток нейтронов. Следует напомнить, что световыход от протонов отдачи существенно ниже, чем от электронов. Мысленно рассмотрим тонкий сцинтиллятор, световыход, отнесённый к толщине, связан с величиной  $\frac{dE}{dx}$  формулой Биркса:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{A\frac{dE}{dx}}{1+kB\frac{dE}{dx}},$$
(12.17)

где A и B – константы: константа A характеризует энергетический выход сцинтиллятора, k – параметр тушения, B – константа, зависящая от плотности ионизации и возбуждения молекул. На практике kB рассматривают как единую эмпирическую константу. Для стильбена она лежит в диапазоне (0,010 ÷ 0,012) мг/см<sup>2</sup> кэB.

Интересно отметить, что для сцинтиллятора NaI(Tl) величина kB в пять раз меньше. Для электронов значение dE/dx в области

энергий (0,8 ÷ 1) МэВ находится в пределах (1,79 ÷ 2,07) кэВ·(мг/см<sup>2</sup>)<sup>-1</sup> и знаменатель в формуле Биркса не превосходит значения 1,025, т. е. близок к единице. С уменьшением энергии электронов dE/dx возрастает и при 100 кэВ равна 4,08, но знаменатель не отличается от единицы более, чем на 5 %. Таким образом, для электронов L = AE, т. е. A – относительный энергетический световыход. Иное дело для протонов. При энергии 1 МэВ значение dE/dx для протонов в стильбене составляет 279 кэВ·мг·см<sup>-2</sup>, при 14 МэВ – 35,2 кэВ·мг·см<sup>-2</sup>, при 0,2 МэВ – 807 кэВ·мг·см<sup>-2</sup>.

Знаменатель в формуле Биркса для протона с энергией 1 МэВ будет равен 4,3; для 14 МэВ – 1,4. Следовательно, световыход от протонов отдачи будет существенно ниже, чем от электронов. Приведённые значения относятся к тонкому слою, много меньшему пробега частицы. Замедляясь, частица теряет энергию, dE/dx возрастает, а световыход все более падает. Энергетический выход сцинтилляций от протонов с энергией 100 кэВ соответствует сигналу от электронов с энергией 9 кэВ, от протонов с энергией 1 МэВ сигнал соответствует сигналу от электронов с энергией 6,8 МэВ. Поэтому малый уровень сигналов от протонов отдачи не позволяет выделять нейтронный компонент ни в токовом режиме, ни в импульсном режиме при использовании тривиальных схем регистрации.

Выделение сигналов от нейтронов возможно только при использовании специальных схем разделения импульсов по форме сигнала. В настоящее время применяют аналоговые и цифровые схемы разделения. Все они уникальны, особенно цифровые схемы. Рассмотрим основные принципы разделения сигналов. Как уже упоминалось, сцинтилляционный импульс – это суперпозиция быстрого и медленного компонентов. Нет полного согласия во временах высвечивания. Так в монографии [7] принимают характеристическое время высвечивания равным 4,8  $\pm$  0,5 нс, а в монографии [8] – 6,2 нс. Время высвечивания медленных компонентов, возбужденных электронами, составляет около 3 % полной интенсивности световой вспышки [7], а протоны с энергиями от 1 до 5 МэВ возбуждают медленные компоненты с интенсивностью около 12 % [7].

В монографии [8] время высвечивания медленного компонента принято равным 370 нс, а отклонение интенсивностей медленных

компонентов для протонов и электронов – равным 1,8, а не 4, как рекомендовано в [7]. На рис 12.4 показана форма импульсов сцинтилляций, возбуждённых электронами, протонами,  $\alpha$  – частицами, энергии которых подобраны так, чтобы максимумы быстрого компонента совпадали. Впервые эти данные были опубликованы в 1961 г. Экспериментальные данные включают и «затягивание» сигналов как в ФЭУ, так и входными *RC*-цепочками электронных устройств, что видно по левому краю семейств импульсов (время разгорания в стильбене ~ 0,1 нс).

Чем меньше временное разрешение ФЭУ, тем лучше ток ФЭУ воспроизводит временную картину сцинтилляций. Импульс напряжения V(t) на выходе ФЭУ зависит от тока ФЭУ, i(t), и ёмкости цепи выхода C:



$$V(t) = \frac{Q}{c} = \frac{1}{c} \int_0^t i(t') dt'.$$

Рис. 12.4. Зависимость светового сигнала от времени высвечивания при возбуждении стильбена α-частицами, *p* – протонами, *e* – электронами с различными энергиями, создающими одинаковый максимум импульса

Предполагая, что i(t') или его компоненты имеют экспоненциальную форму спада сцинтилляций, Райт получил зависимость сигнала напряжения, как функцию времени:

$$V(t) = \frac{Q_0 R}{\tau - RC} \left[ \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) - \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) \right], \qquad (12.18)$$

где  $\tau$  – характеристическое время спада сцинтилляции, а  $Q_0$  – полный заряд за время вспышки, который пропорционален энергии световой вспышки. Обычным способом найдём положение максимума сигнала и его амплитуду:

$$t_m = \frac{\tau RC}{\tau - RC} \ln \frac{\tau}{RC},$$
 (12.19)

$$V_m = \frac{V_0 RC}{\tau - RC} \left[ \exp\left(\frac{RC \cdot \ln\frac{\tau}{RC}}{RC - \tau}\right) - \left(\frac{\tau \cdot \ln\frac{\tau}{RC}}{RC - \tau}\right) \right], \quad (12.20)$$

где  $V_0 = \frac{Q_0}{C}$ .

Для создания схем разделения используют тот факт, что импульс на аноде имеет отрицательную полярность, а на диноде – положительную. Амплитуда импульса тока на аноде больше. Положение максимума сигнала зависит как от времени высвечивания, так и от *RC*-цепочки, причём в *C* включена и паразитная ёмкость цепей, которую обычно принимают равной (10  $\div$  20) пФ. Форма импульса анодного тока показана на рис. 12.5.



Рис. 12.5. Форма импульсов тока: *p* – протоны отдачи, *γ* – электроны, выбитые фотонами

Обычно между клеммой последнего динода и цепью усилителя вставляют резистор достаточно большого сопротивления (десятки кОм) и подстроечный конденсатор, обеспечивая значение *RC* – цепи много большее, чем длительность импульса от электрона. Форма импульсов напряжения показана на рис. 12.6.



Рис. 12.6. Импульсы напряжения на анодной нагрузке (отрицательная полярность) и в цепи динода (положительная полярность). В центре – сигналы после дифференцирующей цепи

В результате сложения получают сигнал напряжения, изображённый на рис. 12.7. На выходе ставят дискриминатор импульсов, который срабатывает при амплитудах, превышающих положительный выброс сигнала от γ-импульса, т. е. срабатывание дискриминатора соответствует нейтронному сигналу. Этот импульс является стартовым сигналом для схемы пропускания. На другой вход этой схемы приходит импульс с резистора, включённого между клеммой предпоследнего динода и делителем напряжения, и усиленный линейным усилителем. Со схемы пропускания импульс поступает на вход многоканального анализатора импульсов. В начале проводят математическую операцию восстановления спектра быстрых нейтронов, а затем определяют расчётным путём керму, эквивалент дозы, эффективную дозу нейтронов. Следует отметить, что здесь изложен подход, принцип аналогового разделения сигналов от нейтронов и фотонов. Обилие элементов управления даёт возможность тонкой подгонки схемы разделения, уменьшая порог отсечки импульсов. Отладка схемы – это искусство. Используя большой опыт и отбор деталей авторам [7] удалось добиться рекордного для аналоговых схем порога разделения – около100 кэВ. В XXI веке был разработан и осуществлён на практике метод оцифровывания сигнала ФЭУ с помощью сверхбыстрых АЦП. Соотношение частей сигнала в начальной и отдалённой областях импульса позволяет разделить сигналы нейтронов и фотонов. Такие установки ещё более уникальны, их область применения – прикладные научные исследования.



Рис. 12.7. Импульсы на выходе схемы сложения

# 5. Полупроводниковые детекторы в дозиметрии 5.1. Введение

Полупроводниковые детекторы (ППД) родились на стыке физики твердого тела, экспериментальных методов ядерной физики и электроники. Первые публикации о применении полупроводников для регистрации ионизирующего излучения появились в конце сороковых годов прошлого столетия. Но потребовалось более десятка лет прежде, чем промышленость освоила производство совершенных кристаллов с низкой неконтролируемой концентрацией примесей. Каково место полупроводников в совокупности твердотельных материалов? Проводники, в основном металлы, имеют удельное сопротивление  $10^{-6}$  Ом·см и менее. Изоляторы (диэлектрики) отличаются очень высоким удельным сопротивлением,  $(10^{12} \div 10^{16})$ Ом·см. Удельное сопротивление полупроводников лежит в пределах  $(10^7 \div 10^{-2})$  Ом·см.

У отдельно взятого атома электроны занимают строго определённые энергетические уровни. При образовании кристалла атомы сближаются, а их энергетические уровни размываются, образуя зоны разрешённых и запрещённых значений энергии. Электрон, находящийся в верхней зоне, принадлежит не отдельному атому, а всему кристаллу. Такой электрон получает возможность перемещаться по кристаллу при приложении внешнего электрического поля. Верхняя зона названа зоной проводимости.

С другой стороны, в кристалле существует зона (или зоны), полностью заполненная электронами; она получила название валентной зоны. В зону проводимости электрон может попасть, перейдя из валентной зоны на разрешённый свободный уровень. У металлов зона проводимости и валентная зона перекрыты и достаточно небольшой величины тепловой энергии для перевода электрона в зону проводимости. В полупроводниках и диэлектриках зона проводимости и валентная зона разделены запрещённой зоной. Для переброса электрона в зону проводимости ему надо сообщить энергию не менее ширины запрещённой зоны. В полупроводниках ширина запрещённой зоны обычно лежит в диапазоне (0,5 ÷ 2) эВ, в диэлектриках – (3 ÷ 16) эВ. Электроны могут находиться в зоне проводимости какое-то время, а затем возвращаться в валентную зону. Если короткой вспышкой соответствующего лазера перебросить электроны в зону проводимости, то возврат их обратно происходит по экспоненциальному закону, а характеристическое время τ называется временем жизни избыточных носителей. Чем больше время жизни, тем чище и совершеннее кристалл. После ухода электронов из валентной зоны остаются незаполненные уровни энергии. При приложении электрического поля электроны

валентной зоны могут занимать освободившиеся места, и создаётся впечатление движения такого незанятого места, дырки. Электрический ток, таким образом, определяется перемещением электронов и дырок. Если концентрации электронов и дырок обусловлены только перебросом электронов в зону проводимости, то концентрации равны, а полупроводник называется собственным, *i* (от английского слова "intrinsic"). Концентрация атомов в единице объёма слабо зависит от вещества:  $N_a = \frac{6 \cdot 10^{23}}{A} \rho$ . Для кремния получим значение 5.1 · 10<sup>22</sup> см<sup>-3</sup>. При изготовлении полупроводниковых материалов в них принудительно вводят те или иные примеси, называемые легирующими. Атомы примеси создают в запрещённой зоне энергетические уровни. Если примесные атомы создают дополнительные уровни у потолка запрещённой зоны, то электроны примесного атома легко переходят в зону проводимости. Такие примеси превращают полупроводник в материал с электронной проводимостью, его называют полупроводником *n*-типа. Если примесные атомы создают уровни вблизи валентной зоны, то электроны из валентной зоны могут легко перейти на такой уровень, и в валентной зоне образуются дырки, материал с такой примесью называют полупроводником p – типа. Для производства p – Si и p – Ge вводят в полупроводник атомы трехвалентных элементов (B, Al, Ga). Атомы бора создают в запрещённой зоне кремния уровни, отстоящие от дна зоны всего на 0,08 эВ, и при комнатных температурах примесь ионизована. Для придания кремнию электронной проводимости вводят атомы пятивалентных элементов (P, As).

Для создания компенсированных материалов с проводимостью, близкой к проводимости собственного кремния, вводят донорные примеси в p — Si или p — Ge. Как правило, таким донором является Li. Энергетический уровень лития лежит ниже дна зоны проводимости на 0,033 эВ в кремнии и на 0,043 эВ в германии. Ионы лития отличаются малым размером и большой подвижностью. Они располагаются в междоузлиях решётки. Поэтому для их удержания в германии требуется хранение и использование ППД, компенсированных литием, при температуре жидкого азота.

Удельная проводимость полупроводника определяется концентрацией носителей n (или p), их подвижностью  $\mu$ :

$$\sigma = q \cdot n \cdot \mu_n.$$
457

Подвижность носителей, как и ионов в газах, является средней скоростью электронов или дырок в электрическом поле напряжённостью 1 В/с и имеет размерность см<sup>2</sup>/В · с. С ростом температуры повижность уменьшается. С ростом напряжённости скорость носителей увеличивается и может стать сравнимой со скоростью теплового движения ~  $10^7$  см/с, значение напряжённости при этом достигает  $10^3$  В/см.

В физике полупроводников [5, 6] многие явления и свойства объясняют, опираясь на понятие уровня Ферми, на зонных диаграммах обозначаемого буквой *F*. Соответствующий потенциал Ферми,  $\varphi_F$ , (иначе электрохимический потенциал) представляет собой сумму электрического и химического потенциалов:

$$\varphi_F = \varphi_c + \chi_n, \ \varphi_F = \varphi_v - \chi_p.$$

В этих равенствах  $\varphi_c$  и  $\varphi_v$  – потенциалы дна зоны проводимости и потолка валентной зоны;  $\chi_n$  и  $\chi_p$  – химические потенциалы электронов и дырок соответственно. Химический потенциал характеризует возможность диффузии свободных частиц, когда имеет место различие в их концентрациях. В полупроводниках в силу их электронейтральности выполняется условие: концентрация электронов в зоне проводимости и ионизированных атомов-доноров равны концентрациям дырок ионизированных И атомов-акцепторов. Концентрации носителей электронов и дырок определяются положением энергетических уровней Ед и Еа в запрещённой зоне относительно уровня Ферми  $E_F$ :

$$n = N_{\mu} \exp\left(-\frac{E_{\mu} - E_{F}}{kT}\right);$$
$$p = N_{a} \exp\left(-\frac{E_{F} - E_{a}}{kt}\right).$$

Важнейшим соотношением является связь концентраций носителей в полупроводнике:

$$np = n_i^2.$$
 (12.21)

Для кремния концентраций носителей в собственном полупроводнике равна  $4,8 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup>. Если кремний был легирован фосфором до концентрации  $10^{11}$  см<sup>-3</sup>, то концентрация электронов будет такой же, а концентрация дырок  $2,3 \cdot 10^8$  см<sup>-3</sup>. В этом случае электроны являются основными, а дырки-неосновными носителями.

Таблица 12.4

Материал	Атомный	Ширина запрещённой	Подвижность, см²/(с · В)		Энергия образования
	номер	зоны, эВ	Электроны	Дырки	носителен, эр
Si	14	1,12	1350	480	3,61
Ge	32	0,65	3800	1800	2,98
GaAs	33: 31	1,35	8500	400	4,2

#### Свойства полупроводников

Помимо времени жизни, концентрации носителей, их подвижности используют понятия коэффициента диффузии и длины диффузии. Коэффициент диффузии связан с подвижностью соотношением Эйнштейна:  $D = \frac{\mu kT}{e}$ . Длина диффузии носителей *L* равна  $L = \sqrt{D\tau}$ . Некоторые характеристики полупроводниковых материалов представлены в табл. 12.4.

Для дозиметрии и α-спектрометрии чаще всего применяют кремниевые ППД, для спектрометрии γ – излучения используют германиевые ППД.

# 5.2. Основные типы полупроводниковых детекторов

Простейшим детектором могла быть полоска высокоомного кремния. К такой полоске необходимо подвести напряжение для измерения силы тока, созданного ионизирующего излучения. Для нормальной работы необходимо обеспечить омические контакты. С этой целью проводят дополнительное сильное легирование, создавая слои  $n^+$  для n - Si и  $p^+$  для p - Si. Индекс "+" означает концентрация носителей велика и полупроводник становится вырожденным, полуметаллом, иначе, концентрация свободных носителей превышает эффективное число состояний в зоне разрешённых энергий. На слой из вырожденного кремния наносится слой металла для контакта с измерительной цепью.

рую падает излучение, равна S, толщина детектора d, приложенное напряжение U, мощность дозы в образцовом веществе (мягкая ткань)  $D_0$ . Тогда

$$I_{\mu_{3,\Pi}} = \dot{D}_0 \cdot \frac{\mu_{S_1}}{\mu_0} \cdot \frac{M}{w} \cdot \tau \cdot \left(\mu_p + \mu_n\right) \cdot \frac{U}{d}, \qquad (12.22)$$

где *w* – энергия образования пары носителей, т – время жизни.

Помимо радиационного тока будет протекать темновой ток, обусловленный исходной концентрацией носителей заряда. Если полупроводник собственный, то темновой ток равен:

$$I_{\rm T} = q \cdot S \cdot n_i \cdot \left(\mu_p + \mu_n\right) \cdot U \cdot d^{-1}. \tag{12.23}$$

Для полного собирания зарядов необходимо выполнение условия – время пролёта носителей  $(d^2/\mu U)$  должно быть много меньше времени жизни.

a)



Рис. 12.8. Зонные диаграммы: *а* – зоны в *n* и *p* – кремнии, *б* – зоны в ППД

Технические трудности получения высокочистого кремния с большим временем жизни носителей не позволили им найти какого-либо практического применения.

Широкое применение нашли неоднородные полупроводниковые детекторы: поверхностно-барьерные, диффузионно-дрейфовые.

Мысленно представим, что пластина кремния состоит из двух областей с проводимостью *n*- и *p*-типа. Если бы между ними не было контакта, то зонные диаграммы выглядели бы так, как показано на рис. 12.8,*a*.

Уровни Ферми в материале *n*-типа лежат у потолка запрещённой дозы, в материалах *p*-типа – у дна запрещённой зоны. Как только между частями материала возникает контакт, то вследствие процесса диффузии свободные носители в приконтактной области начинают перемещаться: электроны из *n*-кремния переходят в *p*-кремний, оставляя неподвижные положительно заряженные ионы атомов решётки, дырки, соответственно, переходят в *n*-кремний. В результате по обе стороны контакта образуются слои с избытком электронов в *p*-области и дырок в *n*-области, равные по заряду. Так возникает электрически нейтральная область – область электронно-дырочного перехода (рис. 12.8,*б*).

Два слоя носителей заряда разного знака образуют потенциальный барьер, который препятствует дальнейшей диффузии носителей через переход. В области перехода свободных носителей ничтожно мало. Поэтому область перехода называют обеднённой областью.

Потенциальный барьер могут преодолеть только носители, обладающие значительной энергией, большей  $\varphi_0$ . Если на n – Si подать положительный потенциал и на p – Si – отрицательный, то носители заряда по обе стороны перехода будут отодвигаться от границы контакта. Такое включение называется обратным и практически всегда применяется в ППД. Так как в обратно смещённом переходе практически отсутствуют носители заряда, удельное сопротивление приближается к собственному, т. е. обеднённая область становится чувствительной для индуцированного радиацией заряда.

Ширина активной части

$$d_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon(U+\varphi_0)}{qn}},\tag{12.24}$$

где  $\varepsilon_0$  – константа СИ для расчёта диэлектрической проницаемости, 8,85·10<sup>-10</sup> Ф;  $\varepsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость, для кремния  $\varepsilon = 12$ ; q – заряд электрона; n – концентрация носителей в базовой области (в материале, удалённом от *p-n* перехода, имеющего наименьшую проводимость). Обычно максимальная ширина перехода менее 1 мм. В диффузионных кремниевых детекторах *p*-*n*-переход формируется в высокоомном ( $\rho = 10^4$  Ом·см) материале *p*-типа высокотемпературной диффузией фосфора, который образует  $n^*$  – слой. В процессе изготовления время жизни носителей уменьшается, что ухудшает радиационно-физические характеристики детектора.

Поверхностно-барьерные ППД изготовляют на базе кремния *n*типа с удельным сопротивлением порядка 100 Ом см. На химически травлёную поверхность пластины (обычно толщиной 1 мм) вакуумным или катодно-вакуумным напылением наносят золотую плёнку толщиной менее 30 нм. Золотая плёнка образует выпрямляющий контакт Шотки с высотой потенциального барьера 0,8 эВ. Возле контакта возникает область сильного электрического поля, в которой концентрация носителей много меньше их концентрации в объёме полупроводника, ширина области  $2 \div 3$  нм. Ширина чувствительной области увеличивается при подключении источника напряжения обратной полярности (положительное напряжение приложено к *n*-полупроводнику). Создание «тыльного» (невыпрямляющего) контакта представляет определённую техническую проблему. Чаще всего используют никель, хром, наносимые по специальной технологии, которая является ноу-хау производителей.

Для создания неоднородных структур стали использовать метод ионного легирования с помощью специальных ускорителей тяжёлых ионов. Например, пластина n – Si облучается ионами B с энергией 15 кэВ флюенсом 5·10<sup>14</sup> см<sup>-2</sup>. Ионы проникают на глубину менее 1 мкм. Обратный контакт создаётся ионами As с энергией 30 кэВ флюенсом 5·10<sup>15</sup> см<sup>-2</sup>. К этим имплантированным слоям подводятся контакты.

Подбор напряжения обратного смещения позволяет увеличить область чувствительности до 250 и более мкм.

Диффузионно-дрейфовые детекторы изготовляют из кремния или германия *p*-типа путём температурной диффузии, а затем дрейфа ионов лития в поле *p*-*n*-перехода. Как отмечалось, ионы лития из-за малых размеров и большой подвижности проникают в *p*-полупроводник на большую глубину, компенсируя дырки и создавая область (область *i*) с проводимостью, близкой к собственной, толщиной 10 мм в Si и 20 мм в Ge. Кремниевые детекторы такого типа используются для спектрометрии заряженных частиц, радиометрии нейтронов. Ge-детекторы нашли применение для измерения рентгеновского излучения (планарная конструкция) и  $\gamma$ -излучения (коаксиальная конструкция). В дозиметрической практике используются в основном кремниевые ППД. Помимо p - i - n -детекторов были разработаны  $p - \pi - n$  -детекторы, в которых в пластину из чистого кремния (чаще всего p-Si) вводят большие концентрации доноров с одной стороны и акцепторов с другой стороны пластины.

Используются также поверхностно-барьерные ППД, в которых в пластину из чистого кремния (чаще всего вакуумным или катодновакуумным напылением наносят золотую плёнку толщиной менее 30 нм. Золотая плёнка образует выпрямляющий контакт Шотки с высотой потенциального барьера 0,8 эВ. Возле контакта возникает область сильного электрического поля, в которой концентрация носителей много меньше их концентрации в объёме полупроводника, ширина области  $2 \div 3$  нм. Ширина чувствительной области увеличивается при подключении источника напряжения обратной полярности (положительное напряжение к n —полупроводнику). Создание «тыльного» (невыпрямляющего) контакта представляет определённую техническую проблему. Чаще всего используют никель, хром, наносимые по специальной технологии, которая является ноу-хау фирм производителей.

Для создания неоднородных структур стали использовать метод ионного легирования с помощью специальных ускорителей тяжёлых ионов. Например, пластина n - Si облучается ионами B с энергией 15 кэВ флюенсом  $5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>. Ионы проникают на глубину менее 1 мкм. Обратный контакт создаётся ионами As с энергией 30 кэВ флюенсом  $5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup>. К этим имплантированным слоям подводятся контакты. Подбор напряжения обратного смещения позволяет увеличить область чувствительности до 250 и более мкм.

# 5.3. Применение кремниевых ППД без подачи напряжения питания в дозиметрии

По сути ППД являются диодами специального назначения. Через диод протекает ток при подаче прямого (положительный полюс

источника питания присоединён к *p*-материалу) и при обратном подключении. Количественно токи могут различаться на порядки, но знание их необходимо.

Рассмотрим два контактирующих полупроводника с *p*- и *n*-проводимостью. Для любых контактирующих твёрдых тел в условиях равновесия уровень Ферми один и тот же. Это утверждение относится и к контактам металл—полупроводник и полупроводник – полупроводник. При этом наблюдается изгиб зон, соответствующий отклонению концентраций носителей от равновесной, задаваемой концентрацией примеси и температурой:

$$\Delta n_p(x) = (\Delta n_p)_{\rm rp} e^{-x_p/L_n}; \quad \Delta p_n(x) = (\Delta p_n)_{\rm rp} e^{-x_n/L_p}.$$
 (12.25)

При подключении обратного напряжения  $n_{p,rp} < n_{p_o}$  и  $p_{n,rp} < p_{n_0}$ , т. е. будет проходить уход носителей (экстракция) из примыкающих к *p*-*n*-переходу областей.

Плотность диффузионного тока через границы перехода при любой полярности будет равна:

$$j_{n_{x_p-0}} = eD_n \left(\frac{dn_p}{dx_p}\right)_{x_p-0} = eD_n \left(\frac{\Delta n_p}{dx_p}\right)_{x_p-0};$$

$$(dn) \qquad (\Delta n)$$

$$j_{n_{x_n-0}} = eD_p \left(\frac{dp_n}{dx_n}\right)_{x_n-0} = eD_p \left(\frac{\Delta p_n}{dx_n}\right)_{x_n-0}.$$

Подставим в эти формулы выражения  $\Delta n$  и  $\Delta p$ :

$$(j_n)_{x_p=0} = \frac{e_{D_n(\Delta n_p)_0}}{L_n} \left( e^{-\frac{x_p}{L_n}} \right)_{x_p=0} = \frac{e_{D_n n_p_0}}{L_n} \left( e^{\frac{e_U}{k_T}} - 1 \right), (12.26)$$

$$(j_p)_{x_n=0} = \frac{eD_p p_{n_0}}{L_p} \left( e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right),$$
 (12.27)

В тонком переходе плотности токов одинаковы на границах и в глубине перехода, а результирующий ток есть сумма токов дырок и электронов

$$j = j_p + j_n = \left(\frac{eD_p p_{n_0}}{L_p} + \frac{eD_n n_{p_0}}{L_n}\right) \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1\right).$$
(12.28)

Для прямого включения U > 0, для обратного – U < 0. При прямом включении, когда eU > kT, то 1 можно пренебречь, и ток экс-

поненциально растёт с напряжением. При обратном подключении, если eU > kT, то экспонентой можно пренебречь и вольт-амперная характеристика выходит на плато и стремится к току насыщения  $j_s$ :

$$j_{s} = \frac{eD_{n}n_{p_{0}}}{L_{n}} + \frac{eD_{p}p_{n_{0}}}{L_{p}} = \frac{eL_{n}n_{p_{0}}}{\tau_{n}} + \frac{eL_{p}p_{n_{0}}}{\tau_{p}}$$

Здесь предполагается возникновение тока за счёт тепловых процессов. По отношению к регистрации ионизирующего излучения такой ток является фоновым, темновым током. Из-за флуктуаций он мешает проводить измерение малых уровней радиации.

Как отмечалось выше, область *p-n*-перехода близка по концентрации носителей к собственному полупроводнику. Предположим, что  $E_{F_n}$  и  $E_{F_p}$  проходят через *p-n*-переход, оставаясь горизонтальными, по крайней мере для невысоких значений приложенного напряжения. Если ширина обеднённой области меньше длин диффузии в *p*- и *n*-материалах, то

$$(\Delta n)_i = n_{i,\text{rp}} - n_i = n_i \left( e^{\frac{eU_1}{kT}} - 1 \right);$$
$$(\Delta p)_i = p_i \left( e^{\frac{eU_2}{kT}} - 1 \right),$$

где  $U_1$  и  $U_2$  – потенциалы на границе р- и п-областей. Так как обеднённая область электронейтральна, то  $U_1 = U_2$ , и  $U_1 + U_2 = U$ ;  $U_1 = U_2 = \frac{U}{2}$ .

В *i* – области скорости изменения концентрации равны:

$$\left(\frac{dn_i}{dt}\right) = \frac{\Delta n_i}{\tau_{n_i}} \quad \text{M} \quad \left(\frac{dp_i}{dt}\right) = \frac{\Delta p_i}{\tau_{p_i}}$$

Изменения концентраций равны между собой и  $\tau_{n_i} = \tau_{p_i} = \tau_i$ :  $\left(\frac{\Delta n_i}{\tau}\right)$  – изменение концентрации электронов (и дырок) за одну секунду в единице объёма вследствие их рекомбинации. Тогда плотность рекомбинационного тока равна:

$$j_r = e \frac{\Delta n_i}{\tau_i} d_i = \frac{e n_i d_i}{\tau_i} \left( \frac{e U}{e^{2kT}} - 1 \right).$$
(12.29)

Полный ток является суммой рекомбинационного и диффузионного токов [8].

Для практических оценок ещё раз преобразуем выражение для этих токов. Рассмотрим кремниевый сильно ассиметричный переход с базой *p*-типа. В этом случае

$$j_{\mu\mu\phi,S} = e \frac{n_{p_iD_n}}{L_n} = \frac{eL_n}{\tau_n} n_{p_0} = e^2 n_i^2 k_p \rho_p \sqrt{\frac{kT}{e} \frac{k_n}{\tau_n}}.$$
  
Здесь используется ранее упомянутые выражения:  $n_{p,0} = \frac{n_i^2}{p};$ 

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n}; \ D_n = \mu \frac{\kappa T}{e}; \ \rho_p = \frac{1}{e \rho \mu_p}$$

$$j_{\mu\mu\phi,S} = 1,90 \cdot 10^{-14} \frac{\rho_p}{\sqrt{\tau_n}}.$$
 (12.30)

Здесь  $\rho_p$  имеет размерность Ом·см,  $\tau_n$  – секунда.

Рассмотрим пример. Пусть  $\tau = 100$  мкс,  $\rho_p = 10^3$  Ом · см, тогда плотность диффузионного тока будет равна 1,90·10<sup>-9</sup> A/см<sup>2</sup>.

Упростим выражение для рекомбинационного тока  $j_r$ . Толщину обеднённого слоя  $d_i$  (см) можно оценить по формулам ступенчатого p - n- перехода для кремниевого детектора:

$$d_n = 5 \cdot 10^{-5} \sqrt{(U+U_k)\rho_n} , \qquad (12.31)$$

$$d_p = 3 \cdot 10^{-5} \sqrt{(U+U_k)\rho_n} \,. \tag{12.32}$$

Значение  $U_k$  равно 0,8 В.

$$j_r = 7,2 \cdot 10^{-14} \frac{\sqrt{\rho_p(u+u_k)}}{\tau_i} \left( e^{\frac{eU}{2kT}} - 1 \right).$$
(12.33)

Если приложенное напряжение обратной полярности превышает значение 2kT/e, то экспонентой можно пренебречь. В отличие от диффузионного тока рекомбинационный ток будет возрастать с ростом внешнего напряжения как  $\sqrt{U}$ .

Как и ранее, рассмотрим простой пример: U = 0;  $U_k = 0.8B$ ;  $\rho_p = 10^3 \text{Ом} \cdot \text{см}; \tau = 10^{-4} \text{ c}:$ 

$$j_r = 7,2 \cdot 10^{-14} \frac{\sqrt{10^2 \cdot 0.8}}{10^{-4}} = 2,04 \cdot 10^{-8} \text{ A/cm}^2,$$

Итак, *j*<sub>p</sub> на порядок превышает диффузионный ток кремниевого ППД. Для германия наблюдалась бы обратная картина.

Пусть на поверхность ППД площадью *S* падает мононаправленный поток моноэнергетических фотонов, создающих в образцовом веществе (мягкая ткань), мощность дозы  $D_0$ . Тогда в грубом приближении радиационный ток будет равен:

$$I = 10^{-3} \frac{e \dot{D}_0 S \rho}{w} \left( \frac{\mu_{en} z}{\mu_{en}, 0} \right) \cdot (L + d_0), \qquad (12.34)$$

где w – работа образования пары носителей в полупроводнике;  $\rho$  – плотность полупроводника (для  $S_i \ \rho = 2,3 \ r/cm^2$ );  $\mu_{en}$ , z и ,0 – коэффициенты поглощения энергии в полупроводнике и образцовой среде; L – длина диффузии носителей в базе, см;  $d_0$  – длина, обеднённого слоя, см. Эта упрощённая формула получена в пред-положении, что энергия фотонов превышает (10 ÷ 15) кэВ, и по-глощением в окне можно пренебречь.

В более общем случае необходимо учитывать ослабление потока фотонов в слое, обращённом к пучку фотонов ( $d_n$  для p – базы), в обеднённом слое и выход электронов из слоя  $d_n$  и базы, принимая контакты омическими, получим:

$$I = \frac{10^{-3} e \dot{D}_0 S}{w} x$$

$$\mathbf{x}\left(\frac{\mu_{en},z}{\mu_{en},0}\right)\exp(-\mu_z d_n)\left[\mu_z d_n+\left(1-\mathrm{e}^{\mu_z d_0}\right)\mathrm{e}^{-\mu_z d_0}\frac{\mu_z L_n}{1-\mu_z L_n}\right].$$

В литературе приведены и более сложные формулы, но ряд входящих в них параметров недоступен потребителю ППД и, возможно, их разработчикам.

Входящее в формулы напряжение от внешнего источника – это напряжение на р-*n*-переходе.

При прямом включении проводимость перехода увеличивается, напряжение на переходе ограничивается падением напряжения на сопротивлении базы. При больших напряжениях ВАХ из экспоненциальной зависимости переходят в линейную. На рис. 12.9 приведена вольт-амперная характеристика (ВАХ) ППД без воздействия облучения и при облучении. Видно, что минимальный темновой ток приходится на нулевое напряжение на переходе.



Рис. 12.9. Вольт-амперная характеристика: *1* – без облучения, темновой ток, 2 – при облучении

Для кремниевого ППД в темновом токе преобладает рекомбинационная составляющая. С увеличением напряжения смещения увеличивается ширина p - n –перехода и растёт обратный ток  $\sim \sqrt{U}$ . Примерно так же будет возрастать радиационный ток из-за увеличения чувствительного объёма. При отсутствии внешнего напряжения ширина перехода определяется контактной разностью потенциалов,  $\sim 0.8$  В. Для базы с удельным сопротивлением  $10^3$  Ом · см ширина перехода равна  $\sim 10$  мкм.

Включим ППД в замкнутую цепь, содержащую измеритель тока с внутренним сопротивлением  $R_{\rm H}$ . Предположим, что  $R_{\rm H}$  близко к нулю, тогда падение напряжения на переходе станет равным нулю:

$$I_n = I_{\text{pag}} - I_{\text{T}} \left[ \exp\left(\frac{eU}{mkT}\right) - 1 \right]. \tag{12.35}$$

Здесь введён коэффициент m, условно объединяющий диффузную и рекомбинационную составляющие,  $1 \le m \le 2$ :

$$I_{\Pi} = I_{\text{рад}}$$

Опыт показывает, что  $R_{\rm H}$  должен быть менее 2 кОм.

Рассмотрим другой случай,  $R_{\rm H}$  велико, порядка ГОм. В этом случае ток через нагрузку будет близок к нулю:

$$0 = I_{\text{pad}} - I_{\text{T}} \exp\left(\frac{eU}{mkT}\right) + I_{\text{T}}; \frac{I_{\text{pad}}}{I_{\text{T}}} + 1 = \exp\left(\frac{eU}{mkT}\right)$$

$$468$$
откуда

$$U = \frac{mkT}{e} \ln\left(1 + \frac{I_{\text{рад}}}{I_{\text{T}}}\right).$$
(12.36)

Таким образом, напряжение, измеренное электрометром с большим сопротивлением нагрузки, примерно пропорционально логарифму радиационного тока, т. е. логарифму мощности дозы.

На самом деле возникает вопрос, в каком материале измеряется доза. Выше были приведены формулы для оценок радиационного тока от мощности дозы в эталонном материале, в мягкой биологической ткани. Переход от мощности дозы в кремнии проводился по отношению коэффициентов поглощения энергии. Такая оценка справедлива для достаточно толстого детектора, для которого утечкой электронов из объёма и привнесением энергии от окружающей среды можно пренебречь. На рис. 12.10 воспроизведены зависимости ЭЗЧ по дозе для кремниевого ППД с различными толщинами чувствительного объёма [8].



Рис. 12.10. Дозовая энергетическая зависимость чувствительности ППД от ширины чувствительной области [8] ( $L_p + L_n + d_{pn}$ ): 1 – ширина близка к нулю, 2 - 100 мкм, 3 - 1000 мкм, 4 - 10 мм

Видно, что по мере роста толщины максимум ЭЗЧ перемещается в сторону больших энергий, а его значение уменьшается. При энергиях выше 200 кэВ кривые сливаются, и отношение тока к мощности дозы в эталонном материале выходит на плато, равенство единице означает, что значения нормализованы, например, по отношению к γ-излучению <sup>137</sup>Cs или <sup>60</sup>Co, т. е. к энергии фотонов, где преобладает комптоновское рассеяние. Приведённые кривые в значительной мере идеализированы. Если используются поверхностно-барьерные ППД, то толщина окна вместе с золотым напылением меньше 30 нм. Поэтому в окно будут попадать электроны неизвестного «материала-родителя». Если перед окном стоит пластина Si, или Al, или Mg, то при достаточной её толщине можно чувствительный объём рассматривать как заполненную веществом полость, причём отношение тормозных способностей можно смело принять за единицу. Такой детектор действительно измерял бы мощность дозы в кремнии.

Если экран перед окном сделать из тканеэквивалентного пластика, то ППД приблизится к требуемому дозиметру, но всё же его ЭЗЧ должна быть рассчитана методом Монте–Карло с учётом переноса энергии электронами.



Рис. 12.11. Зависимость тока короткого замыкания от толщины алюминиевых экранов для фотонов с энергиями 0,07, 0,215 и 1,25 МэВ

На рис. 12.11 приведены зависимости тока короткого замыкания ППД с шириной чувствительной области 300 мкм при использовании алюминиевых экранов различных толщин [8].

# 5.4. Использование ППД с обратным смещением в дозиметрии

При подаче обратного смещения на p - n – переход растёт ширина обеднённой области пропорционально  $U^{1/2}$ . Чувствительная область p - n – перехода, кроме p - i - n –детекторов, определяется суммой длин диффузии и шириной p - n –перехода. Обычно длина диффузии достигает сотен мкм и по размеру превышает или сопоставима с шириной обеднённой области. Одновременно растёт и темновой рекомбинационный ток и ухудшается отношение сигнал/фон. Вместе с тем в p - i - n – детекторах необходимо применять источники внешнего питания с тем, чтобы время пролёта T носителей через i – слой было меньше среднего времени до рекомбинации, т. е. времени жизни носителей.

Пусть неосновными носителями будут электроны. Тогда  $T = \frac{d_i^2}{\mu_n U}$  должно быть меньше т. В противном случае ухудшится эффективность собирания носителей. Обычно эффективность оценивается по формуле:

$$\eta = \frac{\tau_i}{T} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{T}{\tau_i}\right) \right].$$
(12.37)

Аналогично оценивается эффективность собирания зарядов из обеднённой области других типов ППД.

При данном включении ППД обычно измеряют количество импульсов, превышающих по амплитуде импульсы темнового тока.

Энергия, соответствующая среднеквадратической величине от теплового шума, оценивается по формуле:

$$E_{\rm III,T} = \frac{w}{e} \sqrt{kTC}$$
,

где C — ёмкость ППД, обычно выражаемая в п $\Phi$ , w — работа образования пары носителей, для кремния ~ 3,5 эВ.

При подстановке констант, получаем для Si – ППД

$$E_{\rm III,T} = 1,4\sqrt{C}$$
, кэВ.

Наряду с тепловым шумом выделяют дробовый, генерационнорекомбинационный, и «избыточный» шум. Эквивалентная энергия этих шумов около 10 кэВ. Общий энергетический эквивалент шума

$$E_{\rm III} \approx \sqrt{E_{\rm T}^2 + E_{\rm Ap}^2 + E_{\Gamma-p}^2 + E_{{\rm H}36}^2} \approx 10 \div 20 \,{\rm k}3B.$$

Скорость счёта шумовых импульсов зависит от порога дискриминации последующей измерительной схемы  $(E_{a})$ :

$$n_{\rm III} = \frac{1}{2\pi\tau_{\rm H}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{E_{\rm A}^2}{E_{\rm III}^2}\right)\right],$$

где т<sub>и</sub> – постоянная времени измерительной схемы.

Напряжение обратного смещения выбирают, исходя из максимального отношения сигнал/шум. Обычно этому условию удовлетворяет 40 – 100 В.

С ростом уровня дискриминации уменьшается скорость счёта импульсов, вызванных гамма-излучением.

Пусть на торцовую поверхность ППД падает мононаправленный поток фотонов с энергией E, и пусть толщина обеднённой области или i – слоя превосходит пробег фотоэлектронов в несколько раз. Тогда с учётом порога дискриминации получим оценку скорости счёта:

$$N = \varphi(E_{\gamma}) \cdot S \cdot \left(1 - e^{-\mu d_{i}}\right) \cdot \left[\frac{\mu_{\phi}}{\mu} + \frac{\mu_{\kappa}}{\mu} \left(1 - \frac{E_{\mu}}{E_{\max}}\right)\right], (12.38)$$

где  $\varphi$  — плотность потока фотонов с энергией  $E_{\gamma}$ , S — площадь детектора,  $\mu$  — общий коэффициент ослабления  $\gamma$  —излучения,  $\mu_{\varphi}$ ,  $\mu_{\kappa}$  — коэффициенты ослабления за счёт фотоэффекта и комптоновского рассеяния, соответственно,  $E_{\max}$  — максимальная энергия комптоновских электронов.

Выразим  $\phi(E_{\gamma})$  через мощность поглощённой дозы в эталонном материале,  $(\dot{D}_0)$ :

$$\dot{N} = \frac{D_o S}{\mu_{en_0} E} \left( 1 - e^{\mu d_i} \right) \left[ \frac{\mu_{\phi}}{\mu} + \frac{\mu_{\kappa}}{\mu} \left( 1 - \frac{E_{\pi}}{E_{max}} \right) \right],$$

Если  $\mu d_i$  – малая величина, то разложив экспоненту в ряд, получим:

$$\dot{N} = \frac{\dot{D}_0 S}{\mu_{en} E} \ \mu d_i \ \left[\frac{\mu_{\Phi}}{\mu} + \frac{\mu_{\kappa}}{\mu} \left(1 - \frac{E_{\kappa}}{E_{\max}}\right)\right]. \tag{12.39}$$

Отсюда видно, что скорость счёта не пропорциональна мощности лозы при изменении энергии фотонов *E*. Отношение  $\frac{N}{\dot{D}_0}$  с ростом энергии фотонов уменьшается быстрее, чем  $\frac{1}{E}$  из-за уменьшения  $\mu$ .

При энергиях фотонов менее уровня отсечки скорость счёта равна нулю, затем при увеличении энергии  $\frac{N}{\dot{D}_0}$  растёт, достигает максимума и монотонно уменьшается.

Если отношение скорости счёта к мощности дозы для <sup>60</sup>Со принять за единицу, то для энергий 20÷40 кэВ это отношение возрастает до 40 даже до 200 (в зависимости от толщины чувствительного слоя). Поэтому импульсный режим работы ППД долгое время считался неприемлемым для использования в дозиметрии.

Учёные японской фирмы ALOKA [9] разработали универсальный индивидуальный дозиметр на базе унифицированных Si – ППД (мультиплекс). Первоначально прототип мультиплексного детектора содержал три ППД для регистрации γ-излучения в диапазоне энергий от 20 кэВ до 1,25 МэВ. При этом на выходе прибора получали эквивалент дозы как бы за экранами из тканеэквивалентного материала толщиной 10, 3, 0,07 мм. Авторы использовали один ППД без фильтра (за пластмассовым корпусом дозиметра толщиной 3 мм), а другие были снабжены тонкими титановым и свинцовым фильтрами. Титановый фильтр ослаблял в два раза скорость счёта фотонов с энергией 30 кэВ, а свинцовый – 150 кэВ. Чувствительность по дозе трёх детекторов приведена на рис. 12.12.



Рис. 12.12. Чувствительность трех ППД фирмы *ALOKA*: без экрана (с тонкой пластмассовой стенкой), с титановым и свинцовым экранами

По показаниям трёх ППД с помощью микропроцессора, содержащего в памяти специальную программу (ноу-хау фирмы), прибор способен воспроизвести дозу и эквиваленты доз γ-излучения с погрешностью 5 % в диапазоне энергий фотонов 20 ÷ 1250 кэВ. Результирующие кривые приведены на рис. 12.13.

В последующих модификациях к  $\gamma$ -детекторам был добавлен ППД для дозиметрии  $\beta$ -излучения. Эквивалент дозы за 70 мкм ткани с высокой точностью измерялся при максимальной энергии  $\beta$ -спектра более 200 кэВ. Для  $\beta$ -спектра <sup>14</sup>С ( $E_{max} = 156$  кэВ) прибор занижал дозовый эквивалент на 25 %. Чувствительность достигала 180 отсчётов на 1 мкЗв. Для определения вклада сопутствующего  $\gamma$ -излучения применяли традиционную отсечку потока  $\beta$ -частиц с помощью пластмассового фильтра толщиной несколько миллиметров.



Рис. 12.13. Дозовые чувствительности дозиметра ALOKA после обработки результатов измерений внутренним контроллером: указаны эквиваленты толщин биологической ткани: 1 см – соответствует индивидуальному эквиваленту дозы при облучении всего человека, 3 мм – хрусталика глаза, 70 мкм – кожи

# 5.5. Применение ППД как заместителей ионизационных камер

Несмотря на высокую точность воспроизведения зависимости D; H(10); H(3); H(0,07) от энергии фотонов, трёх детекторный метод использования ППД имеет ограничения по энергетическому интервалу из-за искусственности метода обработки.

Проигрывая по чувствительности, тонкие ППД в определённых условиях могут конкурировать с ионизационными камерами. Действительно, чувствительная область может быть тонкой и стать аналогом полости ионизационной камеры для фотонов с достаточно высокой энергией. В этом случае будет применим принцип Брэгга–Грея. Поскольку необходимо измерять дозу в мягкой биологической ткани, детектор должен быть помещён в соответствующую среду. Низкая чувствительность предопределила место использования. ППД как заместителей ионизационных камер – это медицинская физика. Одна из международных фирм выпускает целую линейку полупроводниковых детекторов, многоканальный измерительный пульт, имеющий в своём составе микропроцессор, память и набор программ по обработке данных. ППД изготовлены из p – Si и имеют форму диска. Эффективная толщина чувствительного объёма 2,5 мкм, площадь детектора 1 мм<sup>2</sup>. Рекомендуемый диапазон мощностей доз 0,05÷10 Гр/мин. Сравним с мощностью дозы, которую получил бы профессионал, работая 1700 часов в год –  $2 \cdot 10^{-7}$  Гр/мин. Ещё раз убеждаемся, что ППД в токовом режиме не подходят для целей радиационной безопасности. Упомянутые здесь детекторы располагаются на коже в местах, соответствующих органам, в которых нужно максимально точно знать дозу. Чувствительность ППД в зависимости от типа лежит в пределах (240 ÷ 450) нКл/Гр. Стенки ППД изготовлены из пластика.

Для измерения дозы в максимуме глубинного распределения используют фронтальные насадки: для фотонов – 0,5 г/см<sup>2</sup> плексигласа; для тормозного излучения, создаваемого электронным пучком ускорителей на (1÷5) MB, – 1 г/см<sup>2</sup> титана; для (6÷13) MB – 2 г/см<sup>2</sup> свинца. Для определения дозы от электронов с энергиями 4÷30 МэВ используют экран из плексигласа (ПММА) толщиной 0,12 г/см<sup>2</sup>. Ток утечки на низких диапазонах составляет 5·10<sup>-14</sup> А.

Эти данные приведены в качестве примера, использование титана и свинца в качестве насадок оправдано из-за уменьшения габаритных размеров (плотность свинца в 10 раз больше, чем у плексигласа). С другой стороны, будет ли доза за свинцовым экраном равна максимальной дозе в ткани? Например, для энергии фотонов 6 МэВ коэффициент истинного поглощения в ткани равен 0,018 см<sup>2</sup>/г, а в свинце – 0,028 см<sup>2</sup>/г пробег электронов с той же энергией 3,06 г/см<sup>2</sup> и 1,9 г/см<sup>2</sup> соответственно. Только тщательный расчёт глубинных доз поможет подобрать материал и толщину экрана.

Отечественная промышленность выпустила «прострельные» детекторы, у которых обеднённая область простирается на всю толщину полупроводникового материала, т. е. от переднего золочения до тыльного алюминиевого контакта, толщиной 20 нм. Такие детекторы обозначаются маркой ДКПО-E/dx. Габаритный диаметр у всех одинаков, а размер рабочих площадей колеблется от 25 до 200 мм<sup>2</sup>. Толщина чувствительной области (20÷200) мкм. Обратный ток не более (0,3÷0,8) мкА.

# 5.6. Возможность применения ППД для дозиметрии нейтронного излучения

Вопросы дозиметрии нейтронов будут рассмотрены в 13 главе. Здесь же кратко остановимся на использовании кремниевых ППД для измерения дозы нейтронов (кермы, индивидуального эквивалента дозы).

Промышленность выпускает детекторы с герметично укреплёнными на поверхности ППД полиэтиленовыми радиаторами. В радиаторе рождаются протоны отдачи, которые частично попадают в ППД. При высоких энергиях нейтронов возникают ядра отдачи кремния и продукты реакций нейтронов с ядрами кремния. В частности, реакция  ${}^{28}$ Si(n, p)  ${}^{28}$ Al с эффективным порогом около 5,5 МэВ и сечением 120 мбарн. Энергетическая зависимость эффективности регистрации протонов, выходящих из полиэтилена, близка к зависимости кермы (или поглощённой дозы) в ткани. Толщина чувствительной области не менее 200 мкм, что соответствует пробегу протона с энергией 1,1 МэВ. Из-за необходимости отсечки импульсов от фотонов необходимо использовать в последующей электронной схеме дискриминатор с энергетическим порогом около 0,2 МэВ. Такие детекторы из-за низкой чувствительности работоспособны при плотности потока быстрых нейтронов более 100 см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>, что на порядок превышает среднегодовую допустимую плотность потока

Упоминавшийся ранее дозиметр фирмы ALOKA [9] имеет в своём составе нейтронный детектор, однако его чувствительность по дозе не постоянна и изменяется в шесть раз в диапазоне 0,15÷15 МэВ.

Технология имплантации легирующих примесей позволяет создавать ППД большой площади. Такие ППД с полиэтиленовым радиатором с нормированными добавками атомов бора или лития позволят получить дозиметр эквивалента дозы, воспроизводящий нормативную ЭЗЧ с удовлетворительной погрешностью.

### 6. Актуальные проблемы

Использование детекторов в импульсном режиме открывает большие возможности для создания высокочувствительных избирательных дозиметров. Остановимся на сцинтилляционных детекторах. Как в своё время изобретение Кубецким ФЭУ, усовершенствованного Зворыкиным, открыло эру сцинтилляционных детекторов различного назначения, так и в наши дни открытие возможности использования матрицы из микроскопических лавинных фотодиодов, сделанное под руководством Б.А. Долгошеина [13,14]. позволяет миниатюризировать блоки детектирования. Поизводство таких Si-ФЭУ осуществлено не только в России, но и за рубежом. Миниатюризация сцинтиллятора и подбор насадок-экранов позволят создать дозиметры фотонов в широком диапазоне энергий. В принципе, открывается возможность разработки индивидальных спектрометров-дозиметров, с помощью которых будут установлены ведущие линии потока фотонов и по заранее созданным программам рассчитаны эквиваленты доз. При разработке таких устройств необходим тщательный расчет поглощённой в сцинтилляторе знергии с учётом утечки электронов и притоком их из окружающей среды. При малых размерах сцинтиллятора ситуация не ординарная, так как с одного торца раположен кремниевый ФЭУ и обмен злектронами неизбежен.

Интересный метод дозиметрии с помощью нескольких ППД с экранами продемонстрировала фирма ALOKA[9]. Однако в публикации не раскрыт главный принцип: как они преодолели систематическое уменьшение зффективности с ростом энергии фотонов при всех экранах и получили минимальное отклонение ЭЗЧ от энергетической зависимости доз. Только программными методами такого желаемого результата получить нельзя. Возможно был применён амплитудный анализ сигналов. Предложенный способ определения доз представляется перспективным и над ним следовало бы поработать.

Другой проблемой является дозиметрия электронного излучения. Тонкие детекторы, в которых сигнал пропорционален dE/dxсоздают сигналы малой амплитуды, что требует мало шумящих детекторов и электронных узлов. Увеличение толщины приведёт к двойственности результата: при малых энергиях будет регистрироваться плотность тока энергии, а при больших энергиях электронов- плотность потока энергии. Уместно отметить, что в нормативах приведены требования к допустимым плотностям потока, а в подавляющем большинстве случаев регистрируют плотность тока.

Далее, современная электроника предоставила возможность использовать сверхбыстродействующие АЦП для оцифровки сигналов и применить их для разделения сигналов от нейтронов и фотонов. Пока такие приборы уникальны. При надлежащей обработке получают спектр нейтронов. От спектра нейтронов расчётным путём можно перейти к амбиентному эквиваленту дозы.

### Список литературы

1. Херст Дж., Ритчи Р., Милле В. Дозиметрия быстрых нейтронов. В сб. «Дозиметрия ионизирующих излучений». Докл. иностр. учёных на международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955. М.: Гостехтеориздат, 1956.

2. Крамер-Агеев Е.А., Мартынов Ю.Н., Трошин В.С. Расширение диапазона работы гамма-интенсиметра. В сб.: Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. М.: Атомиздат, 1969 №9. С.148.

3. Прайс В. Регистрация ядерного излучения. М.: ИИЛ, 1960.

4. Крамер-Агеев Е.А., Сахаров В.К. Сцинтилляционный гаммадозиметр. В сб. Труды 3-го координационного совещания по сцинтилляторам (г.Харьков) 1959.

5. Званцев А.А., Крамер-Агеев Е.А., Трошин В.С. Высокочувствительный сцинтилляционный гамма-дозиметр для радиоэкологического мониторинга. В сб. Труды Всероссийской межвузовской конференции «Конверсия-защите окружающейсреды» (г. Екатеринбург), 1994. С. 2.

6. Внутриреакторная дозиметрия: Практическое руководство / Б.А. Брискман, В.В. Генералова, Е.А. Крамер-Агеев, В.С. Трошин. - М.:Энергоатомиздат, 1985.

7. Медведев М.Н. Сцинтилляционные детекторы. М.: Атомиздат, 1977.

8. Кухтевич В.И., Трыков О.А., Трыков Л.А. Однокристальный сцинтилляционный спектрометр (с органическим фосфором). М.: Атомиздат, 1971.

9. Орешкин П.Т. Физика полупроводников и диэлектриков. М.: Высшая школа, 1977.

10. Смит Р. Полупроводники: Пер. с англ. М.: МИР, 1981.

11. Альбиков З.А., Веретенников А.И., Козлов О.В. Детекторы импульсного ионизирующего излучения. М.: Атомиздат, 1978.

12. Кронгауз А.Н., Ляпидевский В.К., Мандельцвейг Ю.Б., Подгорный В.Н. Полупроводниковые детекторы в дозиметрии ионизирующих излучений. М.: Атомиздат, 1973.

13. Nakooka H., Nishimura M., Matsubara S., Tateishi N. Development of multi detector for personal dosimeter, - Proc. of international Symposium radiation safety, Moscow, 1994, p.  $123 \div 129$ .

14. Rose M.E., Korff S.A. The behavior of proportional counters. Phys. Rev., 59, 850 (1941).

15.Публикация № 59 МКРЗ Биологические основы ограничения доз в коже. М.: Радэкон, 1966.

16. Методические указания «Дозиметрический контроль внешнего профессионального облучения» (МУ 2.6.1.25 – 2000).

17. Попова Е.В.,Бужан П.Ж. и др. Твердотельный электронный умножитель многоцелевого назначения на основе гейгеровских микроячеек//Прикладная физика,2003. Т2. С.123-127.

18. B. Dolgoshein, E. Popova et al. Prospekts of using silicon photomultipliers for the astroparticle physics experiments EUSO and MAG-IC //IEEETrans.Nucl.Sci.,2006,v53(2), p.636-640.

# Глава 13. Методы дозиметрии нейтронов

#### 1. Источники нейтронов

По способу получения нейтронов источники можно классифицировать следующим образом:

1. Использование ядерных реакций, которые протекают в мишенях, устанавливаемых на ускорителях протонов, дейтронов, ядер гелия.

2. Применение фотоядерных реакций.

3. Источники спонтанного деления.

Изотопные (α, n) источники.

5. Ядерные реакторы.

Остановимся в начале этого раздела на первом типе получения нейтронов. Такие генераторы являются уникальными установками, которые позволяют получить набор моноэнергетических нейтронов. Все ядра, кроме водорода, содержат нейтроны и, если в такое ядро внести энергию, превышающую энергию связи нейтрона в ядре, появляется вероятность генерации нейтрона. Пусть налетающая частица имеет массу  $m_1$ , кинетическую энергию  $E_1$ , массу ядра мишени  $m_2$ , массу частицы, возникающей в результате ядерной реакции  $m_3$ , масса ядра отдачи  $m_4$ . Из законов сохранения энергии и импульса (P) следует:

> $P_1 = P_3 \cos\theta_3 + P_4 \cos\theta_4;$   $0 = P_3 \sin\theta_3 + P_4 \sin\theta_4;$  $E_1 = E_3 + E_4 - Q,$

где  $\theta_1$  и  $\theta_2$  – углы разлёта частицы и ядра после реакции, Q – внутренняя энергия реакции. Если Q < 0, то для осуществления реакции необходимо затратить энергию, и реакция может происходить только при энергии налетающей частицы больше порогового значения  $E_{\text{пор.}}$ . Из решений системы кинетических уравнений было получено  $E_{\text{пор.}0} = -Q\left(1 + \frac{m_1}{m_2}\right)$ . Это значение называют передним порогом реакции. Рождённая частица не может появиться под углом, большим  $\pi/2$ , если её энергия не превосходит ещё один предел, обратным порогом реакции:  $E_{\text{пор.90}} = Q \left(1 + \frac{m_4}{m_4 - m_1}\right)$ . При энергии налетающей частицы, заключённой между пороговыми значениями, наблюдается два значения энергии рождённой частицы (нейтрона в нашем случае). При энергии, большей, чем  $E_{\text{пор.90}}$ , величина энергии нейтрона становится однозначной функцией угла наблюдения  $\theta_3$ .

Рассмотрим кратко некоторые реакции [1, 2].

<sup>7</sup>Li(*p*, *n*) <sup>7</sup>Be.  $E_{nop.0} = 1,88$  MэB. Максимальная энергия нейтронов 30 кэB, нейтроны с такой энергией летят в узком конусе. Сечение образования нейтронов имеет широкий резонанс возле энергии 2,25 МэB ( $\sigma = 0,6$  барн). Для нейтронной физики и метрологии нейтронов эта реакция интересна тем, что образуются нейтроны с энергиями в области десятков кэB, разлетающихся под углами, большими 90° по отношению к пучку протонов, хотя выход реакции под такими углами невелик. Максимальная энергия моноэнергетических нейтронов равна 650 кэB.

**T**(**p**, **n**) <sup>3</sup>**He**.. Эта реакция также эндоэнергетическая. Энергия реакции Q = -0,764 МэВ, а  $E_{пор,0} = 1,019$  МэВ. При этом образуются нейтроны с E = 63,9 кэВ, летящие в узком конусе пучка протонов,  $E_{пор,90} = 1,148$  МэВ. При энергии протонов более 2 МэВ сечение реакции около 100 мбарн. Тритиевые мишени получают сорбцией трития при высоких температурах слоями циркония (10 мкг/см<sup>2</sup>), нанесёнными на вольфрамовую или платиновую подложку. Потери энергии протонов в такой мишени составляют 10 кэВ и определяют ширину линии нейтронов.

D(d, n) <sup>3</sup>He. Эта реакция зкзоэнергетическая, т.е. идёт с выделением энергии,  $Q = 3,266 M_{\ni}B$ . При малой энергии налетающей частицы идёт также конкурирующая реакция D(d, p)T, энергия реакции даже несколько выше и равна 4,032 МэВ. Для энергий дейтронов 0,156 ÷ 0,456 МэВ испускание нейтронов более вероятно, чем протонов. Сечение образования нейтронов при энергии 10 кэВ достигает пологого максимума со значением около 100 барн при энергии дейтронов от 1 до 4 МэВ и далее медленно спадает.

T(d, n) <sup>4</sup>He. Реакция экзоэнергетическая, Q = 17,586 МэВ. Реакция широко применяется и в физике, и в прикладных задачах. В России разработаны малогабаритные генераторы нейтронов, поставляемые и за рубеж. В реакции формируются нейтроны с энергией 14,1 МэВ. Энергия нейтрона из-за большого значения Q мало чувствительна к углу вылета. Для энергии дейтронов 200 кэВ нейтроны, выходящие под углом 90° к пучку дейтронов, имеют энергию 14 МэВ; для любых других углов энергия нейтронов изменяется не более, чем на + 7 %. Возникающие ядра гелия имеют энергию 3,7 МэВ, могут быть зарегистрированы и с высокой точностью свидетельствовать о потоке нейтронов. При энергии дейтронов 110 кэВ в сечении обнаруживается резонанс со значением 5 барн. Для энергии дейтронов менее 400 кэВ угловое распределение в системе центра инерции практически изотропно. При длительном использовании мишеней происходит накопление дейтерия и может возникнуть группа нейтронов с энергиями, характерными для реакции  $D(d,n)^{3}$ He.

(α, **n**) изотопные нейтронные источники. Именно бомбардировка бериллия α - частицами привела в 1932 г. к открытию нейтрона. Существуют две ветви этой реакции:

<sup>9</sup>Be + 
$$\alpha$$
 = <sup>12</sup>C + n + 5,708 M<sub>9</sub>B.  
<sup>9</sup>Be +  $\alpha$  = <sup>12</sup>C + n + 1,29 M<sub>9</sub>B.

Во второй ветви реакции углерод находится в возбуждённом состоянии и испускает фотон с энергией 4,42 МэВ. Реакция зкзоэнергетическая и позволяет получить нейтроны с энергиями от 7,7 до 10,6 МэВ при использовании  $\alpha$  - частиц с энергиями от 2 до 5 МэВ. Отметим, что выход нейтронов по второй ветви больше, чем по первой. Раньше для получения нейтронов использовали  $\alpha$  - излучение Ra, Po. Сейчас в основном применяют <sup>238</sup>Pu (T<sub>1/2</sub> = 87,74 года;  $E_{\alpha}$  = 5,46 и 5,5 года) и <sup>239</sup>Pu (T<sub>1/2</sub> = 24065 лет;  $E_{\alpha}$  = 5,11; 5,14; 5,16 МэВ), реже – америций. Спектр нейтронов имеет сложный характер, с несколькими широкими пиками. Спектр зависит от технологии изготовления источников. В лабораторной практике иногда использовали  $^{210}$ Po – В и  $^{238}$ Pu – В –источники. Выход нейтронов почти в четыре раза меньше, чем у  $^{210}$ Po - Ве - источника. Спектр нейтронов имеет колоколообразную форму, средняя энергия 2,7 МэВ, максимальная энергия около 6 МэВ.

**Фотоэлектронные** ( $\gamma$ , n) - *источники*. Облучение мишени фотонами с энергиями, превышающими энергию связи нейтронов в ядре, может привести к испусканию нейтрона. Два стабильных изотопа имеют наименьшую энергию связи. Это дейтерий (Q = 2,226 МэВ) и бериллий (Q = 1,666 МэВ). Энергия нейтрона связана с энергией фотона и параметрами ядра мишени зависимостью

$$E_n = \frac{A-1}{A} \left[ E_{\gamma} - Q - \frac{E_{\gamma}^2}{1862(A-1)} \right] + E_{\gamma} \left[ \frac{2(A-1)(E_{\gamma}-Q)}{931 A^3} \right]^{1/2} \cos \Theta.$$

Здесь все значения энергий выражены в МэВ,  $\theta$  – угол между направлениями движения фотона и испущенного нейтрона. Максимальную энергию имеют нейтроны, летящие вдоль пучка фотонов. Характеристики фотонейтронных источников приведены в табл. 13.1.

Таблица 13.1

Радионуклид	Мишень	$T_{1/2}$	$E_{\gamma}$ , МэВ	<i>Е</i> <sub>n</sub> , кэВ	Выход
<sup>24</sup> Na	Be	15 час	2,76	830	350
<sup>124</sup> Sb	Be	60 суток	1,7	24	510
Ra в равновесии	Be	1620 лет	1,69 ÷ 2,42	120	80
<sup>24</sup> Na	D <sub>2</sub>	15 час	2,76	220	750
Ra в равновесии	D <sub>2</sub>	1620 лет	1,69 ÷ 2,42	120	2,7

Характеристики фотонейтронных источников

*Примечание.* Выход нейтронов дан для мишеней массой 1 г, расположенных на 1 см от источников активности 1 МБк.

Сечение реакции на ядрах дейтерия имеет максимум при  $E_{\gamma} = 4$  МэВ (2,4 мбарн), а на ядрах бериллия при  $E_{\gamma} \approx 2$ ; 3,10; и 20 МэВ с сечениями 1; 0,7; 1,6 и 3 барн.

При больших энергиях фотонов возможно образование нейтронов на ядрах со средним и высоким атомным номером. Для получения таких фотонов применяют ускорители электронов.

При высоких энергиях электронов в мишенях ускорителей рождается непрерывное по энергии фотонов тормозное излучение. Спектр тормозного излучения зависит не только от энергии падающих на мишень электронов, но и от толщины мишени. Сечение фотонейтронных реакций проходит через максимум, зависящий от атомного номера мишени. Для примера, выход нейтронов из толстых мишеней со средним атомным номером, бомбардируемых пучком электронов с энергией 20 МэВ, составляет 10<sup>10</sup> с<sup>-1</sup> при токе 1 мкА. При высоких энергиях фотонов уровни возбуждения распределены почти непрерывно, и спектр нейтронов может быть описан в рамках теории испарения из составного ядра максвелловским распределением:

$$\varphi(E_n) = \operatorname{const} E_n \exp\left(-\frac{E_n}{\theta}\right),$$
 (13.1)

где  $\theta$  – ядерная температура остаточного ядра, например, для урана  $\theta$  = 1,5 МэВ. Энергии нейтронов не могут превышать энергию электрона за вычетом энергии связи в ядре, поэтому в области высоких энергий будут наблюдаться отступления от максвелловского распределения. Эксперименты подтверждают согласие спектра нейтронов с максвелловским спектром, по крайней мере, вплоть до 8 МэВ при энергии электронов 30 МэВ.

**Нейтроны деления.** Нейтроны, возникающие в актах деления урана, плутония, калифорния, можно разделить на мгновенные (99 %) и запаздывающие. Теоретические оценки показывают, что мгновенные нейтроны появляются через  $10^{-15}$  с после акта деления. Запаздывающие нейтроны испускаются некоторыми продуктами деления с периодом полураспада от 0,4 до 55,6 с. Относительный вклад запаздывающих нейтронов зависит от делящегося нуклида. Так для <sup>233</sup>U их вклад не превышает 0,24 %, а для <sup>235</sup>U – 0,75 %.

Спектр мгновенных нейтронов является непрерывным, простирающимся от нескольких кэВ до 18 МэВ. По современным пред-

ставлениям спектр нейтронов деления есть суперпозиция нескольких максвелловским распределений. Существует целый ряд полуэмпирических формул, описывающих спектр деления тех или иных ядер. Для описания спектра деления <sup>235</sup>U наибольшее распространение получила формула Ватта:

$$\varphi(E_n) = 0,484 \left[ \text{Sh} \left( 2 E_n \right) \right]^{1/2} e^{-E_n}.$$
 (13.2)

Кронберг предложил несколько иную формулу:

$$\varphi(E_n) = 0.453 \left[ \text{Sh} (2.29E_n)^{1/2} \right] e^{-E_n/0.965}$$

Для энергий менее 6 МэВ расхождение по этим формулам не превышает 4 %, но при энергии 14 МэВ различие достигает 18,5 %. Кронберг предложил и более простую аппроксимацию:

$$\varphi(E_n) = 0.77 E_n^{1/2} e^{-0.776E_n}.$$

Последняя аппроксимация завышает поток нейтронов на 10÷12 % при энергии менее 0,5 МэВ и занижает на 2÷3 % в диапазоне от 1 до 7,5 МэВ. При дальнейшем увеличении энергии происходит вновь завышение потока, достигающее 71 % при 14 МэВ. Существенного различия в спектрах деления <sup>233</sup>U и <sup>239</sup>Pu не было обнаружено, но средние энергии на 0,02 и 0,07 МэВ выше, чем у нейтронов деления <sup>235</sup>U. Деление ядер может быть спонтанным и вызванным воздействием нейтронов или фотонов. Сведения о спонтанном делении ядер [3] приведены в табл. 13.2.

Из таблицы видно, что например <sup>240</sup>Pu, <sup>242</sup>Pu, <sup>241</sup>Am обладают значительным удельным выходом нейтронов, рекордсменом безусловно является <sup>252</sup>Cf. Россия является ведущим производителем и поставщиком источников из <sup>252</sup>Cf. Спектр из <sup>252</sup>Cf хорошо изучен и сейчас является опорным, базовым спектром:

$$\varphi(E) = 0,668 \,\mu(E) \sqrt{E} \,\exp(-0,704E),$$

μ =	1	при	E < 1,4 M <sub>3</sub> B,
μ =	1,024 <i>E</i> - 00,32	при	1,4 <i>&lt; E &lt;</i> 1,5 МэВ,
μ =	$\exp[-0,003(E-6)]$	при	1,5 < E < 6,0 M <sub>9</sub> B.

Недостатком источников из калифорния является быстрый  $\alpha$  – распад. Число нейтронов на распад равно 3,7, а мгновенных фотонов – 3. На единицу активности источника выход нейтронов составляет 0,134 (с<sup>.</sup>Бк)<sup>-1</sup>. Мгновенное гамма-излучение – неизбежный спутник деления. После акта деления ядра мгновенные нейтроны испускаются из осколков деления, энергия возбуждения приближается к энергии связи, начиная с этого момента, фотоны уносят остаток энергии и момент количества движения. Полная энергия фотонов 7÷9 МэВ, а среднее число фотонов 6÷10.

Таблица 13.2

Нуклид	$T_{1/2},$	$T_{1/2}$ , сп.дел.,	Выход,	$v_{ m cп.дел}$	v(n,f)
	лет	лет	н/с		
<sup>234</sup> U	2,45·10 <sup>5</sup>	$2,1.10^{16}$	5.10-4	1,81	2,4
<sup>235</sup> U	$7,05 \cdot 10^8$	$3,5 \cdot 10^{17}$	2,99.10-4	1,86	2,41
<sup>236</sup> U	$2,34 \cdot 10^{7}$	$1,95 \cdot 10^{16}$	5,49·10 <sup>-3</sup>	1,91	2,2
<sup>238</sup> U	4,47·10 <sup>9</sup>	$8,2.10^{15}$	1,36.10-2	2,01	2,3
<sup>238</sup> Pu	87,74	$4,77 \cdot 10^{10}$	2,59.10-3	2,21	2,9
<sup>239</sup> Pu	$2,41 \cdot 10^4$	$5,48 \cdot 10^{15}$	2,18.10-2	2,16	2,88
<sup>240</sup> Pu	$6,56 \cdot 10^3$	1,16·10 <sup>11</sup>	$1,03 \cdot 10^3$	2,16	2,8
<sup>241</sup> Pu	14,35	$2,5 \cdot 10^{15}$	5·10 <sup>-2</sup>	2,25	2,8
<sup>242</sup> Pu	$3,76 \cdot 10^5$	$6,84 \cdot 10^{10}$	$1,72 \cdot 10^3$	2,15	2,81
<sup>241</sup> Am	433,6	$1,05 \cdot 10^{14}$	1,18	3,22	3,99
<sup>252</sup> Cf	2,646	85,5	$2,34 \cdot 10^{12}$	3,76	4,06

#### Выход нейтронов спонтанного деления

**Примечание.** *v* – средний выход нейтронов на один акт деления, сп. дел. – спонтанное деление, (n,f) – деление ядра нейтронами.

Рассматривая делящиеся материалы как источники деления, нельзя пройти мимо того факта, что в энергетических установках используется не металлический уран, а UO<sub>2</sub>. Поэтому нейтроны могут рождаться в реакции  $\alpha \pm {}^{18} \text{ O} = {}^{12}\text{Ne} + \text{n}$ . При использовании плутония он также будет находиться в топливе в виде соединения PuO<sub>2</sub>. Выход нейтронов за счёт ( $\alpha$ , *n*)- реакции представлен в табл. 13.3. Учтено содержание изотопа  ${}^{18}\text{O}$  в естественной смеси (2 %), кулоновский барьер (4,6 МэВ), энергия реакции (– 0,7 МэВ). Из приведённых данных следует, что выход нейтронов за счёт  $(\alpha, n)$  – реакции существенно превышает выход при спонтанном делении. Энергия нейтронов, рождённых в PuO<sub>2</sub>, достигает 4,2 МэВ.

**Нейтроны облучательных установок.** Защита атомных реакторов на АЭС почти исключает попадание человека в поле нейтронного излучения. Иное дело экспериментальные и облучательные установки на базе нейтронных генераторов, реализующих реакции D(d, n) или T(d, n), и исследовательские реакторы.

Таблица 13.3

Нуклид	Выход α — частиц, (с · г) <sup>-1</sup>	$ar{E}_{lpha}$ , MəB	Выход нейтронов, (с · г) <sup>-1</sup>
<sup>233</sup> U	3,5.108	4,82	4,8
<sup>234</sup> U	$2,3.10^{8}$	4,76	3,0
<sup>235</sup> U	$7,9.10^4$	4,40	7,1.10-4
<sup>238</sup> Pu	$6,4.10^{11}$	5,49	$1,34 \cdot 10^4$
<sup>239</sup> Pu	2,3·10 <sup>9</sup>	5,15	$3,81 \cdot 10^{1}$
<sup>240</sup> Pu	8,4·10 <sup>9</sup>	5,15	$1,41 \cdot 10^2$

# Выход нейтронов из топлива $UO_2$ за счёт реакции ${}^{18}O(\alpha, n) {}^{12}N$

Как упоминалось, в реакции T(d, n) образуются нейтроны высокой энергии (14 МэВ) с изотропным пространственным распределением. Однако источник нейтронов помещают в защиту; каналы в защите выводят пучки в экспериментальный зал. Выход нейтронов может достигать  $10^{11}$  с<sup>-1</sup> и более. За счёт многократного рассеяния в защите, в приповерхностной области каналов происходит замедление нейтронов, и спектр становится непрерывным вплоть до тепловых нейтронов. Спектр нейтронов реальной установки показан на рис. 13.1 [4].



Рис. 13.1. Действующие спектры нейтронов, выходящих из каналов в защите генератора нейтронов с тритиевой мишенью

Нейтроны, возникающие при делении, имеют среднюю энергию около 2 МэВ. Они могут вызвать деление <sup>238</sup>U, но сечение мало. Поэтому в реакторах на тепловых нейтронах используют замедление нейтронов в воде, тяжёлой воде, бериллии.

Применение обычной воды возможно только при использовании обогащённого урана по изотопу <sup>235</sup>U. В процессе замедления часть нейтронов может захватываться <sup>238</sup>U, водородом, конструкционными материалами, а часть уходит в отражатель. Для уменьшения утечки необходимо, чтобы размеры активной зоны были достаточно большими. Активную зону окружают отражателями: водой, графитом, бериллием.

Цепной процесс деления в реакторе регулируется путём введения внутрь зоны поглотителей тепловых нейтронов. Наибольшее распространение получили реакторы на тепловых нейтронах бассейнового типа. Активная зона погружена в бассейн с бидистиллированной водой. Внутри активной зоны проходят вертикальные облучательные каналы часто изогнутой формы для исключения прострела нейтронов и фотонов вдоль канала. Активная зона «просматривается» радиальными каналами. Такие каналы на выходе в экспериментальный зал должны быть снабжены толстой биологической защитой. «Родоначальником» нейтронов являются нейтроны деления. Но они замедляются в воде, претерпевают отражения и в результате в экспериментальных каналах возникают нейтронные поля с близкими во форме, но все-таки индивидуальными спектрами. На рис. 13.2 показаны спектры в каналах, окружающих активную зону, расположенных на разных расстояниях в водном отражателе. Для ориентировки приведём некоторые типичные значения: мощность поглощённой дозы в воде от нейтронов 110 Гр/с, фотонов 200 Гр/с, плотность потока нейтронов с энергиями более 0,1 МэВ равна  $3,6\cdot10^{12}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>, а тепловых нейтронов –  $9,4\cdot10^{12}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. Для канала, удалённого на 30 см от активной зоны, спектр формируется нейтронами, прошедшими без взаимодействия, рассеянными отражёнными нейтронами. Интегральные характеристики таковы: мощность поглощённой дозы нейтронов 1,7, а фотонов 11 Гр/с. Плотность потока нейтронов 1, $1\cdot10^{11}$ , а тепловых –  $7,2\cdot10^{10}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. Данные даны для реактора типа ИРТ, работающего на мощности 2,5 МВт.



Рис. 13.2. Спектры нейтронов в вертикальных каналах реактора ИРТ-2000: верхняя кривая – ВЭК-6, канал расположен вблизи зоны; нижняя кривая – ВЭК-12, канал расположен в воде на расстоянии 30 см

Другим типом реакторов являются реакторы на быстрых нейтронах. В реакторах в качестве топлива применяется монокарбид урана. Теплоносителем является натрий, иногда свинец, или свинец-висмут. Отражатель нейтронов изготовлен из тонкого слоя природного урана и толстого слоя никеля. Цепная реакция поддерживается только при сильном обогащении топлива <sup>235</sup>U или <sup>239</sup>Pu. На рис. 13.3 приведены спектры нейтронов двух радиальных каналов реактора БР-5. Пучок нейтронов канала Б-2 проходил через никелевый отражатель толщиной 16 см, нейтроны канала Б-3 проходили через слой никеля толщиной 3 см. Видно, что спектры каналов не совпадают, спектр нейтронов Б-2 обогащён нейтронами малых энергий.

Даже для одного типа реактора спектры нейтронов различны. Поэтому говорить о типичном спектре какой-либо конструкции реактора можно лишь условно.





Наряду с реакторами, работающими в стационарном режиме, следует упомянуть импульсные реакторы. Их конструкции разнообразны. Остановимся на американском реакторе HPRR [5], который широко используется в радиационной физике. Активная зона – полый цилиндр из уран-молибденового сплава массой до 100 кг. В полость вводят стержень из аналогичного материала, чем достигают критической массы. Мощное тепловыделение за счёт цепной реакции приводит к расширению цилиндра, и система выходит из состояния критичности. Длительность нейтронной вспышки около 50 мкс, флюенс нейтронов на поверхности реактора достигает 10<sup>14</sup> см<sup>-2</sup>. На рис. 13.4 приведены спектры нейтронов реактора HPRR.



Рис. 13.4. Спектры нейтронов реактора HPRR. Верхний спектр – зона без защиты, нижний спектр – зона за железной защитой толщиной 13 см

#### 2. Методы измерения кермы нейтронов

Гамма-излучение в большей или меньшей степени сопровождает нейтроны. Поэтому необходимо использовать методы, позволяющие разделить общую керму на составляющие компоненты. С этой целью можно применить калориметры для очень интенсивного гамма-нейтронного излучения или ионизационные камеры.

В калориметре одно из тел – полиэтилен или полиэтилен с добавками мочевины, другое тело – графит. В ионизационных камерах стенки одной из них выполняются из полиэтилена с примесью мочевины (около 6 %), а газом является этилен или тканеэквивалентный газ, состоящий из  $30,01 \% \text{ CO}_2 + 67,92 \% \text{ CH}_4 +$  $+ 1,74 \% \text{ N}_2 + 0,33 \% \text{ C}_2\text{H}_6$ . В другой камере стенки изготовлены из графита, а газом наполнителем является углекислый газ CO<sub>2</sub>. Введение мочевины в полиэтилен необходимо для обеспечения регистрации тепловых нейтронов по реакции  $^{14}$ N(n, p).

Если же интересоваться только кермой быстрых и промежуточных нейтронов, можно использовать полиэтилен. Внутренняя поверхность полиэтиленовой стенки камеры должна быть покрыта тончайшим слоем проводящего материала. Обычно напыляют алюминий, обеспечивая полупрозрачный слой.

Обе камеры должны работать в режиме насыщения ( $f \ge 0.99$ ), обе камеры – гомогенные. Пусть  $\dot{D}_{c} = \dot{D}_{C,\gamma} + \dot{D}_{C,n}$ , где  $\dot{D}_{\Gamma}$  – общая мощность в графите,  $\dot{D}_{C,\gamma}$  – мощность дозы фотонов,  $\dot{D}_{C,n}$ , – мощность дозы нейтронов в графите.

Однако в ионизационной камере измеряется не непосредственно мощность дозы, а ионизационный ток, который пропорционален произведению мощности дозы, массе газа в объёме камеры и обратно пропорционален средней работе ионообразования. Точно так же для полиэтиленовой камеры:

$$\dot{D}_{\Pi \Im} = \dot{D}_{\mathrm{CH}_2, \gamma} + \dot{D}_{\mathrm{H}, n} + \dot{D}_{\mathrm{C}, n}.$$

Здесь нейтронные мощности доз привязаны к полиэтилену, т.е.  $\dot{D}_{C,n}$  в полиэтилене будет меньше, чем в графите на коэффициент, отражающий массовое содержание углерода в полиэтилене. Рассмотрим некоторые справочные данные о средней работе образования ионов в газах [6], они приведены в табл. 13.4.

К сожалению, справочные данные для энергии образования пары ионов протонами в органических газах отсутствуют. Из таблицы видно, что w в CO<sub>2</sub> на ( $25 \div 22$ ) % больше, чем в этилене. Различие в отношениях для электронов и  $\alpha$  –частиц укладывается в погрешности приведённых значений. Для протонов различие в энергиях ионообразования не превосходит 6 % в таких газах, как N<sub>2</sub> и CO<sub>2</sub>. Обе камеры должны быть прокалиброваны в поле  $\gamma$ -излучения с известной мощностью дозы. В графите и полиэтилене преобладает комптоновское рассеяние, поэтому массовые коэффициенты поглощения энергии будут соотноситься как концентрации электронов – 1,14.

Таблица 13.4

Газ	Формула	We	Wα	w <sub>p</sub>	W <sub>ион</sub>
Аргон	Ar	26,2(0,2)	26,3(0,1)	26,4(0,8)	
Углекислый газ	CO <sub>2</sub>	32,9(0,3)	34,1(0,1)	34,9(0,5)	100
Этан	C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	24,6(0,4)	26,6(-)	-	
Этилен	$C_2H_4$	26,3(0,3)	28,03(0,005)	-	97
Метан	CH <sub>4</sub>	27,3(0,3)	29,1(0,3)	-	104
Азот	N <sub>2</sub>	34,6(0,3)	36,39(0,04)	36,6(0,5)	
Тканеэквива- пентный газ		_	_	30,5(-)	

Средняя энергия образования ионов, w, эВ

Примечания: 1. В скобках указаны возможные абсолютные погрешности.

2.  $w_{ион}$  – усреднённые значения ядер отдачи ThC и ThC' при  $\alpha$  – распаде.

Из приведённых выше уравнений с учётом концентрации атомов и электронов, выражая компоненты дозы в графите, получим:

$$\int \dot{D}_{\rm r} = \dot{D}_{{\rm C},\gamma} + \dot{D}_{{\rm C},n},$$
(13.3)

$$\left[ D_{\Pi 9} = 1,14 D_{C,\gamma} + 0,86 D_{C,n} + D_{H,n} \right]$$
(13.4)

откуда

$$\dot{D}_{\Pi 9} - 1,14\dot{D}_{\Gamma} = \dot{D}_{\mathrm{H},n} - 0,28\dot{D}_{\mathrm{C},n},$$
 (13.5)

Анализ отношений поглощённых доз нейтронов в углероде и водороде [7] показал, что они колеблются для широкого набора нейтронных спектров от 0,077 до 0,09. Поэтому последнее равенство может быть записано в следующем виде:

$$\dot{D}_{\Pi 9} - 1,14 \dot{D}_{\Gamma} = (0,977 \pm 0,002) \dot{D}_{\mathrm{H},n},$$
 (13.6)

откуда

$$\dot{D}_{\rm H,n} = 1,024\dot{D}_{\rm II3} - 1,167\,\dot{D}_{\rm \Gamma}.$$
 (13.7)

Вернёмся к рис. 5.1 (часть 1, гл. 5), отображающему изменение компонентов кермы в тканеэквивалентном материале. Видно, что вклад ядер отдачи кислорода и углерода почти на два порядка меньше, чем водорода, в области быстрых нейтронов за счёт резонансов на кислороде соотношение уменьшается в среднем на порядок. Как будет показано далее, доза быстрых нейтронов преобладает, поэтому допустимо ввести поправочный коэффициент для кермы, создаваемой ядрами отдачи кислорода, углерода и азота, используя приведённые данные на графиках компонентов кермы.

Другой метод определения кермы предложили Херст и Ритчи [19]. Они использовали пропорциональный счётчик с тканеэквивалентными стенками, наполненный тканеэквивалентным газом. Регистрировался не средний ток, а спектр импульсов. Если в газовый объём попадает N частиц и каждая создаёт g пар ионов, то число пар ионов, образующихся в единице объёма, будет равно  $\frac{1}{V} \cdot \Sigma g_i$ , где V – рабочий объём газа в счётчике. Энергия, поглощённая в единице объёма счётчика стенки счётчика, будет

$$\Delta E = \frac{\rho_{\rm ct}}{\rho_{\rm ras}} \Sigma g_i w ; \ K_{\rm tk} = \frac{1}{\rho_{\rm ras} V} \Sigma g_i w ,$$

где *w* – средняя работа ионообразования в газе.

Амплитуда импульса от i — частицы пропорциональна первоначальному числу пар ионов в счетчике g, умноженному на коэффициент газового усиления:  $\Delta V = aK_i$ . Сделав простейшие подстановки, получим:

$$K_{\rm tk} = \frac{w}{a K \rho_{\rm ras} V} \sum_{i}^{N} \Delta V_i \; .$$

Таким образом, керма в ткани пропорциональна сумме амплитуд сигналов.

Амплитуда сигнала от высокоэнергетичных электронов пропорциональна  $\frac{dE}{dx}l$ , где l – путь электрона в счётчике. Амплитуда от электрона с пробегом менее диаметра счётчика пропорциональна его энергии. Протоны обладают во много раз большим значением  $\frac{dE}{dx}$ , поэтому сигналы большинства из них превышают сигналы от электронов. Площадь под кривой интегрального спектра (рис. 13.5) пропорциональна поглощённой дозе. Часть импульсов от ядер отдачи отсекается дискриминатором. Для уменьшения потерь электронная схема Херста добавляет в счёт импульсов 1, если срабатывает только дискриминатор нижнего уровня. При этом отбрасывается только верхняя «остроугольная» площадка (см. рис. 13.5) Для калибровки пропорционального счётчика используются  $\alpha$ -частицы от плутониевого источника. Плутониевый источник помещён за стенкой, напротив коллимационного отверстия, которое во время измерений закрыто шторкой, во время калибровки отверстие открывается и энергия  $\alpha$ -частиц, переданная счётчику, регистрируется. Конечно. бленкерное приспособление с  $\alpha$  - источником находится в той же газовой среде, что и сам счётчик. Современная схемотехника позволяет использовать преобразование амплитуды сигнала в последовательность импульсов; суммируя число импульсов, получим величину, пропорциональную керме за время измерения.



Рис. 13.5. Спектры импульсов протонов отдачи, фотонов и α - частиц от калибровочного источника в пропорциональном тканеэквивалентном счётчике. Штрихами показана отсечка импульсов дискриминатором

Оба изложенных способа являются прямыми методами измерения кермы нейтронов. Но существуют искусственные приёмы, один из которых будет рассмотрен здесь.

Представим пластину, на которую падает диффузный (изотропный) поток нейтронов. Условно одну из сторон пластины будем считать сочлененной с каким-либо детектором протонов отдачи (например, с полупроводниковым детектором или сцинтиллятором). Рожденные протоны отдачи имеют непрерывное равномерное распределение от 0 до  $E_n$  ( $E_n$  – энергия нейтрона). Их угловое распределение в силу изотропности нейтронного потока будет также изотропным. Будем вести отсчет координаты от плоскости сочленения с детектором протонов отдачи. Пусть толщина радиатора  $t > \dot{R}_p(E_n)$ . При плотности потока  $\varphi$  в слое толщиной dx рождаются протоны

$$\dot{N}_p = \phi \cdot \Sigma \cdot dx \cdot ds,$$

где  $\Sigma$  – макроскопическое сечение рассеяния на протонах:  $\Sigma = n_{\rm H}\sigma_{\rm H}$ , где  $n_{\rm H}$  – концентрация атомов водорода либо в 1 см<sup>3</sup>, либо в 1 г/см<sup>3</sup> (собственно, размерность  $\Sigma$  – см<sup>-1</sup> или см<sup>2</sup>/г); *ds* – площадь детектора. Выход протонов на единицу энергии и в единицу телесного угла равен  $\frac{\varphi \cdot \Sigma \cdot dx \cdot ds \cdot dE_p}{4\pi E_n}$ , а в конус с раствором угла ( $\theta \div \theta + d\theta$ ) выходит  $\frac{\varphi \cdot \Sigma \cdot dx \cdot ds \cdot dE_p d(\cos \theta)}{2\pi E_n}$ , протонов.

Часть пути протоны проходят в веществе радиатора, и часть энергии теряют в нем, а другую часть выносят в детектор. Введем понятие  $R_{\text{ост}}$ , соответствующего энергии  $E_{\text{ост}}$ , которая передается детектору. Несложно выразить соѕ $\theta$  через x,  $R_p$ ,  $R_{\text{ост}}$ :

$$\cos\theta = \frac{x}{Rp - Roct}; \quad d(\cos\theta) = \frac{x \cdot d \cdot Roct}{(Rp - Roct)^2}$$

Теперь можно найти выход протонов из радиатора с остаточным пробегом ( $R_{ocr}$ ), интегрируя вышеприведенное выражение для  $\dot{N}$  от 0 до ( $R_p - R_{ocr}$ ):

$$\dot{N}\left(R_{\text{ост}}, E_{\text{p}}\right) = \frac{\varphi \cdot \Sigma \cdot ds \cdot dE_{p}R_{\text{ост}}}{4 E_{n}}$$

Пробег протонов связан с их энергий некой функцией

$$R = F(E_{\text{OCT}})$$
, a  $\frac{dR_{\text{OCT}}}{dE_{\text{OCT}}} = F'$ .

Тогда

$$\dot{N}\left(R_{\text{oct}}, E_{\text{p}}\right) = \frac{\varphi \cdot \Sigma \cdot ds \cdot dE_{p}}{4 E_{n}} F'(E_{\text{oct}}) dE_{\text{oct}}$$

Теперь проинтегрируем это выражение по энергиям протонов от  $E_{oct}$  до  $E_n$ :

$$\dot{N}\left(R_{\text{OCT}}, E_{\text{p}}\right) = \frac{\varphi \cdot \Sigma \cdot ds}{4} F'(E_{\text{OCT}})\left(1 - \frac{E_{\text{OCT}}}{E_{n}}\right) dE_{\text{OCT}} \qquad (13.8)$$

При энергиях протонов более 2 МэВ функция *F* выражается степенной зависимостью:  $R_p = k \cdot E_p^m$ . Для полиэтилена или парафина m = 1,72; а  $k = 1,6 \frac{MF}{CM^2(M \rightarrow B)^{-m}}$ . После подстановки получим:

$$\dot{N}\left(R_{\text{OCT}}, E_{\text{p}}\right) = \frac{\varphi \cdot \Sigma \cdot ds \cdot k \cdot m \cdot E_{\text{OCT}}^{m-1}}{4} \left(1 - \frac{E_{\text{OCT}}}{E_{n}}\right) dE_{\text{OCT}}.$$
(13.9)

Видно, что при  $E_{\text{ост}} = 0$ ,  $\dot{N}(E_{\text{ост}}) = 0$ ; при  $E_{\text{ост}} = E_n$ ,  $\dot{N}(E_{\text{ост}}) = 0$ .

Легко найти положение максимума спектра протонов по остаточной энергии:

$$E_{\text{ост,max}} = \frac{m-1}{m} E_n \approx 0.45 \cdot E_n.$$

Однако в радиометрах возникает необходимость отсечки шумовых импульсов, создаваемых вторичными электронами, которые образуются при взаимодействии с фотонами. Пусть энергетический эквивалент отсечки будет равен *B*. Определим число протонов с остаточными энергиями выше *B*:

$$\dot{N}(E_{\text{oct}} > B) =$$

$$= \frac{1}{4} \varphi \frac{k}{m+1} \left( \Sigma E_n^{m-1} \right) E_n \left[ 1 - \frac{B^m}{E_n^m} (m+1) \left( 1 - \frac{m}{m+1} \frac{B}{E_n} \right) \right]. \quad (13.10)$$

Сечение рассеяния на водороде в диапазоне  $0,050 < E_n < 15$  МэВ можно описать эмпирической формулой:

$$σ = \frac{4,83}{\sqrt{E}} - 0,58; E - [M3B], σ - [барн].$$

Для не очень высоких энергий  $E_n$  и малых значений *B* оказывается, что  $\dot{N}$  почти пропорциональна энергии нейтронов. Однако толщина радиатора может быть меньше, чем  $R(E_n)$ . В этом случае на участке малых энергий наблюдается почти линейный подъем выхода протонов, потом зависимость достигает максимума, а затем начинает спадать. Например, для полиэтиленового радиатора толщиной 25 мг/см<sup>2</sup> максимум выхода приходится на 6 МэВ, при 120 мг/см<sup>2</sup> – на 10 МэВ. Такая аналитическая оценка не претендует на большую точность.

По расчетам методом Монте-Карло для мононаправленного потока были получены спектры протонов. Они имеют параболический вид. Интересно, что для толщин радиаторов не меньших  $R(E_n)$  максимумы спектров лежат на  $E_n/2$ , а их значение почти не зависит от энергии нейтронов и колеблется от  $3,3\cdot10^{-5}$  до  $3,8\cdot10^{-5}$  протонов на 1 падающий нейтрон на единицу энергии (МэВ). В качестве детекторов протонов можно использовать ППД или ядерные эмульсии кермы.

При толщине полиэтиленового радиатора ~ 100 мг/см<sup>2</sup> зависимость эффективности от энергии нейтронов почти совпадает с энергетической зависимостью кермы.

# 3. Расчёты поглощённой дозы и спектров ядер отдачи в фантомах человека

Нейтронное излучение в теле человека ослабляется быстрее, чем гамма-излучение. Нейтроны в большей мере отражаются от фантомов, чем фотоны. Всё это побудило рассчитать компоненты доз, общую дозу и спектры ядер отдачи по глубине фантома. Было предложено несколько упрощённых моделей полуаналитических расчётов доз. Но рубежные расчёты методом Монте-Карло были выполнены Снайдером и Нойфелдом в 1955 г. Они рассмотрели пучок нейтронов, нормально падающих на бесконечную в поперечном направлении пластину из тканеэквивалентного вещества толщиной 30 см. Надо помнить, что эра компьютеров только зарождалась, поэтому они проследили развитие всего 2000 историй нейтронов с энергией 10 МэВ. Из результатов расчёта этих нейтронов были сформированы группы со средними энергиями 5; 2,5; 0,5; 0,0005 МэВ и тепловые нейтроны. Так были получены глубинные дозы. В последующие годы Снайдер и Нойфелд не раз повторяли расчёты, используя более совершенные данные и увеличив в несколько раз количество историй. В последующем расчёты глубинных доз неоднократно уточнялись и другими авторами.

На рис. 13.6, *а* и 13.6, *б* воспроизведены результаты расчётов глубинных поглощённых доз в плоском фантоме для единичного флюенса нейтронов с энергиями 0,1 и 1 МэВ [8]. Видно, насколько быстро убывают дозы, связанные с протонами и ядрами отдачи. Доза от захватного  $\gamma$  –излучения распределения на глубине фантома более равномерно и этот компонент дозы преобладает на глубинах, превышающих 10 см для нейтронов с энергиями 0,1 МэВ и 20 см для нейтронов с энергиями 1,0 МэВ.



Рис. 13.6. Компоненты глубинных доз в фантоме от нейтронов с энергией 0,1 МэВ (верхний рисунок) и 1 МэВ (нижний рисунок):. H – вклад протонов отдачи; N – вклад от протонов реакции N(n, p), O – суммарная тяжёлых ядер отдачи;  $\gamma$  – доза от захватного  $\gamma$ -излучения; 2,3, 4, 5 – данные разных авторов

Дальнейшее развитие вычислительных средств позволили перейти от фантома в виде параллелепипеда к цилиндрическому фантому. Так Оксье с соавторами [9] в 1968 г. рассчитал глубинные дозы в цилиндрическом фантоме диаметром 30 см и высотой 60 см.

Цилиндр был разбит по высоте на 5 частей. Внутри каждой части выделялось 6 сегментов, а те, в свою очередь, подразделялись равномерно на 5 участков. Весь объём, таким образом, состоял из 150 элементов. Элементы объёма поперечного сечения цилиндра показаны на рис. 13.7. Поток нейтронов падал перпендикулярно. Состав вещества соответствовал ткани стандартного человека.

В расчётах учитывали анизотропию упругого рассеяния и ядерные реакции при высоких энергиях. Для каждой начальной энергии рассматривалось 10<sup>4</sup> историй. Необходимо отметить, что по объёму элементы не одинаковы и число событий в них различно.

В качестве примера в табл. 13.5 воспроизведены результаты расчётов доз для начальных энергий 0,1; 1; 10 и 14 МэВ для элементов, расположенных вдоль пучка нейтронов и под углом 120°. Геометрия представлена на рис. 13.7. Из таблицы следует, что в приповерхностных элементах дозы для скользящего падения нейтронов существенно ниже, чем для элементов вдоль пучка, с другой стороны, на выходе из фантома наблюдается другая картина.



Рис. 13.7. Геометрия расчёта доз в цилиндрическом фантоме [9]

Это связано с утечкой нейтронов из объёма и разницы в «оптической» длине пути до выбранного элемента. Последний вывод существенен для расчёта доз в отдельных органах и для учёта перемещения человека в нейтронном поле. Для примера, оператор проводит рабочий день перед боксом, выполняя технологическую операцию с плутонием. Можно считать, что геометрия облучения будет близка к случаю цилиндрического фантома в мононаправленном пучке нейтронов. С другой стороны, наладчик аппаратуры перемещается от одной установки к другой и подвергается практически изотропному потоку нейтронов.

Таблица 13.5

Вдоль пучка						
Nº	E = 0,1	E = 1,0	E = 10	E = 14		
элемента	МэВ	МэВ	МэВ	МэВ		
1	2	3	4	5		
1	8,02	30,14	72,5	83,1		
2	6,33	17,3	58,0	75,6		
3	4,59	9,37	54,5	68,1		
4	2,80	5,92	56,5	50,0		
5	1,80	4,79	43,4	62,1		
6	1,02	1,94	44,2	42,3		
7	0,55	1,15	21,7	38,6		
8	0,44	0,52	28,5	27,0		
9	0,21	0,37	20,6	22,4		
10	0,11	0,22	17,4	18,4		
В секторе 60 ÷ 120°						
N⁰	E = 0,1	E = 1,0	E = 10	E = 14		
элемента	МэВ	МэВ	МэВ	МэВ		
11	5,02	21,3	64,7	77,4		
12	3,28	9,67	56,6	66,1		
13	2,96	5,31	51,5	56,7		
14	2,39	3,71	45,5	49,6		
15	1,78	2,73	43,5	47,4		
16	1,11	2,11	43,4	50,7		
17	0,78	1,80	32,8	36,1		
18	0,92	1,51	35.9	43,0		
19	0,69	1,39	32,4	39,7		
20	0,41	1,55	30,1	38,4		

Дозы от единичного флюенса в элементах цилиндрического фантома, расположенных в среднем сечении, под углом 0° и 120°, 10<sup>-12</sup> Гр·см<sup>2</sup>

Дальнейшее развитие модели расчёта привело к изучению глубинных доз внутри эллиптического фантома с осями 24 и 36 см [8]. При этом авторы рассмотрели падение нейтронного пучка под разными углами. Компоненты дозы в направлении облучения ослабляются с глубиной по закону, близкому к экспоненте, и тем быстрее, чем меньше энергия и угол наклона к оси фантома. При начальной энергии более 0,5 МэВ проявляется накопление рассеянных нейтронов, при наклонном падении и на больших глубинах нейтроны начинают «забывать» начальное направление и ослабление доз замедляется. Также следует отметить, что утечка тепловых нейтронов из эллиптического фантома выше, чем из плоской пластины.

Следует подчеркнуть, что результаты расчётов зависят от системы принятых констант взаимодействия.

Глубинное распределение поглощённых доз играет первостепенную роль при использовании нейтронов в радиационной медицине и в аварийных ситуациях, когда коэффициенты качества K (в международных документах-Q) изменяют свои значения.

## 4. Эквивалент дозы и эквивалентная доза нейтронов

Как было рассмотрено ранее, частицы с разной энергией и разного сорта создают одинаковые биологические эффекты при разных поглощённых дозах. В 1935 г. Циркле (Zirkle) ввёл понятие относительной биологической эффективности излучения (ОБЭ), являющуюся отношением доз данного вида радиации ( $D_i$ ) к дозе образцового излучения, вызывающих в одинаковых условиях равные последствия облучения. Величина ОБЭ зависит от биологического теста и от уровня дозы. В 1954 г. Международная комиссия по радиационной защите (МКРЗ) рекомендовала конкретные значения коэффициента ОБЭ как функцию средних линейных потерь энергии в воде. В качестве образцового излучения в настоящее время принято  $\gamma$  – излучение <sup>60</sup>Со (1,33 и 1,17 МэВ), <sup>137</sup>Сs (0,662 МэВ) или фильтрованное рентгеновское излучение, возбуждаемое электронами с энергиями более 200 кэВ. Международная комиссия по радиационным единицам (МКРЕ) в 1962 г. ввела понятия экви-

валента дозы и коэффициента качества. Эквивалент дозы определяется как произведение поглощённой дозы, коэффициента качества и других модифицирующих коэффициентов. Таким образом, на базе экспериментальных, часто противоречивых значений ОБЭ, появились установленные экспертами значения коэффициента качества (*Q*), зависящие от линейных потерь энергии. В рекомендациях МКРЕ дана зависимость коэффициента качества от ЛПЭ в воде, приведённая в табл. 13.6.

Коэффициент качества Q относится к элементу малого объёма вокруг данной точки, через который проходят частицы определённого вида и энергии. В настоящее время были внесены уточнения, и рекомендовано пользоваться вместо таблицы непрерывной функцией (см. формулу (6.57)).

Таблица 13.6

	Зависимость	коэффициента	качества	от ЛПЭ
--	-------------	--------------	----------	--------

ЛПЭ, <i>L</i> , кэВ/мкм	Менее 3,5	7	23	53	Более 175
Q, (рекоменд. 1974 г.)	1	2	5	10	20

Отметим, что при L = 100 значение  $Q \approx 29,8$ , а прежние значения ограничивались 20. Расширен диапазон ЛПЭ до 10 кэВ/мкм, в котором Q = 1; Q уменьшается при ЛПЭ более100 кэВ/мкм.

На рис. 13.8 показано значение коэффициента качества для протонов с начальной энергией E, проходящих через тонкий слой воды, когда изменением энергии протона можно пренебречь (1). На том же рисунке показаны значения Q, рассчитанные Leuthold для нейтронов с учётом всех взаимодействий (2), приведённые в МКРЗ (Публикация 60).

Наряду с протонами отдачи возникают ядра отдачи, для которых принято считать коэффициент качества равным 20. В расчётах методом Монте-Карло в каждом выделенном объёме фантома получали спектр протонов и ядер отдачи. По ним рассчитывали эквивалент дозы.


Рис. 13.8. Зависимость коэффициента качества протонов с начальной энергией *E* (1) и коэффициенты качества для нейтронов [10] (2)

В табл. 13.7 приведены некоторые данные Оксье для цилиндрического тканеэквивалентного фантома, относящиеся к центральному блоку цилиндра, аналогично оценкам поглощённой дозы, приведённым в табл. 13.5. Там же даны коэффициенты качества, усреднённые по объёму сегмента, соответствующего табл. 13.5.

Для быстрых нейтронов максимумы эквивалентов доз находятся в переднем элементе фантома (толщина 5 см). Максимальное значение коэффициента качества, полученное из анализа полных таблиц Оксье, находится в пределах  $10,3 \div 10,8$  и относится к нейтронам с энергиями ( $0,5 \div 1$ ) МэВ. Отметим также, что наибольшие значения коэффициента качества связаны с наружными элементами ( $N \ge 1$  и 11).

В области промежуточных энергий максимальные эквиваленты доз находятся во втором элементе (5 ÷ 10) см от поверхности цилиндра, обращённой к пучку нейтронов. Коэффициенты качества не превосходят значения 2,26. Это связано с значительным вкладом в дозу фотонов от реакции захвата на водороде.

Вдоль пучка								
N⁰	E = 0, 1	МэВ	E = 1,0 МэВ		$E = 10 \text{ M}_{\text{P}}B$		E = 14 МэВ	
эле-	Н	K	Н	K	Н	K	Н	K
мента								
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	48,6	6,1	326	10,8	431	6,0	615	7,4
2	17,6	2,8	162	9,4	362	6,3	554	7,3
3	9,32	2,0	63,0	6,7	361	6,6	491	7,2
4	4,78	1,7	32,3	5,5	364	6,4	370	7,4
5	2,98	1,7	25,7	5,4	294	6,8	380	6,1
6	1,32	1,3	6,7	3,5	280	6,3	323	7,6
7	0,65	1,2	3,5	3,1	149	6,9	246	6,4
8	0,49	1,1	1,40	2,6	184	6,5	186	6,9
9	0,24	1,1	0,37	2,0	146	7,1	144	6,5
10	0,12	1,1	0,30	1,4	116	6,7	131	7,1
В секторе 60 ÷ 120°								
11	29,0	5,8	227	10,6	403	6,2	593	7,7
12	8,52	2,6	84,1	8,7	368	6,3	483	7,3
13	5,91	2,0	32,4	6,1	337	6,5	428	7,5
14	3,79	1,6	15,3	4,1	284	6,3	355	7,2
15	2,56	1,4	9,2	3,4	279	6,4	325	6,9
16	1,53	1,4	5,5	2,6	281	6,6	336	6,7
17	1,14	1,5	5,6	3,1	213	6,5	238	6,6
18	1,35	1,4	5,7	3,8	240	6,7	318	7,4
19	1,04	1,5	7,8	5,6	210	6,5	287	7,2
20	0,84	2,0	12,8	8,2	193	6,4	278	7,2

Глубинное распределение эквивалента доз *H* (10<sup>-12</sup> Зв·см<sup>2</sup>) от единичного флюенса в элементах цилиндрического фантома, расположенных вдоль пучка нейтронов и под углом 120° к пучку и коэффициенты качества

Необходимо, однако, иметь в виду, что в 1990 г. в рекомендациях МКРЗ [11] сформулировано предупреждение «... вследствие недостаточности радиобиологических данных Комиссия считает неоправданным стремление к детализации и точности при использовании формальной зависимости Q от L для модификации поглощённой дозы с целью отразить большую вероятность ущерба, возникающего от воздействия компонентов излучения с большой ЛПЭ. Вместо Q или  $\overline{Q}$ , Комиссия выбирает весовые множители  $w_R$ , основанные на рассмотрении биологической информации». Для расчётов взвешивающих коэффициентов нейтронов  $w_R$  в 2007 г. МКРЗ рекомендовало использовать функции от энергии E первичных, падающих нейтронов, приведённых в главе 6 (формула (6.60)).

Приведённая функция  $w_R$  не устанавливает жёсткой зависимости между Q и  $w_R$ , т.е. совершенно единого подхода к эффективной дозе и операционным величинам не существует. Во всяком случае, при расчёте эквивалентной дозы на органы или ткани, должны применяться модифицирующие коэффициенты  $w_R$ :  $H_T = \sum_R w_R D_{RT}$ , где  $D_{RT}$  – поглощённая доза от R-типа излучения, усреднённая по органу T. При этом, если в фантоме вклад в дозу дают рассеянные нейтроны в слоях самого фантома коэффициент  $w_R$  будет относиться к первичной энергии.  $H_T$  – компонент эффективной дозы в органе. Значения  $w_R$  и Q для нейтронов показаны на рис. 13.9.

Однако для целей радиационной защиты более важно, чтобы операционные величины при проведении мониторинга внешнего облучения давали надёжную и консервативную оценку эффективной дозы при большинстве условий облучения.

Эффективную дозу, *E*, можно рассчитать, но невозможно измерить или передать как единицу измерения по метрологической цепочке. Поэтому были введены операционные величины для мониторинга внешней среды и индивидуального контроля. При проведении штатного мониторинга значения этих величин принимаются в качестве достаточно точных оценок эффективной дозы. Для мониторинга внешней среды необходимы значения в точке, они не должны зависеть от распределения падающего излучения по направлениям. Оборудование для радиационного мониторинга должно быть калибровано в единицах физической величины, для которой существуют калибровочные эталоны.



Рис. 13.9. Сравнение зависимости усреднённого коэффициента качества [10] и взвешивающего коэффициента  $w_R$  [11] от энергии нейтронов:  $1 - w_R$ ,  $2 - \bar{Q}$ 

В документах МКРЕ (Доклад 51, 1993 г.) и МКРЗ [10] величина эквивалента дозы определяется в виде  $H = Q \cdot D (D - поглощённая$ доза в ткани, измеренная в заданной точке, <math>Q - коэффициент качества в той же точке). В российских рекомендациях коэффициент качества в ткани обозначается символом К. Значение Q разумно представлять в усреднённом виде:

$$\langle Q \rangle = \frac{1}{D} \int_{L=0}^{L=\infty} Q(L) D_L dL,$$
 где  $D_L = dD/dL.$ 

При проведении мониторинга на рабочем месте, установлении зон контроля и наблюдения измерения проводят, как правило, «в воздухе». Индивидуальные дозиметры носят на поверхности тела, преимущественно на груди. Индивидуальный дозиметр с одной стороны частично защищён телом человека, с другой стороны подвержен альбедо от тела. Были введены две операционные величины: амбиентный эквивалент дозы  $H^*$  и индивидуальный эквивалент дозы  $H_P$ . При облучении нейтронами, как сильно проникающим излучением, применяют дозиметры с энергетической эффективностью регистрации, соответствующей зависимости эквивалента дозы на глубине (или за экраном) 10 мм тканеэквивалентного вещества.

Определения амбиентного (для внешней среды) и индивидуального эквивалента доз были даны ранее. Напомним, что энергетическая зависимость эффективности регистрации нейтронов должна соответствовать эквиваленту дозы, измеренному в точке на глубине 10 мм в тканеэквивалентном шаре радиусом 150 мм, расположенной по радиусу-вектору, противоположному широкому мононаправленному пучку нейтронов.

Дозиметр индивидуального эквивалента дозы должен иметь зависимость энергетической чувствительности регистрации, такую как эквивалент дозы в точке, расположенной на поверхности тканеэквивалентной пластины, прикрытой тканеэквивалентным экраном толщиной 10 мм. Никаких ограничений на направленность потока нейтронов не вводится. Амбиентный и индивидуальные эквиваленты доз являются операционными величинами, они должны в практической дозиметрии заменить эффективную дозу без введения каких-либо поправок.

На рис. 13.10 приведены расчётные значения амбиентного и индивидуального эквивалентов доз, а их отношения на рис. 13.11. Видно, что они близки друг к другу. Максимальное отличие наблюдается в области промежуточных нейтронов, 17 %, в то время как основной вклад в эквиваленты доз и эквивалентную дозу создают быстрые нейтроны. В области быстрых нейтронов различие не превосходит 8 %.

Насколько различаются значения амбиентного эквивалента дозы от эффективной дозы нейтронов видно из рис. 13.10. При расчёте эффективной дозы нейтронов по необходимости учитывают ослабление потока нейтронов частями тела (фантома), предшествующими данному органу. Чем выше энергия нейтронов, тем меньше, как правило, сечение взаимодействия. При промежуточных энергиях существенный вклад в эффективную дозу вносят фотоны захватного излучения. В поле доз от этих фотонов прослеживается максимум не на поверхности, а в глубине фантома. Совокупность всех факторов приводит к сложному ходу зависимости E от энергии нейтронов при сравнении с  $H^*$ . В области энергий менее 5 кэВ значения E превосходят  $H^*$ ; в окрестности 1 МэВ амбиентный эквивалент превышает эффективную дозу примерно на 40 %. Но уже при

2,5 МэВ они сравниваются, и при больших энергиях эффективная доза в геометрии грудь-спина вновь опережает  $H^*$  на 12,5% в области (6 ÷ 8) МэВ.



Рис. 13.10. Зависимость эквивалентов доз и эффективных доз от энергии нейтронов, пЗв см<sup>2</sup> [12, 13]. *1* – амбиентный эквивалент дозы, *2* – эффективная доза в передне–задней геометрии облучения, *3* – эффективная доза в изотропном поле, *4* – полевая доза



Рис. 13.11. Отношение индивидуального и амбиентного эквивалентов доз

На рис. 13.10 приведён график зависимости эффективной дозы для изотропного падения нейтронов. Этот график идёт ниже и амбиентного эквивалента дозы и эффективной дозы от мононаправленного пучка нейтронов, настолько сильно сказывается экранировка внутренних органов телом человека. Отношение эффективных доз в рассмотренных геометриях близко к двум.

Несколько обособленно стоит полевая эквивалентная доза нейтронов. Она приведена из-за возможности передачи единицы эффективной дозы от эталона к нижестоящим по поверочной схеме устройствам. Напомним, что для определения полевой эквивалентной дозы можно использовать сферическую гомогенную камеру из тканеэквивалентного материала с толщиной стенок 1 г/см<sup>2</sup> и счётчик Росси для определения среднего значения ЛПЭ и последующего учёта среднего коэффициента качества. Измеритель полевой дозы входит в комплект устройств Государственного эталона России [15].

Важно отметить, что более адекватными эффективной дозе в диапазоне энергий от 20 кэВ до 10 МэВ является керма в мышечной ткани и полевая поглощённая доза, умноженные на коэффициент качества, равный 12 [14].

# 5. Способы измерения амбиентного эквивалента дозы нейтронов

Для всех видов внешнего облучения операционные величины для мониторинга рабочих мест, производственных и жилых помещений, окружающей среды определены на основе значения эквивалента дозы в точке внутри простейшего фантома – шара МКРЕ. Он представляет собой сферу, заполненную стандартным тканеэквивалентным материалом, аналогом мышечной ткани, с плотностью 1 г/см<sup>2</sup>. Диаметр шара 300 мм. Предполагается, что поле излучения должно быть мононаправленным. Коэффициенты перехода, связывающие величины поля излучения и операционные величины, рассчитываются в предположении вакуума за пределами фантома. Для мониторинга сильно проникающего излучения выбирают точку внутри фантома на глубине 10 мм по радиусу-вектору, противоположному потоку частиц. Зависимость амбиентного эквивалента дозы в этих условиях от энергии нейтронов приведена на рис. 13.10. По смыслу, любой дозиметр, предназначаемый для измерения амбиентного эквивалента дозы должен иметь такую же энергетическую зависимость чувствительности, и при этом анизотропия чувствительности должна быть минимальна.

Однако прямых физических методов, учитывающих коэффициент качества излучения нет, поэтому прибегают к искусственным приёмам экспериментальной подгонки чувствительности. Используемый метод регистрации должен отвечать требованиям адекватности измерений в широком интервале: от тепловых энергий до, хотя бы, 14 МэВ. Учёные ряда стран независимо друг от друга обратили внимание на возможность предварительного замедления быстрых и промежуточных нейтронов и последующей регистрации тепловых нейтронов. В качестве замедлителей используются вода, парафин, полиэтилен. Пожалуй, первыми приборами такого типа были шаровые устройства «РУС-4» (радиометр универсальный сцинтилляционный), разработанный объединёнными усилиями учёных Института биофизики, Института химической физики под руководством И. Б. Кеирим-Маркуса, и нейтронный дозиметр D. E. Hankins из Лос-Аламосской научной лаборатории. РУС-4 затем неоднократно модифицировался. В настоящее время выпускается прибор РУС-У8. Детектором тепловых нейтронов является дисперсный сцинтиллятор на основе ZnS(Ag) с добавкой борной кислоты. Тепловые нейтроны взаимодействуют с бором, a ZnS(Ag) регистрирует α - частицы. В большинстве зарубежных приборов и частично в отечественных применяют сцинтилляционный детектор LiI(Eu) или LiI(Tl). Так в Государственном эталоне используют монокристалл Lil диаметром и высотой 8 мм. Кристаллы Lil имеют практически 100 % эффективность регистрации нейтронов, но они, являясь «чёрным» телом «выедают» поток многократно рассеянных нейтронов в окрестности кристалла. Зависимость чувствительности шаровых детекторов от энергии нейтронов приведены на рис. 13.12. Параметром является диаметр шара. Диаметр сферического дозиметра амбиентного эквивалента дозы принят повсеместно равным ~ 240 мм полиэтилена.



Рис. 13.12. Чувствительность детекторов тепловых нейтронов в шаровых замедлителях различных диаметров, см [16]

На рис. 13.13 показана схема детектора тепловых нейтронов, покоящегося на световоде, окружённого шаровыми замедлителями. Световод оптически соединён с ФЭУ, находящимся вне замедлителя. Импульсы с ФЭУ поступают на усилитель, а затем на спектрометр.

Из-за атомов йода детектор чувствителен к фотонам и необходимо программное выделение пика тепловых нейтронов из общего спектра.

За рубежом в ряде приборов применяют защиту таких детекторов из чистого свинца, который почти прозрачен для тепловых нейтронов. Детекторы вместо обычных 7÷8 кг имеют в этом случае существенно большую массу и их помещают на тележку.

Дозиметры с дисперсным сцинтиллятором отстраиваются от фона *γ*-излучения простым подбором уровня дискриминации.



Рис. 13.13. Общий вид детекторов нейтронов с замедлителями. Справа – разрез шарового дозиметра. Белым цветом показан световод с сцинтиллятором в центре шара, остальные детали не перечисляются



Рис. 13.14. Энергетическая зависимость чувствительности амбиентных дозиметров: *1* – МКС – 01 Р; *2* – РУС-У8; *3* – амбиентный эквивалент дозы

На рис. 13.14 показаны зависимости чувствительности двух отечественных дозиметров амбиентного эквивалента дозы с замедлителями. Там же для сравнения приведена рекомендованная зависимость H<sup>\*</sup>.

Из рис. 13.14 видно, что в области быстрых нейтронов от 1,5 до 5 МэВ наблюдается сверхчувствительность, в диапазоне от 50 кэВ до 1МэВ чувствительность меньше требуемой, а при уменьшении энергии – чувствительность опять увеличивается и становится больше требуемой. Из-за такого сложного хода кривых чувствительности градуировку и поверку дозиметров необходимо проводить в полях с широкими спектрами нейтронов, когда источники Pu – Ве или <sup>252</sup>Cf помещаются в замедлитель.



Рис.13.15. Зависимость чувствительности дозиметра Андерсена (2). Кривая 1 – амбиентный эквивалент дозы

Другим примером дозиметра амбиентного эквивалента дозы является прибор, предложенный Андерсоном [17]. В приборе детектором тепловых нейтронов является борный пропорциональный счётчик диаметром 30 мм. Он окружён рядом последовательных коаксиальных слоёв толщиной 16 мм полиэтилена, 5 мм борированного пластика с отверстиями, занимающими 11,3 % поверхности, 65 мм полиэтилена. Толщины оболочек подбирались расчётноэкспериментальным путём, чтобы наилучшим образом соответствовать эквиваленту дозы на поверхности фантома. На рис. 13.15 показаны чувствительность счётчика Андерсона на единичный флюенс нейтронов (относительные единицы) и амбиентный эквивалент дозы.

Из рис. 13.15 видно, что в диапазоне от 50 кэВ до 5 МэВ обе зависимости практически совпадают. При энергиях ниже 50 кэВ наблюдается серьезная сверхчувствительность счётчика (максимальное превышение в 2,5 раза в окрестности 0,05 МэВ). Чувствительность счётчика – 7,2·10<sup>6</sup> имп/Зв. Нельзя не отметить интересное по замыслу устройство, предложенное в СССР. Речь идёт о дозиметре ДН – 1А.

В блоке детектирования применили комбинированный борсодержащий дисперсный сцинтиллятор диаметром около 1 см, окружённый прозрачным световодом – замедлителем из плексигласа. Размер цилиндрического замедлителя  $120 \times 120$  мм. На световоде замедлителя размещался детектор быстрых нейтронов на основе комбинированного дисперсного сцинтиллятора на основе ZnS(Ag) в плексигласе, который регистрировал поток быстрых нейтронов. Детектор помещался на окно ФЭУ. Зависимость счёта импульсов от энергии нейтронов должна примерно соответствовать ходу эквивалентной дозы нейтронов от энергии. К сожалению, при промышленном производстве не удалось обеспечить единства характеристик приборов, и он не пошёл в серию.

# 6. Методы измерения индивидуального

### эквивалента доз

Как и для амбиентного эквивалента дозы не существует прямых методов определения индивидуального эквивалента дозы нейтронов. При разработке индивидуальных дозиметров следует иметь в виду ограничения на массу и размеры индивидуальных дозиметров: длина менее 150, ширина – 80, толщина – 30 мм, а масса не более 200 г. Поэтому ни о каких замедлителях говорить не приходится. В области быстрых нейтронов можно использовать регистрацию протонов отдачи, в аварийных ситуациях – регистрацию осколков деления из радиатора с <sup>237</sup>Np (или<sup>238</sup>U). Для регистрации промежуточных нейтронов было предложено использовать обратный выход тепловых нейтронов из тела человека и их регистрацию. Семейство таких детекторов получило название «альбедные детекторы нейтронов». В большинстве современных альбедных детекторов применяют две группы термолюминесцентных детекторов: <sup>7</sup>Li и <sup>6</sup>Li. Первый детектор чувствителен только к у - излучению, второй к у-излучению и к тепловым и медленным нейтронам. С тем, чтобы исключить прямое попадание тепловых нейтронов, детектозакрывают фильтрами, содержащими ядра-поглотители: DЫ Cd, B, Li. Кадмий – конструктивно удобный материал, но при захвате нейтрона возникает в среднем восемь фотонов с высокими энергиями (до 8 МэВ) и они создадут дополнительный фон. Бор при захвате теплового нейтрона также порождает фотоны с энергией 0,48 МэВ с вероятностью менее единицы, регистрацией такого у - излучения можно пренебречь. Экран, поглощающий прямой поток тепловых нейтронов, прозрачен для большинства промежуточных и тем более быстрых нейтронов. На эффективность регистрации и на ЭЗЧ влияют размеры экрана, удалённость детекторов от поверхности тела.

В качестве примера рассмотрим альбедный детектор BNL-5. Корпус дозиметра изготовлен из борированной пластмассы толщиной ~ 3 мм и представляет собой комбинацию диска диаметром 48 мм и цилиндра диаметром 24 мм и высотой 12 мм. Через диск и цилиндр проходит колодец диаметром 14 мм, в который загружают сборку из ТЛД. Такая конструкция позволяет уменьшить вероятность «натечки» прямого потока тепловых нейтронов при неплотном прилегании дозиметра к телу человека. На рис. 13.16 показана эффективность регистрации нейтронов как функция энергии и расстояния «тело-детектор». Кривая 1 демонстрирует эффективность регистрации нейтронов детектором, защищённым непрозрачным борным экраном. Кривая 2 – расчёт эффективности регистрации нейтронов на расстоянии 2 см от тела человека, когда детектор окружён борной защитой диаметром 48 см.

Видно, что эффективность регистрации тепловых нейтронов уменьшилась в четыре раза, кривая стала более плоской и с погрешностью ~ 10 % можно измерять флюенс нейтронов от тепловой энергии до 30 кэВ. При уменьшении расстояния «телодетектор» чувствительность к тепловым нейтронам ещё более уменьшается, но для энергии более 500 эВ расстояние до детектора перестаёт полностью влиять на ЭЗЧ. Наконец, кривая 5 демонстрирует эффективность регистрации при бесконечном борированном листе. Наилучшее согласие с  $H_P$  в области тепловых и эпитепловых нейтронов достигается при расстоянии 10 мм от тела человека. Вместе с тем, для энергий нейтронов более 10 кэВ наблюдается полное расхождение с энергетической зависимостью  $H_P$ .



Рис. 13.16. Зависимость чувствительности альбедного дозиметра <sup>6</sup>LiF – <sup>7</sup>LiF от энергии нейтронов и расстояния ТЛД от поверхности тела

В отечественном дозиметре ДПГ–100 применяют по два детектора с  ${}^{6}$ Li и  ${}^{7}$ Li . Защитой служит борированный пластик толщиной 3 мм. Детекторы закреплены на подложке из пластика, можно считать, что они лежат на поверхности замедлителя.

Несмотря на различие конструкций и, соответственно, эффективности регистрации альбедные дозиметры могут дать информацию о дозе в ограниченном интервале тепловых и промежуточных нейтронов, в то время как основную опасность представляют быстрые нейтроны.

Интересный дозиметр, сочетающий детектирование быстрых нейтронов и альбедо тепловых нейтронов был разработан Смитом. Детектор – пропорциональный счётчик, наполненный метаном и азотом. Длина счётчика ~ 100 мм, диаметр ~ 20 мм. Быстрые нейтроны регистрируются по протонам отдачи, тепловые нейтроны (альбедо) – по протонам реакции  $^{14}$ N(n, p). Счётчик вместе с электроникой находится в прямоугольной коробке, пять сторон которой выполнены из борированной пластмассы. На рис. 16.17 приведена ожидаемая зависимость эффективности регистрации эквивалента дозы. В области быстрых нейтронов счётчик превосходит требуемую чувствительность в 1,6 раза. Чувствительность устройства составляет 1 импульс на 10 мкЗв при облучении нейтронами Pu — Ве источника в свободном воздухе.



Рис. 13.17. Зависимость отношения числа импульсов, зарегистрированных дозиметром Смита, к эквиваленту дозы. (Рисунок презентован автором)

Другой подход к индивидуальным дозиметрам эквивалента дозы был сформулирован М. Зельчинским и С. Пшоном [18]. Они обратили внимание на зависимость показаний детекторов от ЛПЭ. На рис. 13.18 воспроизведены такие зависимости.

Видно, что на измеренные калориметром поглощённые дозы ЛПЭ не влияет (1). Очень слабое влияние при очень больших ЛПЭ сказывается на измеренном ионизационном токе камеры, наполненной тканеэквивалентным газом при нормальном давлении (2). Для ионизационных камер высокого давления (4) с ростом ЛПЭ наблюдается систематическое уменьшение ионизационного тока вследствие колонной рекомбинации. Ещё большую зависимость световыхода (стало быть, и анодного тока ФЭУ) от ЛПЭ наблюдается.

ется для органических сцинтилляторов (5). Метод ферросульфатного дозиметра (дозиметр Фрикке) является одним из базовых в дозиметрии  $\gamma$  – излучения, но для частиц с высоким ЛПЭ его чувствительность уменьшается. Пусть  $q_1$  и  $q_2$  – показания двух детекторов:

$$q_i = \int_0^\infty C_i(L) D_i(L) dL,$$

где  $D_i$  — распределение поглощённой дозы в i — том детекторе по ЛПЭ.



Рис. 13.18. Зависимость чувствительности детекторов от ЛПЭ (отн. ед.): 1 - ка-лориметр, 2 - ионизационная камера нормального давления с высоким коэффициентом собирания ионов f, 3 - камера высокого давления, f = 0.95, для  $\gamma$ - излучения, 4 - сцинтилляционный дозиметр, 5 - дозиметр Фрике

М. Зельчинский рассматривает разность сигналов :

$$-q_1 - q_2 = \int_0^\infty [C_1(L)D_1 - C_2(L)D_2]dL.$$

Потребуем, чтобы  $q_1 - q_2 = B \int_0^\infty [D(L,h)Q(L)]dL$ , где B – чувствительность разностного детектора, D – распределение дозы по L на глубине h в ткани. При этом предполагается, что поглощённая доза в детекторах пропорциональна поглощённой дозе в ткани, а разница чувствительностей детекторов пропорциональна фактору качества. Тогда  $C_i(L) = A(L) - B_iQ(L)$ . Второе условие может быть успешно выполнено, когда чувствительности двух детекторов дают подходящую функцию от ЛПЭ. Одним из детекторов является ионизационная камера, работающая в режиме глубокого насыщения,

$$q_1 = C_1 D(h).$$

Требуемая чувствительность второго детектора должна быть равной:

$$C_2(L) = C_1 - BQ(L) = C_1[1 - \beta Q(L)],$$

где где вительности, характеризующая наклон характеристики чувствительности.

М. Зельчинский [18] предполагает, что *Q*(*L*) может быть аппроксимировано формулой

$$Q(L) = \frac{aL}{1+bL}$$
 при  $L > 3,5$  кэВ/мкм.

Тогда

$$c_2 L = c_1 \, \frac{1 + L(b - \alpha\beta)}{1 + bL};$$

при  $\beta = \frac{b}{a} c = \frac{c_1}{1+bL}$ ; и  $b = (0.015 \pm 0,007)$  мкм/кэВ.

Однако М. Зельчинский использовал функцию Q(L), принятую в семидесятые годы прошлого столетия, которая предполагала выход на плато при L > 100 кэВ/мкм. Предложенный им разностный сигнал двух детекторов не буден равен современному коэффициенту качества. Сохраняя идею двух детекторов, построим зависимость отношений  $r_1$  собранных зарядов в камерах нормального давления и в камерах высокого (~ 9 атм) давления, нормализованных при  $\gamma$ - облучении. Аналогично простроим зависимость коэффициента качества от отношений  $r_2$  показаний камеры низкого давления и току ФЭУ с органическим сцинтиллятором. Графики показаны на рис. 13.19.

Таким образом, можно, используя два детектора, определить среднее значение коэффициента качества смешанного излучения и индивидуальный эквивалент дозы по показаниям камеры нормального давления.

Некоторые трудности могут возникнуть при интерпретации показаний камер низкого и высокого давлений из-за двузначности функции  $Q(r_1)$ .

Для нейтронов интерпретацию данных спасает тот факт, что значение  $\bar{Q}$  для нейтронов по данным Леутхолда [10] не превышает 20 (см. рис. 13.8).

В заключение этого раздела необходимо отметить, что максимальный вклад в дозу создают быстрые нейтроны. Для анализа соответствия показаний различных типов приборов эффективной дозе нейтронов были рассмотрены спектры нейтронов реактора HPRR без защиты и водо-стальной защитой, реактора BR – 30, <sup>137</sup>Cs, спектр отражённых от стен, пола и потолка нейтронов <sup>252</sup>Cf. Оказалось, что наилучшим постоянством отношений показаний приборов к эффективной дозе обладают дозиметры амбиентного эквивалента дозы с замедляющими шарами, дозиметр кермы нейтронов, нептуниевый детектор деления. Наибольший разброс характерен для альбедных дозиметров с детекторами тепловых нейтронов, доходящий до сотен процентов.



Рис. 13.19. Зависимость Q коэффициента качества от отношений собранных зарядов в камерах нормального и высокого давления  $-(r_1)(l)$  и от отношения тока ФЭУ к току ионизационной камеры нормального давления  $(r_2)(2)$ 

Методические указания [12] допускают неопределённость определения индивидуального эквивалента дозы нейтронов величиной (+100 / -40) % на уровне предела допустимой дозы; (+170 / -60) % на уровне 1/5 предела дозы и (+270 / -70) % на уровне возможности регистрации.

# 7. Дозиметрия нейтронов в аварийных ситуациях

Как правило, аварийные ситуации с облучением персонала большими дозами возникают вследствие ошибок отдельных лиц при проведении технологического процесса, либо из-за грубых просчётов в предшествующих эксперименту теоретических построений. При остром поражении ущерб жизни и здоровью людей наносят не только отдалённые стохастические эффекты, но и детерминированные последствия облучения. Детерминированные последствия возникают при дозах более 500 мЗв [11, с. 110-111]. Отечественные нормативные документы не устанавливают пределов доз аварийного облучения. Однако Методическими указаниями [12] определены значения поглощённых доз кратковременного облучения персонала (длительностью не более двух суток), при превышении которых возможны клинические последствия от детерминированных эффектов. При облучении всего тела поглощённая доза не должна превышать 1 Гр за двое суток.

Аварийные дозиметры подразделяются на зонные и индивидуальные. Зонные дозиметры устанавливаются в различных секторах экспериментальных залов или промышленных цехов. Задача таких дозиметров предоставить сведения не только о дозах, но и о спектрах нейтронов, хотя бы в малогрупповом приближении. Индивидуальные дозиметры проще по составу и используют косвенные методы оценки кермы. В зависимости от ожидаемых условий облучения рекомендуется применять несколько индивидуальных дозиметров на различных участках спецодежды или надевать «дозиметрические пояса».

В качестве примера рассмотрим зонный аварийный спектрометрический активационный дозиметр «Засада» [20]. Для регистрации дозы γ-излучения авторы применяли стеклянный ТЛД «ИКС-А», который не чувствителен к нейтронам. Для регистрации быстрых нейтронов использовали набор пороговых детекторов: <sup>115</sup>In(n,n<sup>'</sup>), <sup>31</sup>P(n,p), <sup>27</sup>Al(n,p), <sup>56</sup>Fe(n,p), <sup>27</sup>Al(n, $\alpha$ ). Эффективные пороги применённых ядерных реакций таковы [4]: 1,15; 2,55; 4,50; 6,60; 7,45 МэВ соответственно. Под эффективным порогом реакции понимают такое значение энергии, при котором истинное сечение заменяется на сечение в виде ступеньки, а значение эффективного сечения не зависит от вида спектра. Восстановление спектра быстрых нейтронов проводили «экспрессным методом» [21]. Для измерения спектра промежуточных нейтронов использовали резонансные детекторы. Их сечение представляли суперпозицией плавно уменьшающегося по закону 1/v сечения и главного резонаса. Резонансными деткторами были <sup>115</sup>In(1,46 эВ), <sup>56</sup>Mn(337эВ), <sup>37</sup>Cl(2500эВ). <sup>164</sup>Dy применили как 1/v детектор. Детекторы быстрых и промежуточных нейтронов помещали в кадмиевый чехол. Тепловые нейтроны измеряли медным детектором, удаленным вместе с ТЛД от кадмиевого чехла на несколько сантиметров. Определение наведённой активности проводили по счёту β-частиц. Диаметр дозиметра был 25 мм, высота – 63 мм, масса – 38 г.

Примером индивидуального дозиметра может служить «Гнейс» [22]. Для измерения дозы  $\gamma$ -излучения также применяли ТЛД типа ИКС-А. Детекторами нейтронов были <sup>237</sup>Np(n,f) и <sup>104</sup>Rh(n,n`). Осколки деления регистрировли по трекам на притравленной стеклянной пластинки. Сечение деления нептуния более или менее приближается к керме, но процесс подготовки и счёта треков под микроскопом занимают много времени. Поэтому в «Гнейсе» применили дублирующий детектор <sup>104</sup>Rh(n,n`), позволяющий быстрее оценить керму, правда, с несколько меньшей точностью.

Более простой дозиметр был предложен в [23], который содержал родиевую и золотую фольги. Предполагая, что спектр промежуточных нейтронов следует закону 1/E, а спектр быстрых нейтронов мало возмущён и соответствует спектру деления, авторы рассчитали коэффициенты перехода от активности детекторов к двухгрупповому спектру и к керме.

Были предложены методы аварийной дозиметрии нейтронов, основанные на радиационном изменении свойств полупроводников и полупроводниковых приборов. Под действием нейтронов возникают дефекты кристаллической структуры, в основном дивакансии. Это приводит к уменьшению времени жизни неосновных носителей и увеличению удельного сопротивления. Оказалось, что количество дефектов и изменение прямого падения на диоде почти согласуются с кермой в мягких тканях при вариации энергии нейтронов от 0,1 до 10 МэВ [24]. Так для диодов Д-206 была определена средняя чувствительность 5,8 мВ/Гр. Гораздо большая чувствительность была обнаружена на *p-i-n* диодах с толщиной *i*-слоя 150 мкм и удельным сопротивлением 5 кОм·см. При малых уровнях тока ВАХ видоизменялась и приобретала S-образную форму как у динистеров[25]. Локальный максимум напряжения почти линейно возрастал с кермой. Чувствительность достигала 400 мВ/Гр. Как и все твердотельные приборы, диоды требуют индивидуальной градуировки.

### 8. Актуальные проблемы

Важнейшим фундаментальным вопросом в дозиметрии нейтронов является двойственность понятий и величин. В 60-й, а затем и в 102-й Публикациях МКРЗ [10, 11] для расчёта эффективной дозы нейтронов рекомендовано использовать модифицирующий коэффициент w<sub>R</sub>, опирающийся на спектр падающих нейтронов. Таким образом, при расчёте эффективной дозы не учитывается изменение вкладов компонентов дозы с глубиной проникновения. Эффективная доза не метрологическая величина, поэтому были введены измеряемые операционные величины: амбиентный и индивидуальный эквиваленты доз, которые связаны с коэффициентом качества. Анализ показал [26], что отношение эквивалента дозы к эффективной дозе колеблется от 1,22 до 1,50 для переднезадней геометрии в зависимости от спектра нейтронов. Необходимо продолжить теоретические и экспериментальные радиобиологические работы для уточнения коэффициентов качества и более реалистичной оценки эффективной дозы.

Другой проблемой является отсутствие качественных индивидуальных дозиметров нейтронов. Популярные дозиметры на базе пары ТЛД: <sup>6</sup>LiF-<sup>7</sup>LiF имеют низкую чувствительность к бысрым нейтронам, которые и дают основной вклад в эквивалент дозы. В зависимости от действующего спектра неопределённость достигает 220 %. Поэтому необходимо продолжить поиск способов измерения эквивалента дозы быстрых нейтронов для индивидуальных дозиметров.

## Список литературы

1. Физика быстрых нейтронов. Под ред. Дж. Мариона и Дж. Фаулера. Пер. с англ., т.1.

2. Крамер-Агеев Е. А., Лавренчик В. Н., Самосадный В. Т. Экспериментальные методы нейтронных исследований. М.: Энергоатомиздат, 1990.

3. Рейли Д., Энсслин Р., Смит Х. мл., Крайнер С. Пассивный неразрушающий анализ ядерных материалов. Пер. с англ. ВНИИА. М.: Бином, 2000.

4. Крамер-Агеев Е.А., Трошин В.С., Тихонов Е.Г. Активационные методы спектрометрии нейтронов. М.: Атомиздат, 1976.

5. Compendium of Neutron Spectra and Detector Responses for Radiation Protection Purposes: Supplement to Technical Reports, ser. № 318 – Vienna, IAEA, 2001.

6. Determination of Absorbed Dose in Reactors. – Technical Reports series № 127 –Vienna, IAEA, 2001.

7. Брискман Б.А., Генералова В.В., Крамер-Агеев Е.А., Трошин В. С. Внутриреакторная дозиметрия. Практическое руководство. М.: Энергоатомиздат, 1985.

8. Тканевые дозы нейтронов в теле человека. Справочник. В.Т. Золотухин, И.Б. Кеирим-Маркус, О.А. Кочетков и др. М.: Атомиздат,1972.

9. Auxier J.A., Snyder W.S., Jones T.D. Neutron Interactions and Penetration in Tissue. – In: Radiation Dosimetry, ed. by F.N. Attix and W.C. Roesh. – N.Y.: Academic Press, v. 1, 1968, ed. 1, 2, p. 275.

10. Радиационная безопасность. Рекомендации МКРЗ 1990 г. Публикация 60 МКРЗ, ч. 2. Пер. с англ. М.: Энергоатомиздат, 1994.

11. Труды МКРЗ. Публикация 103. Рекомендации 2007 МКРЗ. Пер. с англ. М.: ООО ПКФ «Аллана»; 2009.

12. Дозиметрический контроль внешнего профессионального облучения. Общие требования. МУ 2.6.1.25-2006. Москва, 2000.

13. Нормы радиационной безопасности (НРБ-99/2009) СП 2.6.1.758 – 2009.

14. Масляев П.Ф. Проблемы определения эффективной дозы при контроле радиационной безопасности облучения нейтронным излучением. М.: АНРИ № 3 (26), 200150 – 55.

15. Государственный первичный эталон единиц мощности поглощённой дозы и эквивалента дозы нейтронного излучения. Доклад Федеральному Агентству по техническому регулированию и метрологии. – Менделеево, 2010.

16. Hankins D.E. New methods of neutron – dose – rate evaluation. In: Neutron Dosimetry, v. II, IAEA, Vienna, 1963, p. 123 – 136.

17. Andersson I.O., Braun J. A neutron rem counter with uniform sensitivity from 0,025 to 10 MeV. In: : Neutron Dosimetry, v. II, IAEA, Vienna, 1963, p. 87 - 94.

18. Zielczynski M. Integral signal methods for determination of dose equivalent. In: Radiation Dosimetry, v. 2, Beograd, 1971, p. 60 – 74.

19. Херст Дж., Ритчи Р., Миллс В. Дозиметрия быстрых нейтронов. В сб. «Дозиметрия ионизирующих излучений» Докл. иностранных учёных на международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева,1955г. М.:Гостехтеориздат, 1956.

20. Князев Ю.А., Крамер-Агеев Е.А., Мартынов Ю.Н., Трошин B.C. Зонный активационный дозиметр//In proceeding «The Third Research Coordination Meeting and International Intercomparison Experiment in Nuclear Accidental Dosimetry, IAEA, Viena, 1974, p.101-104.

21. Крамер-Агеев Е.А., Трошин В.С. Экспрессный метод восстановления спектров быстрых нейтронов ядерно-физических установок при измерении пороговыми детекторами.// Атомная энергия, 1970.Вып.29. С. 137-138.

22. Крайтор С.Н. Дозиметрия при радиационных авариях. М.: Атомиздат, 1979.

23. Cross M.G., Ing H. Neuron Dosimeter. Intern. J. Appl. Radiation and Isotopes, 1974, v24, N 8, p.437.

24. Крамер-Агеев Е.А., Миронов Ю.А., Синицин А.Д., Трошин В.С. Нейтронные аварийные дозиметры на основе кремниевых промышленных полупроводниковых диодов.-В сб. Вопрсы дозиметрии и защиты от излучений.-М., 1980. Вып. 19. С. 61-66.

25. Goleminov N.G., Kramer-Ageev E.A., Troshin V.S. Zvantsev A.A. Silicon p-i-n Diode Personal Accidental Neutron Dosimeter/ In Poceeding of Intern. Simposium of Radiation Safety, M., 1994, p. 170-175.

# Глава 14. Дозиметрия инкорпорированных радионуклидов

# 1. Общее рассмотрение

Радиационную дозиметрию можно условно разделить на два основных направления: дозиметрию излучений от внешних источников ионизирующих излучений и дозиметрию излучений инкорпорированных радиоактивных веществ (РВ). Последняя связана с оценкой доз при внутреннем облучении органов и тканей человека в результате поступления радионуклидов (p/н) в организм человека из внешней среды с пищей, водой и воздухом, при раневом поступлении или находящихся там постоянно (инкорпорированные источники в теле). Между этими направлениями наряду с общностью методических подходов имеются существенные различия, обусловленные особенностями источников излучений. Внешние источники радиации, как правило, можно исключить за достаточно малое время (например, ускоритель частиц, рентгеновская трубка) или удалить объект из поля облучения. Процесс облучения инкорпорированными нуклидами происходит непрерывно, пока радиоактивные вещества находятся в организме. Многие р/н выводятся медленно, и при достаточно большом периоде полураспада этот процесс может продолжаться годы или в течение всей жизни человека.

Если при внешнем облучении роль организма достаточно пассивна, то при внутреннем облучении организм играет активную роль в формировании тканевых доз ввиду протекания биологических процессов, обусловливающих накопление и вывод радиоактивных изотопов из органов и тканей [1, 2].

Внутреннее облучение, как правило, опаснее внешнего, что обусловлено следующими факторами: *a*) возможность достаточно большого времени облучения и большая вероятность малых расстояний между излучателем и объектом облучения;  $\delta$ ) в формировании дозы может преобладать вклад  $\alpha$ - или  $\beta$ -изотопов, которые обычно могут быть несущественны в условиях внешнего облучения. В дозиметрии внешних потоков облучения можно либо измерить, либо рассчитать мощность дозы или поглощенную дозу излучения на основании характеристик источников. Измерения величин доз внутреннего облучения за редким исключением практически невозможно.

Рис. 14.1 иллюстрирует классификацию различных научных и практических задач в дозиметрии инкорпорированных нуклидов.



Рис.14.1. Классификация задач дозиметрии инкорпорированных радиоактивных нуклидов

Дозовые распределения могут быть установлены на основании детального количественного определения кинетики распределения концентраций радиоактивных веществ для всех тканей и органов. Кроме того, так как биологические эффекты зависят от типа и энергии ионизирующих частиц, необходимы исследования по определению параметров излучателей. Способы решения соответствующей дозиметрической задачи в случае инкорпорированных нуклидов включают в себя методы прямого и косвенного определение количеств радиоактивных веществ в организме, экспериментальные и теоретические исследования кинетики их распространения в зависимости от физиологических и других характеристик организма. Для решения задач дозиметрии в данном случае необходимо располагать достаточно точными сведениями о процессах транспорта и обмена веществ, протекающих в такой сложной системе как человек [3]. Эта информация в значительной степени ограничена.

Специфика вопросов дозиметрии в протяженных средах с распределенными в них радиоактивными нуклидами определяется следующими условиями:

1) учетом влияния граничных условий на формирование дозных полей инкорпорированных источников β- и γ-излучений;

2) особенностями пространственного распределения источников в среде;

3) учетом временного характера дозовых нагрузок;

4) вопросами временного фактора при формировании источни-ков в объёмной среде.

Непосредственное отношение к дозиметрии инкорпорированных нуклидов имеют методы оценки их предельно-допустимых концентраций в различных веществах, дозовые функции элементарных источников α-, β-, γ-излучателей, моделирование процессов переноса излучений в условиях сложных гетерогенных сред, вопросы биофизики и радиобиологии, экспериментальные методы дозиметрии в нестандартных условиях.

Содержание и поступление радиоактивных веществ в организм должны быть ограничены так, чтобы уровни облучения не превышали установленных значений предельно допустимых доз [4 – 7].

# 2. Источники внутреннего облучения

Существуют различные источники образования р/н как потенциальных инкорпорированных облучателей. Источники образования радиоактивных аэрозолей (определение аэрозоля см. ниже) связаны со следующими естественными и техногенными процессами:

1) газообразные нуклиды (радон, торон и др.); их продукты распада могут образовывать твердые частицы или оседать на частицах дисперсной фазы в воздушной среде;

2) в результате космического фона (космогенные радионуклиды);

3) в процессе эксплуатации ядерных реакторов и ускорителей элементарных частиц;

4) при аварийных ситуациях и активации нейтронами неактивной пыли.

Рассмотрим подробнее первые два процесса. В результате распада содержащихся в земной коре природных урана и тория образуются цепочки радиоактивных изотопов, в том числе газообразные продукты распада, называемые эманациями. Наиболее значимые из них радон (Rn), торон (Tn) и актинон (An) [8 – 12]. Эманации поступают в атмосферу из почвы, горных пород и природных вод. Концентрация эманации в воздухе убывает с высотой, так как они тоже являются радиоактивными. Упрощенная цепочка распада радия и радона показана на рис. 14.2.



Рис. 14.2. Упрощенная схема распада радия-226

Время жизни торона и актинона мало, поэтому они обнаруживаются лишь в приземном слое атмосферы. С точки зрения радиационной безопасности наибольшую опасность представляет радон, концентрация которого в воздухе на несколько порядков превышает концентрацию торона.

Являясь инертным газом, эманация находятся в воздухе в атомарном состоянии и не присоединяются к центрам конденсации (пылинкам, тяжелым ионам и т.п.). Поэтому они сами радиоактивных аэрозолей не образуют. Такие аэрозоли образуются в результате присоединения к центрам конденсации твердых продуктов распада эманации, состоящих из изотопов полония, висмута и свинца.

Другим важным источником потенциально инкорпорированных нуклидов является космическое излучение. Космические частицы (протоны, α-частицы, легкие ядра) с высокими энергиями (до 10<sup>14</sup> МэВ) поглощаются и взаимодействуют с атмосферой, инициируя другие виды радиации. В атмосфере образуются космогенные радионуклиды, в частности:

<sup>3</sup> H ( $T_{1/2} = 12, 3$ года), <sup>14</sup> C ( $T_{1/2} = 5730$ лет), <sup>7</sup> Be ( $T_{1/2} = 53, 3$ сут.), <sup>22</sup> Na ( $T_{1/2} = 26$ лет).

Внутреннее облучение от этих нуклидов реализуется по пищевым и биологическим цепочкам вследствие накопления их в биосфере (вода, растительность), <sup>7</sup> Ве и <sup>22</sup> N поступают в организм человека при вдыхании воздуха.

Наиболее важным и опасным каналом поступления р/н в организм человека являются органы дыхания.

Аэрозоль – дисперсная система с газообразной средой и с твердой, жидкой или смешанной дисперсной фазой; радиоактивный аэрозоль это аэрозоль, в дисперсную фазу которого входят радионуклиды. Частица аэрозоля – твердый, жидкий или смешанный (многофазный) объект, находящийся во взвешенном состоянии в газообразной среде [13, 14].

Количественной характеристикой аэрозолей является их счетная и массовая концентрация – величины числа частиц или их массы в единице объёма воздуха. Концентрация радиоактивных аэрозолей определяется величиной активной концентрации – числом распадов нуклидов в единицу времени в единице объёма воздуха, например,  $A_0 \sim \text{Бк/л}$ ; тогда массовая концентрация M связана с активной концентрацией соотношением:

 $M = 2, 4 \cdot 10^{-24} \cdot A_0 \cdot T_{1/2} \cdot A, \, \Gamma/\pi, \tag{14.1}$ 

где A – относительная атомная масса нуклида,  $T_{1/2}$  – период полураспада. Знание массовой концентрации M и размера аэрозольных частиц дает возможность оценить число частиц в единице объёма.

Распределение активности аэрозолей в зависимости от размеров аэрозольных частиц приводится в табл. 14.1.

Концентрация и нуклидный состав аэрозолей являются функциями времени, так как их устойчивость определяется многими факторами, в частности, размерами частиц. Разрушение аэрозолей обусловлено протеканием трех следующих физических процессов: седиментация, диффузия и коагуляция.

Таблица 14.1

# Распределение активности естественного происхождения в аэрозольных частицах различных размеров

Диаметр частиц, мкм	≥0,005	0,005÷ ÷0,015	0,015÷ ÷0,025	0,025÷ ÷0,035	≤ 0,035
Вклад в полную активность, %	5	25	50	10	10

Седиментация представляет процесс осаждения частиц под действием силы тяжести, скорость протекания которого зависит от линейных размеров частицы и от величины среднего свободного пробега молекул газа.

Для частиц с размерами  $r < 10^{-4} \div 10^{-5}$  см преобладает эффект диффузии, изменяющий пространственную концентрацию аэрозольных частиц.

В процессе столкновений частиц имеет место эффект коагуляции (прилипания), в результате чего увеличивается масса отдельных частиц и уменьшается их концентрация.

Таблица 14.2

Источник	Состав	<i>r</i> , х10 <sup>-4</sup> см
Добыча урана	радон, UO <sub>2</sub> , U <sub>3</sub> O <sub>8</sub> , UO <sub>3</sub>	0,5 ÷ 0,001
Ядерные реакторы	UO <sub>2</sub> , Na <sub>2</sub> O, K <sub>2</sub> O, <sup>239</sup> Pu	0,1 ÷ 10

#### Некоторые источники образования аэрозолей

Существует условная классификация аэрозолей по размерам частиц:

1) высокодисперсные –  $r < 10^{-3} - 0,1$  мкм (преобладают эффекты коагуляции и диффузии, устойчивые аэрозоли);

2) среднедисперсные –  $r < 0,1 \div 1$  мкм (переходные свойства);

3) грубодисперсные – *r* > 1 мкм (преобладает седиментация).

В табл. 14.2 описываются некоторые параметры аэрозолей, образующихся в ядерно-топливном цикле.

## 3. Поступление радиоактивных веществ в организм человека

#### 3.1. Основные пути поступления РВ в организм

Радиоактивные аэрозоли в случае их попадания внутрь организма представляют определенную биологическую опасность. Организм человека находится в состоянии постоянного обмена веществами и энергией с окружающей внешней средой. Практически во всех веществах внешней среды содержатся радиоактивные изотопы естественного или искусственного происхождения. Различными путями они попадают в организм человека. В сложных обменных процессах в организме РВ претерпевают физико-химические и биохимические изменения до тех пор, пока они не распадутся или не будут выведены из организма. Р/н неравномерно распределяются в различных органах и тканях человека. Большинство нуклидов накапливаются избирательно в отдельных органах или системах. Степень радиационно-индуцированных эффектов (поражений) зависит от концентрации излучающих нуклидов в отдельных органах и, следовательно, от создаваемых ими величин доз.

Закономерности поступления и накопления нуклидов в живых организмах изучаются в радиобиологии. Эта задача чрезвычайно сложна, и соответствующие данные получаются в основном на животных и затем экстраполируются на человека.

Существуют следующие основные пути поступления PB в организм: посредством органов дыхания (ингаляционный канал) [15, 16], через желудочно-кишечный тракт (пероральный канал) и через кожные покровы (раневое поступление); (специальные методы введения радиоактивных изотопов используются в медицине с целью диагностики и терапии некоторых заболеваний). В течение некоторого времени эти так называемые входные «депо» содержат в себе эти поступившие радионуклиды; далее из входного депо они кровотоком распространяются по всему организму, то есть по различным органам и тканям. Дальнейшая судьба этих радионуклидов определяется как их свойствами, так и процессами, происходящими в организме. Нуклиды частично распадаются, частично выводятся из организма в результате обменных процессов. Нуклиды инициируют соответствующий вид внутреннего облучения, и поглощенная доза при этом выступает в качестве меры радиационной опасности, т.е. биологических последствий.

Для каждого канала поступления нуклидов имеют место свои особенности, зависящие от химической формы нуклида, его растворимости в жидкой среде, от состояния организма (недостаток тех или иных веществ, например, <sup>131</sup>I).

### 3.2. Поступление через органы дыхания (ингаляционный канал)

Наиболее важным и потенциально опасным каналом поступления PB в организм человека являются органы дыхания (ингаляционный путь). Воздух потребляется в больших количествах, ~  $2 \cdot 10^4$ литров в сутки. Легкие – хорошо адсорбирующая система с эффективной площадью ~  $50 \text{ m}^2$ . При каждом вдохе в дыхательных путях может оставаться значительная доля активности PB («выдыхаемый воздух чище вдыхаемого»). Доля активности, задержанной в дыхательной системе, зависит от размеров аэрозольных частиц и от объёма и частоты дыхания. Каждый из трех физических эффектов: инерционное осаждение, седиментация и диффузия может преобладать в определенном участке дыхательных путей; вероятность реализации этих процессов зависит в основном от размеров осаждаемых частиц. Основные каналы распределения PB в органах дыхания демонстрируются на рис. 14.3.

Инерционное осаждение реализуется преимущественно в верхних дыхательных путях, где скорость вдыхаемого воздуха велика (десятки см/сек). При изменении направления движения частиц с размером > 1 мкм они продолжают движение по инерции и оседают на слизистых оболочках; таким образом, в верхних дыхательных путях отфильтровываются крупные частицы с размером

> 1 мкм. В тех участках дыхательной системы, где скорость воздуха относительно мала, преобладает эффект седиментации. В объёме легочных альвеол, где скорость переносимого воздуха очень мала, осаждение осуществляется за счет броуновского движения и диффузии. Главный фактор протекания всех этих процессов – размеры частиц.



Рис. 14.3. Каналы распределения РВ в органах дыхания

Для количественной оценки характеристик процесса отложения частиц в дыхательных путях используются так называемые коэффициенты отложения или задержки, которые являются отношением числа частиц, отложившихся в легких, к полному числу вдыхаемых частиц [2]. Данные о степени дисперсионности частиц позволяют определить место их отложения и вычислить активности в различных участках дыхательных путей.

Величина степени осаждения является сложной функцией различных факторов:

- а) концентрацией аэрозолей;
- б) их физико-химическим состоянием;
- в) частотой и глубиной дыхания;
- г) размером частиц.

На рис. 14.4 представлена зависимость степени отложения вдыхаемых нуклидов от размеров частиц.



Рис. 14.4. Зависимость коэффициента отложения в органах дыхания аэрозольных частиц в зависимости от их размеров

При поступлении ингаляционным путем PB с большим периодом полураспада частично поглощаются в самой легочной ткани, частично заглатываются и переходят в ЖКТ, откуда могут попасть в кровеносную систему. Часть нуклидов далее участвуют в нормальном обмене веществ и задерживаются в определенных системах организма или выводятся из него. Таким образом, облучению подвергаются не только органы дыхания, но и другие органы и ткани в соответствии с распределением веществ в организме.

# 3.3. Желудочно-кишечный тракт (ЖКТ, пероральный канал)

Вещества продуктов питания могут содержать фоновую активность различных PB, а также могут быть загрязнены искусственными PB, которые по биологическим цепочкам попадают в пищу. В пищеварительном тракте после соответствующих процессов они превращаются в химические соединения, используемые организмом. На основании физико-химических эффектов (диффузия, фильтрация, осмос) процесс всасывания описать трудно. Идут сложные биохимические превращения, когда, например, растворимость в специфической среде вводимых веществ не определяется их растворимостью в воде.

Во время нахождения РВ в ЖКТ происходит облучение стенок пищеварительного тракта частицами, испускаемых радиоактивными изотопами.

### 3.4. Поступление РВ через кожные покровы

В первом приближении поступление PB через кожу существенно не отличается от других путей поступления. Относительно кожи термин «поглощение» определяет способность кожи впитывать в себя и удерживать вещества, находящиеся на её поверхности. Различают поврежденную и неповрежденную кожу, что обусловливает существенное различие в коэффициентах всасывания PB. Большую роль относительно поглощенной энергии в коже играет обладающий высокой радиочувствительностью слой эпидермиса (на глубине ~ 7мг/см<sup>2</sup>), нарушение функций которого приводит к негативным изменениям процессов регенерации кожных покровов.

PB, поступающие в организм через кожу, создают опасность облучения как самой кожи, так и тех внутренних органов, в которые они будут доставлены кровотоком.

# 4. Тканевая доза, обусловленная излучением инкорпорированных радионуклидов

В общем случае доза, накопленная в некотором органе за время t от излучения PB, поступивших в него в момент времени t = 0, определяется следующим соотношением:

$$D_t = A_0 \cdot k \cdot \int_0^t f_1(t) \cdot f_2(t) \cdot \frac{E_{a\phi\phi}(t) \cdot R(t)}{m(t)} dt , \qquad (14.2)$$

где  $A_0$  – количество изотопа (активность), однократно поступившего в организм нуклида;  $f_1(t)$  – коэффициент всасывания радионуклида в кровь (из органов дыхания, ЖКТ, кожи);

 $f_{2}(t)$  – доля перехода РВ из крови в орган;

 $E_{\phi\phi\phi}(t)$  – эффективная энергия, поглощаемая в органе на один распад нуклида (с учетом ОБЭ);

R(t) – временная функция уменьшения активности за счет биологического вывода и радиоактивного распада нуклида;

m(t) – масса органа;

к – размерный коэффициент.

Расчет тканевой дозы оказывается достаточно сложным в основном ввиду недостаточной информации относительно биологических процессов, а не физических параметров.

Входящая в соотношение (14.2) величина  $E_{ijk}$  определяется типом *i*-частиц излучения:

$$E_{i} = \sum_{i} E_{0,i} \cdot (\text{Ob} \Theta) \cdot n , \text{Mid} Pacn.;$$
(14.3)

где параметр n – фактор относительного повреждения; величина  $E_{0,i}$  определяет поглощенную в органе энергию излучения.

Для α-частиц, практически полностью поглощаемых в органе ввиду малых пробегов, оценка поглощенной энергии определяется соотношением:

$$E_{0,\alpha} = E_{\alpha} \cdot \varphi_{\alpha}, \qquad (14.4)$$

где φ<sub>α</sub> – доля распадов нуклида с испусканием α-частиц.

Для нуклидов, распадающихся с испусканием β<sup>-</sup> – частиц (электронов) в приближении их полного поглощения:

$$E_{0,\beta^{-}} = 0,33E_{\max} \cdot \varphi_{\beta^{-}} \cdot (1 - \frac{Z^{1/2}}{50}) \cdot (1 + \frac{\sqrt{E_{\max}}}{4}), \qquad (14.5)$$

где Z – атомный номер ядра-излучателя,  $\phi_{\beta}$  – доля распадов нуклида с испусканием  $\beta^-$ -частиц.

В случае позитронных излучателей аналогичное соотношение имеет вид:

$$E_{0,\beta^{+}} = 0.33E_{\max} \cdot \varphi_{\beta^{+}} \cdot (1 + \frac{\sqrt{E_{\max}}}{4}) + 2 \cdot \varphi_{\beta^{+}} \cdot 0.511 \cdot (1 - e^{-\mu_{tr} \cdot r^{*}}),$$
(14.6)
где второе слагаемое учитывает вклад двух аннигиляционных фотонов с энергией 0,511 МэВ;  $\mu_{tr}$  – коэффициент передачи энергии в биологической ткани для аннигиляционных фотонов;  $r^*$  – так называемый эффективный линейный размер органа (определяется далее).

Оценка поглощенной энергии для фотонов может быть сделана по соотношению:

$$E_{0,\gamma} = \varphi_{\gamma} \cdot E_{\gamma} \cdot (1 - \mathrm{e}^{-\mu_{tr} \cdot (E_{\gamma}) \cdot r^{*}}), \qquad (14.7)$$

...

где  $\varphi_{\gamma}$  – доля распадов нуклида с испусканием  $\gamma$ -квантов. Величина

$$AF = 1 - e^{-\mu_{tr}(E_{\gamma} \cdot r^{*})}$$
(14.8)

определяет эффективность взаимодействия фотонов в пределах объёма, содержащего равномерно распределенный  $\gamma$ -нуклид (фактор поглощения). Значение эффективного линейного размера органа  $r^*$  в соответствии с его конфигурацией рассчитывается по соотношению:

$$r^{*} = \frac{1}{4\pi} \int_{0}^{2\pi\pi} \int_{0}^{\pi} r(\theta, \varphi) \cdot \sin \theta d\theta d\varphi.$$
(14.9)

Поглощенная доза в водной сфере радиусом 5 см в зависимости от энергии ү-квантов для равномерно распределенных точечных изотропных источников представлена на рис. 14.5.



Рис. 14.5. Зависимость дозы от энергии источника гамма- квантов в сфере из воды;  $R_{\rm cb.} = 5~{
m cm}$ 

## 5. Роль времени в формировании дозы излучения инкорпорированных нуклидов

Величина дозы в любом органе возрастает с течением времени нахождения в нем PB. В соотношении (14.2) практически все параметры являются функциями времени. Прежде всего, за время пребывания в органе изменяется активность инкорпорированного изотопа (радиоактивный распад ~  $\exp(-\lambda_p t)$ , где  $\lambda_p$  – постоянная распада) и параметры биологического выведения. Одновременно идет процесс биологического выведения нуклида, скорость которого зависит от соответствующей постоянной выведения  $\lambda_6$ . Результирующая скорость эффективного уменьшения активности нуклида определяется величиной

$$\lambda_{\rm spp} = \lambda_{\rm p} + \lambda_{\rm f} \tag{14.10}$$

или периодом эффективного периода полувыведения:

$$T_{1/2}^{9\phi\phi} = \frac{T_{1/2}^{p} \cdot T_{1/2}^{o}}{T_{1/2}^{p} + T_{1/2}^{o}}.$$
 (14.11)

Биологический период полувыведения определяется экспериментально. В качестве примера в табл. 14.3 приведены данные для двух изотопов и некоторых органов человека.

Таблица 14.3

# Периоды полувыделения изотопов Cs-137 и Sr-90 из некоторых органов

<sup>137</sup> Cs		<sup>90</sup> Sr	
Тело	40	Тело	5700
Легкие	138		
Кости	138	Кости	6400

Период полувыведения зависит от возраста человека, что иллюстрируется на рис. 14.6 для изотопов  $^{137}$ Cs и  $^{40}$ K.



Рис. 14.6. Зависимость периода полувыведения от возраста человека для изотопов <sup>137</sup>Сs и <sup>40</sup>К

Если  $T_{1/2}^{3\phi\phi} < 1$  года, то можно пренебречь зависимостью функции W (массы) от времени, а так же других функций ( $f_1(t), f_2(t)$ ,  $E_{abb}(t)$ ) и принять  $A_0 = 1$ , то

$$D(t) = C \cdot \int_{0}^{t} R(t) dt , \qquad (14.12)$$

где  $C = \frac{k \cdot f_1 \cdot f_2 \cdot E_{i \to \phi \phi}}{W}$ ; функция R(t) определяет характер выведе-

ния нуклидов.

### 6. Камерные модели

#### 6.1. Общее рассмотрение

Попавшие в организм РВ вовлекаются естественными физиологическими процессами в перемещение между органами и тканями. Формирование дозы в каждом участке организма определяется накоплением и исчезновением РВ. Математическое описание движения инкорпорированных р/н внутри организма называют кинетикой радиотрассеров. Биологическая система представляется здесь как комбинация камер (или депо), связанных кинетическими процессами обмена вещества между камерами [2, 17]. Камерная модель состоит из конечного числа депо, каждое из которых ведет себя как отдельная гомогенная компонента целой биологической системы.

Камера может представляться либо отдельным физическим пространством, таким как плазма крови или ткань мозга, либо разными химическими формами вещества, либо различными фармакологическими состояниями (связанное против несвязанного) радиотрассера, находящимися в одном и том же физическом пространстве. Количество или накопление материала в камерах может быть описано системой дифференциальных уравнений первого порядка.

Дифференциальное уравнение для *i*-й камеры, входящей в определенную систему организма, можно записать в следующем виде:

$$\frac{dq_i}{dt} = -\lambda_p \cdot q_i - k_{i0} \cdot q_i + \sum_{j=1}^n (k_{ji} \cdot q_j - k_{ij} \cdot q_i), \quad (14.13)$$

где  $q_i$  – активность р/н в *i*-камере;  $\lambda_p \cdot q_i$  – скорость уменьшения активности из-за распада нуклида;

 $k_{i0} \cdot q_i$  – скорость уменьшения активности за счет процесса фиксации или выведения;

$$\sum_{j=1}^{n} k_{ji} \cdot q_{j}$$
 – вклад других систем в *i*- ю систему;  
 $\sum_{j=1}^{n} k_{ij} \cdot q_{i}$  – передача активности другим системам;  
 $k_{ji}$ ,  $k_{ij}$  – константы переноса из одной системы в другую.

Таким образом, имеется система из *n* обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка. Задача нахождения концентраций нуклида может быть представлена в матричном виде:

$$\frac{d}{dt}M = K \cdot M , \qquad (14.14)$$

где *М* – вектор-столбец концентраций активностей;

$$K = \begin{vmatrix} k_{11} & k_{12} & ---k_{1n} \\ ------ \\ ------ \\ k_{n1} & k_{n2} & ---k_{nn} \end{vmatrix} - транспортная матрица.$$

#### 6.2. Простая кинематика нуклидов в рамках однокамерной модели

Рассмотрим какую-либо систему организма человека, например, циркулирующая кровь; РВ выводятся из этой системы или фиксируются в других органах и тканях. Соответствующая система обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающая кинематику процессов перехода р/н (схема миграции нуклида показана на рис. 14.7) следующая:

$$\frac{dq_1}{dt} = -(k_1 + \lambda_p) \cdot q_1;$$

$$\frac{dq_f}{dt} = a_f \cdot k_1 \cdot q_1 - \lambda_p \cdot q_1;$$

$$\frac{dq_e}{dt} = a_e \cdot k_1 \cdot q_1 - \lambda_p \cdot q_e;$$

$$q_0 = q_1(0).$$
(14.15)

Входящие в уравнения переменные и константы следующие:  $q_0$  – начальная активность р/н в момент времени t = 0, входящего в систему, Бк;

 $q_1(t)$  – текущее значение активности, Бк;

*m*<sub>1</sub> – масса системы или органа, кг;

 $k_1$  – коэффициент, определяющий скорость выведения нуклида из системы, с<sup>-1</sup>;

 $\lambda_p$  – постоянная распада нуклида, с<sup>-1</sup>;

 $a_f, a_e$  – коэффициенты, определяющие вывод нуклида в депо фиксации и резервуар выведения;  $a_f + a_e = 1$ .

Параметр  $c_1 = q_1 / m_1$ , Бк/г – средняя концентрация активности в рассматриваемой системе.

Решение системы (14.15) имеет вид:

$$c_1(t) = c_0 \cdot \exp(-(\lambda_p + k_1)) \cdot t;$$
  

$$c_f(t) = c_0 \cdot \frac{m_1}{m_f} \cdot a_f \cdot \exp(-\lambda_p \cdot t) \cdot [1 - \exp(-k_1 \cdot t)]; \quad (14.16)$$

$$q_e(t) = q_0 \cdot a_e \cdot \exp(-\lambda_p \cdot t) \cdot [1 - \exp(-k_1 \cdot t)].$$



Рис. 14.7. Блок-схема однокамерной модели

Первые два уравнения (14.16) определяют концентрации активностей в системе и в депо фиксации; третье уравнение определяет активность выводимого нуклида.

Однокамерная модель часто является основной для расчета предельно-допустимых поступлений радиоактивных нуклидов в организм человека [18]. Ниже рассматривается пример оценки предельно допустимой концентрации радиоактивного <sup>131</sup>I на основании установленной величины предельно допустимой годовой дозы в щитовидной железе, являющейся преимущественным депо фиксации йода (рассматривается случай ингаляционного поступления нуклида). Рассматривается упрощенное уравнение баланса скоростей поступления и вывода нуклида из органа:

$$\frac{dq}{dt} = -\lambda_{\mathrm{s}\phi\phi} \cdot q(t) + I_0 \cdot f , \qquad (14.17)$$

где q(t) – величина активности в органе в момент времени t;  $I_0$  – скорость поступления нуклида, Бк/с;  $\lambda_{3\phi\phi}$  – постоянная вывода нуклида, 1/с; f – часть количества нуклида, поступившая в орган.

Решение обыкновенного дифференциального уравнения (14.17):

$$q(t) = \frac{I_0 \cdot f}{\lambda_{3\phi\phi}} \cdot [1 - \exp(-\lambda_{3\phi\phi} \cdot t)]; \qquad (14.18)$$

(при 
$$t \to \infty$$
  $q(t) = \frac{I_0 \cdot f}{\lambda_{a\phi\phi}}$ ).

Мощность дозы  $\dot{D}(t)$  определяется соотношением:

$$\dot{D}(t) = \frac{I_0 \cdot f}{\lambda_{a\phi\phi} \cdot m} \cdot [1 - \exp(-\lambda_{a\phi\phi} \cdot t)] \cdot 1, 6 \cdot 10^{-13} \cdot E_{a\phi\phi}, 3B/c.$$
(14.19)

С помощью соотношения (14.19) определяется предельнодопустимая концентрация  $A_v$ , Бк/м<sup>3</sup> некоторого нуклида в воздухе, поступающего в дыхательную систему (и далее в щитовидную железу) со скоростью V, м<sup>3</sup>/с; ( $I_0 = A_v \cdot V$ ).

Параметры задачи:

m = 0,02 кг – масса щитовидной железы;  $E_{abb} = 0,23$  МэВ/распад;

$$f = 0,23; \lambda_{3\phi\phi} = 1,06\cdot10-6 1/c (T_{3\phi\phi} = 7,6 суток);$$
  
 $V = 7300 \text{ м}^3$ /год (годовое потребление воздуха);  
 $\dot{D}_{\text{доп}} = 0,02 \text{ Зв/год},$  (принятая предельно допустимая мощность дозы)

$$\begin{split} I_0 = & \frac{P \cdot \lambda_{9\phi\phi} \cdot m}{f \cdot [1 - \exp(-\lambda_{9\phi\phi} \cdot t)] \cdot 1, 6 \cdot 10^{-13} \cdot E_{9\phi\phi}} = \frac{0,02 \cdot 1,06 \cdot 10^{-6} \cdot 0,02}{0,23 \cdot 0,23 \cdot 1,6 \cdot 10^{-13}} = \\ = 4,0 \cdot 10^{-4} \text{ Bk/rog.} \\ A_v = I_0 / V = 4,0 \cdot 10^{-4} / 7300 = 5,5 \text{ Bk/m}^3. \end{split}$$

### 6.3. Двухкамерная модель

Диаграмма переходов нуклидов показана на рис. 14.8.



Рис. 14.8. Схема двухкамерной модели

Параметры и переменные варианта модели на рис. 14.8 следующие:

 $\kappa_1$  и  $\kappa_2$  – скорость перехода активности из камер 1 и 2;

*а*<sub>2</sub>*к*<sub>1</sub> – доля активности, переходящей в единицу времени из камеры 1 в камеру 2;

 $b_1\kappa_2$  – доля активности, переходящей в единицу времени из камеры 2 в камеру 1;

*b*<sub>3</sub> $\kappa_2$  – доля активности, покидающая в единицу времени всю систему;

 $a_2 + a_e + a_f = 1; b_1 + b_3 = 1.$ 

Система дифференциальных уравнений для текущих значений активностей  $q_1$  и  $q_2$  в двух камерах имеет следующий вид:

$$\frac{dq_1}{dq_2} = b_1 k_2 q_2 - (k_1 + \lambda_p) q_1$$

$$\frac{dq_1}{dt} = a_2 k_1 q_1 - (k_2 + \lambda_p) q_2.$$
(14.20)

Соответствующие концентрации нуклидов в начальный момент времени t = 0:

$$q_1(0) = q_0$$
,  $c_1(0) = \frac{q_0}{m_1} = c_0$ ,  $q_2(0) = 0$ ,  $c_2(0) = 0$ .

Решения представляют зависимости концентраций в камерах 1 и 2 от времени:

$$c_{1}(t) = c_{0} \exp(-\lambda_{p}t) \cdot \left[ \frac{k_{2} - \lambda_{\tilde{0}}}{\gamma} \cdot e^{-\lambda_{\tilde{0}}t} + \frac{k_{1} - \lambda_{\tilde{0}}}{\gamma} \cdot e^{-(\lambda_{\tilde{0}} + \gamma)t} \right];$$

$$c_{2}(t) = c_{0} \cdot \frac{m_{1}}{m_{2}} \cdot \frac{a_{2}k_{1}}{\gamma} \exp(-\lambda_{p}t) \cdot \left[ e^{-\lambda_{\tilde{0}}t} - e^{-(\lambda_{\tilde{0}} + \gamma)t} \right], \qquad (14.21)$$

$$rge \gamma = \left[ (k_{1} - k_{2})^{2} + 4a_{2}b_{1}k_{1}k_{2} \right]^{1/2}, \lambda_{\tilde{0}} = 0.5 \cdot (k_{1} + k_{2} - \gamma).$$

#### 7. Актуальные проблемы

Как подчеркивалось неоднократно выше, при внутреннем облучении организм играет активную роль в формировании тканевых доз ввиду протекания биологических процессов, обусловливающих накопление и вывод радиоактивных изотопов из органов и тканей. Для решения задач внутренней дозиметрии необходимо располагать достаточно точными сведениями о процессах транспорта и обмена веществ, протекающих в такой сложной системе как человек. Данная информация в значительной степени ограничена, поэтому наиболее актуальные проблемы внутренней дозиметрии находятся именно в этой области. Частично это нашло отражение на рис. 14.1. Другой класс актуальных задач связан с проблемой разработки методов и детекторов, пригодных для количественной invivo дозиметрии.

#### Список литературы

1. Иванов В. И. Курс дозиметрии. Учебник, 4-е изд. М.: Энергоатомиздат, 1982.

2. Осанов Д.П., И.А. Лихтарев, Г.Б. Радзиевский. Дозиметрия излучений инкорпорированных радиоактивных веществ. М.: Атомиздат, 1970.

3. Антипин Е.Б. и др. «Универсальная программа для расчета индивидуальных эффективных доз» как средство для решения за-

дач индивидуального контроля внутреннего облучения // Анри. 2000. №4(23). С. 45–53.

4. ICRP. Радиационная безопасность. Рекомендации МКРЗ (Пределы годового поступления радионуклидов в организм работающих, основанные на рекомендациях1990 года). Ч.1, М.: Энергоатомиздат, 1994.

5. В.А. Кутьков. Величины в радиационной защите и безопасности // Анри. 2007. № 3. С. 2–25.

6. Кадацкая М.М., Кутьков В.А. О контроле доз внутреннего облучения в соответствии с Рекомендациями МКРЗ 2007 года // Анри. 2012. №1(68). С. 37–43.

7. Маргулис У.Я., Ю.И. Брегадзе. Радиационная безопасность. Принципы и средства её обеспечения. Эдиториал УРСС. – М.: 2000.

8. P.M. Kolarž, D.H. Filipovič, B.P. Marinkovič. Daily variations of indoor air – ion and radon concentration // Appl. Rad. and Isotopes. 2009. V.67, P.2062–2067.

9. L. Tommasino, M. Tommasino, P. Viola. Radon film badges by solid radiators to complement track detector based radon monitor // Rad. Measurements. 2009. V.44, P.719–723.

10. Кузнецов Ю.В. Проблема радона и достоверность его измерений // Анри. 1998. №3(14). С. 9–12.

11. Z.F. Ibrahimi, C.B. Howartz, J.C.H. Miles. Sources of error in etched – track radon measurements and f review of passive detectors using results from a series of radon intercomparison // Rad. Measur. 2009. V.44, P.750–754.

12. Котляров А.А. др. Воздействие ядерного излучения радона и его дочерних продуктов распада (ДПР) на население // Анри. 1994. №3. С. 29–38.

13. Рузер Л.С. Радиоактивные аэрозоли. М:. Энергоатомиздат, 2001.

14. V.V. Kushin and V.V. Smirnov. Beta Dosimetry of Airborne Hot Particles from Chernobyl Fallout // Rad. Prot. Dos. 1997. V.74(1/2), P. 27–37.

15. M. Hirota at. all. Feasibility of in vivo measurement of <sup>239</sup>Pu distribution in lungs using an imaging plate // Appl. Rad. and Isotopes. 2011. V.69, P.808–813.

16. Зайцева Е.В., Романов С.А. Дозиметрия внутреннего облучения респираторного тракта от инкорпорированного плутония // Бюллетень сибирской медицины. 2005. № 2. С. 71–75.

17. Радиационная дозиметрия. (Ed. G. J. Hine and G.L. Brownell). Пер.с англ.; под ред. Гусева Н.Г., и Труханова К.А. 1958. М.: Изд. иностр. лит. С. 660–677.

18. Машкович В.П., Кудрявцева А.В. Защита от ионизирующих излучений. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1995.

# Глава 15. Дозиметрия в полях импульсного излучения

Некоторые источники ионизирующего излучения, используемые в различных областях радиационной физики, формируют поля импульсного излучения: источники ионизирующего излучения функционируют в импульсном режиме, т.е. за очень короткий интервал времени  $\Delta t$  происходит процесс выхода частиц. Линейные ускорители, бетатроны, синхротроны генерируют импульсы излучения в интервале времен  $\tau \sim 10^{-9} \div 10^{-6}$  сек. Импульсы следуют периодически с интервалом времени *T*, с, между импульсами и частотой  $v = \frac{1}{T}$  с<sup>-1</sup>. В лучевой терапии применяются ускорители с импульсами длительностью  $3 \div 5$  µс и частотой 200 ÷ 400 Гц. Существуют также устройства, генерирующие одиночные высокоинтенсивные импульсы электронов и тормозного излучения (рис. 15.1).



Рис. 15.1. Временные параметры импульсов излучения

Основные методы дозиметрии, используемые в полях постоянного или слабо изменяющегося со временем излучения, применяются также в полях импульсной радиации с учетом соответствующих поправок на импульсный режим. В частности, используются ионизационные камеры, люминесцентные твердотельные дозиметры, химические дозиметрические системы, калориметрические методы [1 ÷ 5].

Воздействие импульсной радиации на дозиметрические системы отличается по ряду параметров от непрерывного излучения.

# 1. Импульсный режим облучения ионизационной камеры

#### 1.1. Соотношение Боуга при импульсном облучении

Некоторые источники ионизирующего излучения функционируют в импульсном режиме, т.е. за очень короткий интервал времени  $\Delta t$  происходит процесс выхода частиц (например, линейные электронные ускорители, являющиеся источниками электронов или излучающие фотоны тормозного излучения). Импульсы предполагаются короткими по сравнению со временем собирания ионов на электроды (~ 10<sup>-3</sup> с) и с достаточно малой частотой  $v = \frac{1}{\tau}$ , где *T*время между импульсами, достаточное для полного сбора ионов на электродах камеры. Основные этапы процессов в ионизационной камере после облучения её коротким импульсом излучения представлены на рис. 15.2; вариант (1) соответствует равномерному облучению газового объёма в момент облучения, после которого начинается процесс движения ионов в электрическом поле на электроды и рекомбинация; второй вариант (2) соответствует времени существования зоны перекрытия шириной Х, где происходит рекомбинация ионов, и двух зон с ионами одного знака; третий вариант (3) – исчезновение зоны перекрытия X, завершение процесса рекомбинации, и сбора ионов разных знаков на электродах.



Рис. 15.2. Распределение ионов в плоской камере в различные моменты времени после импульса облучения

Зависимость размера зоны перекрытия *X* от времени *t* при равномерном движении ионов определяется соотношением:

$$X(t) = d - (k_{+} + k_{-}) \cdot \frac{U \cdot t}{d}, \qquad (15.1)$$

(d - межэлектродное расстояние, U - приложенное к камере на $пряжение, <math>k_+, k_-$  – подвижности ионов).

Полное время *T* существования зоны перекрытия *X*, где происходит рекомбинация ионов после облучающего импульса:

$$T = \frac{d^2}{\left[(k_+ + k_-) \cdot U\right]}.$$
 (15.2)

С учетом эффектов образования и рекомбинации ионов зависимость их объёмной концентрации от времени (в приближении  $n_{-} \approx n_{+} = n$ ) определяется дифференциальным уравнением (9.6).

Суммарное количество прорекомбинировавших ионов  $Q_{\alpha}$  за время *T* существования зоны перекрытия (одномерный случай, площадь электродов *S* = 1) определяется следующим интегралом:

$$Q_{\alpha} = \int_{0}^{T} \alpha \cdot n^{2}(t) \cdot X(t) dt, \qquad (15.3)$$

где n(t) – объёмная концентрация ионов в момент времени t (в приближении  $n_{-} \approx n_{+} = n$ );  $\alpha$  – коэффициент рекомбинации ионов.

Зависимость (после момента окончания облучения) уменьшения концентрации ионов от времени за счет рекомбинации определяется уравнением (при t = 0,  $n = n_0$ ):

$$n(t) = \frac{n_0}{1 + n_0 \cdot \alpha \cdot t},$$
 (15.4)

с учетом которого

$$Q_{\alpha} = n_0 \cdot d \cdot \left[ 1 - \frac{1}{\eta} \ln(1 + \eta) \right], \qquad (15.5)$$

$$\eta = \frac{\alpha \cdot n_0 \cdot d^2}{\left[ (k_+ + k_-) \cdot U \right]}.$$
(15.6)

Так как  $f = (Q_0 - Q_\alpha)/Q_0$ ,  $(Q_\alpha = n_0 \cdot d)$ , итоговое соотношение для f (соотношение Боуга):

$$f = \frac{1}{\eta} \cdot \ln(1+\eta) \quad (\lim_{\eta \to 0} \left[ \frac{1}{\eta} \cdot \ln(1+\eta) \right] \to 1).$$
(15.7)

Целесообразно определить величину *f* относительно измеряемого заряда  $Q = Q_0 - Q_\alpha$ ; определим постоянную  $C = \frac{\alpha \cdot d^2}{[(k_+ + k_-) \cdot U]}$  и

переменную  $\eta = C \cdot \frac{n}{f}$ , где  $n = Q/V_k$  ( $n_0 = \cdot \frac{n}{f}$ ,  $V_k$  – объём камеры).

После подстановок в соотношение (15.7) это уравнение преобразуется к виду:

$$f = \ln(1 + \frac{C \cdot n}{f}) \cdot \frac{f}{C \cdot n}; \qquad (15.8)$$

решение (15.8) следующее:

$$f = C \cdot \frac{n}{\exp(C \cdot n) - 1}.$$
(15.9)

Из определения η следует соотношение:

$$\eta = \frac{T}{\frac{1}{\alpha \cdot n_0}} = \frac{T}{\tau_\alpha}, \qquad (15.10)$$

которое отражает физический смысл единственного параметра  $\eta$ , определяющего величину эффективности собирания ионов в импульсном режиме ( $\tau_{\alpha}$  – характерное время рекомбинации): значение *f* зависит от отношений времени существования области перекрытия *X* и времени рекомбинации. Для полного восстановления состояния газа время завершения всех процессов  $\tau \approx 2T$ .

Часть p освобожденных в процессе ионизации электронов до момента их прилипания к молекулам газа и образования отрицательных ионов может достичь положительного электрода, что нарушает сделанные выше предположения о характере протекающих в камере процессах [6]. Учет вклада свободных электронов, имеющих большую подвижность, может быть включен в соотношение (15.7) для расчета эффективности собирания ионов следующим образом:

$$f = \frac{1}{\eta} \cdot \ln(1 + \frac{\exp(p \cdot \eta) - 1}{p});$$
 (15.11)

(в случае  $p \to 0$  уравнение (15.11) переходит в (15.7)):

$$\lim_{p \to 0} \frac{1}{\eta} \cdot \ln(1 + \frac{\exp(p \cdot \eta) - 1}{p}) \to \frac{1}{\eta} \cdot \ln(1 + \eta)).$$
(15.12)

Влияние свободных электронов на значения f зависит от параметров камеры и величины начального импульса ионизации; на рис 15.3 показаны соответствующие зависимости для ряда значений p, которые определяются на основании экспериментальных данных.



Рис.15.3. Зависимости эффективности собирания ионов при различных вкладах свободных электронов

В случае, когда значительное количество импульсов имеют место во время сбора ионов, используются аппроксимирующие условия непрерывного облучения с установлением усредненного по времени значения  $q \rightarrow \overline{q}$ , входящего в соотношение Боуга. Если длительность импульсов велика по сравнению со временем собирания ионов, применяются результаты расчетов для непрерывного облучения.

Типичные ионизационные камеры применимы для измерения доз до максимальных значений ~10 мГр/имп; использование специальных камер позволяет увеличить верхний предел измерений до 100 мГр/имп. Основная проблема измерения ионизационными камерами больших значений доз в импульсе – учет поправок на эффекты переноса свободных электронов, рекомбинации и влияния объёмного заряда носителей на электрическое поле в камере [7,8]. Метод определения этих поправок – расчет системы уравнений ионизационной камеры с учетом уравнения Пуассона.

### 1.2. Экспериментальный метод определения эффективности собирания ионов в импульсном режиме

Как и в случае непрерывного облучения целесообразным является экспериментальный способ определения эффективности собирания ионов; в случае импульсного облучения на основании приведенных выше соотношений возможна реализация следующей процедуры: проводятся измерения зарядов  $Q_1$  и  $Q_2$  для двух одинаковых импульсов излучения при различных напряжениях на камере  $U_1$  и  $U_2$ . Соответствующие значения величин эффективности собирания ионов  $f_1$  и  $f_2$  определяются соотношениями:

$$f_1 = \frac{Q_1}{Q}, \qquad \frac{Q_1}{Q} = \frac{1}{\eta_1} \cdot \ln(1 + \eta_1), \qquad (15.13)$$

$$f_2 = \frac{Q_2}{Q}, \qquad \frac{Q_2}{Q} = \frac{1}{\eta_2} \cdot \ln(1 + \eta_2), \qquad (15.14)$$

где Q – полный заряд, созданный импульсом.

Отношение

$$\frac{f_1}{f_2} = \frac{Q_1}{Q_2} = \frac{\eta_2}{\eta_1} \cdot \frac{\ln(1+\eta_1)}{\ln(1+\eta_2)}; \qquad (15.15)$$

обозначая  $\frac{\eta_2}{\eta_1} = \frac{U_1}{U_2}$  и  $\eta_2 = \eta_1 \cdot \frac{U_1}{U_2}$ , соотношение (15.15) приводится

к виду:

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{U_1}{U_2} \cdot \frac{\ln(1+\eta_1)}{\ln(1+\eta_1 \cdot U_1/U_2)},$$
(15.16)

то есть, отношение измеряемых величин  $\frac{Q_1}{Q_2}$  является функцией  $\eta_1$ .

Вводя обозначения  $C = \frac{Q_1}{Q_2}$  и  $U = \frac{U_1}{U_2}$  и используя разложение

функции f(x) вида  $f(x) = \ln(1+x) \rightarrow f(x) \approx x - \frac{x^2}{2}$  (диапазон значений f > 0,9 – практически используемый диапазон) уравнение

(15.16) преобразуется к виду:

$$C = U \cdot \frac{\eta_1 - \frac{\eta_1^2}{2}}{U \cdot \eta_1 - 0.5 \cdot (U \cdot \eta_1)^2},$$
 (15.17)

откуда

$$\eta_{l} = 2 \cdot \frac{C - 1}{C \cdot U - 1} \,. \tag{15.18}$$

Известные значения C и U позволяют определить величину эффективности собирания ионов  $f_1$  из соотношений (15.18), (15.13).

## 1.3. Метод расчета эффективности собирания ионов в импульсном режиме облучения

Все вышеизложенное получено в предположении нулевой длительности импульса излучения. Если импульс имеет конечную длительность, необходимо учитывать процессы образования ионов, их рекомбинацию в течение импульса и после его окончания [9].

С этой целью решается нестационарная задача определения полного заряда ионов, собранных в плоской ионизационной камере, образованных ионизирующим импульсом длительностью  $\tau_0$  при постоянном приложенном напряжении  $U_0$ . Пренебрегается эффектами пространственного заряда и диффузией; подвижности положительных и отрицательных ионов предполагаются одинаковыми  $k_- \approx k_+ = k$ . В этом случае система дифференциальных уравнений в частных производных, моделирующая пространственно-временной баланс разноименных ионов, имеет следующий вид (одномерный случай, (см. уравнения (11.17)) в нормализованных переменных:

$$\frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial T'} = 1 - \xi \cdot \mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_2 - \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial l}$$
  
$$\frac{\partial \mathbf{v}_2}{\partial T'} = 1 - \xi \cdot \mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_2 + \frac{\partial \mathbf{v}_2}{\partial l},$$
 (15.19)

где q – скорость образования ионов в единице объёма,  $n_1$  и  $n_2$  – концентрация положительных и отрицательных ионов,  $\tau$  – время прохождения ионами расстояния d между электродами камеры; безразмерные параметры:  $v_1 = \frac{n_1}{q \cdot \tau}$ ,  $v_2 = \frac{n_2}{q \cdot \tau}$ ,  $T' = t/\tau$ , l = x/d. Величина  $\xi$  включает основные параметры функционирования камеры:

$$\xi = \alpha \cdot q \cdot \tau^2 = \frac{\alpha \cdot q \cdot d^4}{k^2 U_0^2}, \qquad (15.20)$$

где α – коэффициент рекомбинации разноименных ионов.

В случае стационарного облучения камеры эффективность собирания ионов *f* определяется соотношением:

$$f = 1 - \xi_0^1 \mathbf{v}_1 \mathbf{v}_2 dl, \qquad (15.21)$$

где соответствующие значения  $v_1(T',l)$  и  $v_2(T',l)$  есть результат решения системы (15.19). Последнее соотношение следует из определения величины эффективности собирания ионов:

$$f = \frac{q - \int\limits_{0}^{d} \alpha \cdot n_1 n_2 dx}{q} . \tag{15.22}$$

После подстановки в соотношение (15.22) соответствующих нормализованных переменных и с учетом определения  $\xi$  величина эффективности собирания *f* равна:

$$f = \frac{q - \int_{0}^{d} \alpha \cdot v_{1} \tau q \cdot v_{2} \tau q dx}{q} = 1 - \alpha q \tau^{2} \int_{0}^{1} v_{1} \cdot v_{2} dl = 1 - \xi \int_{0}^{1} v_{1} \cdot v_{2} dl .$$
(15.23)

Величину эффективности собирания ионов в импульсном режиме облучения с учетом длительности импульса  $T_0^{'}$  можно представить в следующем виде:

$$f = 1 - \frac{\xi}{T_0'} \int_0^{1} (\int_0^{T_0'} v_1 v_2 dT' + \int_{T_0'}^{1+T_0'} v_1' v_2' dT') dl , \qquad (15.24)$$

где  $v_1$  и  $v_2$  – значения нормализованных плотностей ионов во время действия импульса T';  $v'_1$  и  $v'_2$  – соответствующие значения плотностей ионов после окончания импульса; время  $1 + T'_0$  в верхнем пределе последнего интеграла равно сумме времени импульса и длительности полного собирания ионов в камере. Система уравнений (15.19) учитывает эффекты увеличения плотности ионов и рекомбинацию в течение действия импульса, нелинейный характер распределения плотности ионов по пространственной координате *l*.



Межэлектродное расстояние в ед. l

Рис.15.4. Пространственное распределение плотности ионов для различных величин ξ

Решения системы (15.19) в случае стационарного облучения ионизационной камеры для различных значений мощности дозы отражают отклонение формы пространственного распределения плотности ионов от линейной треугольной зависимости от координаты l (линейная зависимость является одним из основных приближений теории Боуга). На рис. 15.4 показаны распределения ионов при малой мощности дозы ( $\xi = 10^{-1}$ ) и большой ( $\xi = 10$ ); первый случай соответствует условиям Боуга, которые нарушаются при  $\xi = 10$  ( $\xi \sim q$ ). Нарушение линейности также имеет место в течение действия импульса излучения.

Система уравнений (15.19) учитывает также эффекты увеличения плотности ионов и рекомбинацию в течение действия импульса. Эти факторы, не учтенные при выводе соотношения Боуга, обусловливают различия в рассчитанных значениях эффективности собирания ионов f в непрерывном и импульсном режимах облучения ионизационных камер.

На рис. 15.5 приведены результаты расчетов зависимости величины f от длительности импульса  $T'_0$  (нормализованная величина) при различной мощности дозы (нормализованная величина  $\xi T'_0$ ); там же показаны результаты расчетов по соотношению Боуга, которые для определенной мощности дозы зависят от произведения  $q\tau_0$ , т.е. от полного заряда образованных импульсом ионов.

При коротких импульсах облучения в обоих случаях значения f различаются незначительно; при достаточно длительных импульсах необходим учет всех указанных выше факторов, что может быть реализовано при решении системы уравнений (15.19). Наиболее существенно это различие при больших длительностях импульса, сравнимых со временем собирания ионов, когда отсутствуют условия применимости соотношения Боуга.



Рис. 15.5. Зависимость эффективности собирания *f* от нормализованной длительности импульса  $T'_0$ . Данные, соответствующие приближению Боуга, показаны пунктирными линиями; сплошные линии – расчет по соотношению (15.24)

#### 2. Химические дозиметры в импульсных полях

Химическая дозиметрия основана на измерениях количественных химических изменениях в различных веществах при поглощении ионизирующего излучения. В полях импульсного излучения большие, как правило, величины мощностей доз и времена протекания различных физических и химических процессов определяют специфику дозиметрических измерений. Физические процессы поглощения и перераспределения энергии происходят за времена ~  $10^{-16} \div 10^{-15}$  с; за время ~  $10^{-7}$  с на химической стадии протекают реакции электронов, ионов, свободных радикалов с молекулами вещества и друг с другом. Эта временная структура радиационных эффектов обусловливают необходимость учета соответствующих поправок для корректного определения измеряемых величин.

Временная зависимость формы импульса облучения в расчетных оценках обычно принимается прямоугольной. Осциллограммы изменения оптической плотности, связанные с концентрацией свободных радикалов и пропорциональной ей концентрацией основного регистрируемого компонента в растворе (например, результат перехода  $Fe^{2+} \rightarrow Fe^{3+}$ ), фиксируют с помощью быстрых спектрофотометров в определенном диапазоне длин волн. На рис. 15.6 представлены соответствующие формы осциллограмм, полученные при облучении химической дозиметрической системы; показаны случаи малой и большой мощности дозы в импульсе. Время жизни радикалов, как правило, превосходит длительность ионизирующего импульса, что обусловливает непрерывный рост концентрации радикалов и основного компонента. В случае небольших мощностей доз (кривая 1) скорость убывания концентрации радикалов в результате бимолекулярной реакции  $R \leftrightarrow R$  мала, и выход продуктов радиолиза растет практически линейно со временем облучения; при больших мощностях доз эти реакции становятся существенными, что снижает выход регистрируемых продуктов облучения (кривая 2).



Рис. 15.6. Зависимость изменения концентрации выхода химических продуктов облучения от времени: 1 – небольшая доза в импульсе; 2 – большая доза; т – время импульса

В течение импульса прямоугольной формы скорость изменения концентрации радикалов *R* определяется постоянной скоростью

их образования  $Q_R$  и убывания, обусловленного протеканием бимолекулярной реакции  $R \leftrightarrow R$ :

$$\frac{dR}{dt} = Q_R - \omega \cdot R, \qquad (15.25)$$

где  $\omega$  – константа бимолекулярной реакции. Величина потерь радикалов зависит от мощности дозы в пределах продолжительности импульса, от константы, определяющей скорость протекания реакции  $R \leftrightarrow R$  и от концентрации основной химической добавки. Решение дифференциального уравнения (15.25) с начальным условием R = 0 при t = 0 следующее:

$$R(t) = \sqrt{\frac{Q_R}{\omega}} \cdot \tanh(\sqrt{Q_R \omega} \cdot t), \qquad (15.26)$$

где функция tanh() – гиперболический тангенс. Полный выход радикалов за время импульса  $\tau$  равен величине  $Q_R \tau$  в приближении малости выхода бимолекулярной реакции радикалов. Значение этой величины равно:

$$Q_R \tau = f(\tau) \cdot R(\tau) \bowtie f(\tau) = \frac{Q_R \tau}{R(\tau)}.$$
 (15.27)

Поправочная функция  $f(\tau)$  равна:

$$f(\tau) = \frac{Q_R \tau}{\sqrt{\frac{Q_R}{\omega}} \cdot \tanh(\sqrt{Q_R \omega} \cdot t)} = \tau \sqrt{Q_R \omega} \cdot \coth(\tau \sqrt{Q_R \omega}). \quad (15.28)$$

Параметры  $\omega$  и  $Q_{\rm R}$  определяются на основании анализа осциллограмм изменения оптической плотности раствора (см. рис. 15.6).

Основной параметр химического дозиметра – радиационный выход G – с ростом мощности дозы в импульсе заметно снижается в диапазоне больших доз (рис. 15.7, ферросульфатный дозиметр Фрикке), что требует введения соответствующей поправки при расчете дозы.

Верхний предел по дозе стандартного дозиметра Фрикке (состав: FeSO<sub>4</sub> – 1 моль/литр, H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> – 400 моль/литр), насыщение концентрации кислорода в водном растворе) может быть увеличен при изменении состава (FeSO<sub>4</sub> – 10 моль/литр, радиационный выход G =  $1,67 \cdot 10^{-6}$  моль/Дж; так называемый супердозиметр Фрикке). Если стандартный дозиметр Фрикке имеет верхнее значение измеряемой дозы ~ 10 Гр/имп, то для супердозиметра эта величина составляет ~ 700 Гр/имп при 90 % эффективности, что обусловлено уменьшением радиационного выхода данных дозиметрических систем при больших мощностях дозы.



Рис. 15.7. Зависимость радиационного выхода *G* дозиметра Фрикке от дозы в импульсе

Известны некоторые химические системы для измерения больших доз ~ 1000 Гр/имп. Например, по измерению выхода водорода в форме H<sub>2</sub> из облучаемой чистой воды; значение G(H<sub>2</sub>) = 7,3·10<sup>-8</sup> моль/Дж; этот радиационный эффект позволяет измерять величины доз в диапазоне 1 – 10<sup>4</sup> Гр/имп. Другой метод связан с определением количества озона (O<sub>3</sub>) при облучении ионизирующим излучением некоторого объёма кислорода; значение радиационного выхода G(O<sub>3</sub>) = 1,43·10<sup>-6</sup> моль/Дж и верхний предел измерений составляет значение ~ 1000 Гр/имп.

# 3. Другие интегральные дозиметры в полях импульсного излучения

### 3.1. Калориметрический метод измерения дозовых характеристик в полях импульсного излучения

Калориметрический способ дозиметрии обладает рядом преимуществ при измерениях поглощенной дозы импульсного излучения. Поглощенная энергия в материале поглотителя калориметра непрерывно переходит в тепло и сопровождается ростом температуры.

Температура вещества калориметра пропорциональна поглощенной дозе, но часть поглощенной энергии может быть конвертирована на протекание химических реакций (экзо - или эндотермические), а также может быть потрачена на образование различных дефектов кристаллической решетки в твердых телах. Эта часть поглощенной энергии определяется как «термический дефект», обусловливающий погрешность измеряемого значения дозы. Наиболее существенны эти эффекты для нейтронного излучения и тяжелых заряженных частиц. Так как калориметрический метод дозиметрии является абсолютным методом, должны быть введены соответствующие поправки на термический дефект; они устанавливаются на основе анализа радиационно-индуцированных изменений в облучаемом веществе. Особенно существенен термический дефект для импульсов излучения с высокой мощностью дозы, значительно отличающийся от непрерывного режима облучения калориметра. Например, для чистой воды значение термического дефекта в импульсном режиме составляет ~ 4 %, а при непрерывном облучении – ~ 0.3 %.

Калориметр состоит из рабочего тела и измерительного устройства, находящегося в контакте с рабочим телом. Для одиночного импульса можно измерить или начальное распределение дозы в различных точках калориметра или среднее значение дозы в объёме облучаемого тела калориметра. Проблемой является временно́е разрешение из-за продолжительного времени выравнивания тепла по рабочему телу калориметра. Типичный импульс измеряющих температуру термопары или терморезистора – быстрый рост в виде пика и по окончании импульса – близкое к экспоненциальному уменьшение сигнала.

Принципиальным ограничением метода является его низкая чувствительность: значение поглощенной дозы 100 Гр в воде обусловливает рост температуры на 0,0024 °С.

Рост температуры поглощающей среды в зависимости от дозы в импульсе является основным параметром :в частности для воды с удельной теплоемкостью 1 кал/(г·град) температурный рост  $\Delta T/\Delta E$  составляет 2,4·10<sup>-4</sup> К/Гр; температурный рост других веществ относительно воды соответствует следующим значениям: графит – 5,4, алюминий – 4,1, медь – 9,2, вольфрам – 35.

Верхний предел измерения дозы в импульсном режиме облучения определяется радиационной стойкостью калориметра и уровнем термического дефекта.

#### 3.2. Твердотельные дозиметры импульсного излучения

Твердотельные дозиметры широко используются в различных областях радиационной физики и в медицине; по принципам функционирования они классифицируются на два класса: 1) интегральные дозиметры полной поглощенной энергии за некоторый период времени облучения и 2) дозиметры, регистрирующие мощность дозы.

По функциональным характеристикам твердотельные дозиметрические системы не являются абсолютными детекторами и при их использовании (в том числе в полях импульсного излучения) необходима калибровка с помощью таких методов как ионизационный, химический или тепловой.

Твердотельные интегральные дозиметры описаны в главе 14; наибольшее распространение получили *термолюминесцентные дозиметры* (ТЛД), имеющие удовлетворительные по мощности дозы характеристики (величина интегральной дозы не зависит от величины мощности дозы за время импульса излучения). Практически используемые ТЛД имеют линейную зависимость показаний от величины дозы в соответствующем диапазоне для конкретного типа детектора; при больших дозах наблюдается явление сверхлинейности, дальнейший рост дозы обусловливает эффект насыщения, обусловленный практически полным заполнением свободных ловушек; при последующем увеличении дозы снижается выход люминесценции из-за увеличения самопоглощения регистрируемого света в объёме детектора ввиду уменьшения прозрачности фосфора.

Дозиметр на основе LiF (TLD – 700): показания не зависят от мощности дозы до значения ~  $10^9$  Гр/с (эффект насыщения наступает при дозах ~ 1000 Гр); Li<sub>2</sub>B<sub>4</sub>O<sub>7</sub>:Мп применим до значений мощностей дозы ~  $10^{10}$  Гр/с. Эти характеристики определяют возможность использования ТЛД в полях импульсного излучения.

При облучении таких веществ как стекла, пластики определенного состава, например, полиметилметакрилат (ПММА), окрашенные полимерные пленки меняется степень оптического поглощения в определенном спектральном диапазоне, что является мерой поглощенной энергии.

Для всех детекторов имеет место различной величины фединг, проявляющийся в снижении степени оптического поглощения с течением времени после окончания облучения. Фединг зависит от температуры, диффузионно-химических процессов, от концентрации активаторов в дозиметрических стеклах. Основными параметрами дозиметров при их применении в полях импульсного излучения являются: линейность показаний по мощности дозы и малый фединг. Например, для активированных серебром фосфатных стекол в диапазоне доз  $1 \div 10^5$  Гр зависимость от мощности дозы отсутствует до значения ~  $10^9$  Гр/с (величина фединга зависит от концентрации серебра). ПММА в диапазоне доз  $10^3 \div 10^5$  Гр линейность по мощности дозы сохраняется до значения ~  $10^6$  Гр/с; полимерные пленки с радиохромными красителями в диапазоне доз  $10 - 10^5$  Гр применимы до значений мощностей доз ~  $10^{12}$  Гр/с.

В полупроводниковых детекторах под воздействием ионизирующей радиации возникают электронно-дырочные пары, количество которых и эффективность их собирания на электродах под действием электрического поля определяют регистрируемый сигнал, пропорциональный поглощенной энергии. Время собирания носителей достаточно мало, что позволяет регистрировать быстропротекающие процессы, например, измерять мощность дозы. Для целей дозиметрии наиболее подходящим материалом является кремний с достаточно низким атомным номером; детекторы на основе кремния могут использоваться при комнатной температуре. В обедненной зоне этого детектора (~ 100 мкм) формируется электрическое поле ~ 0,7 В; детектор может функционировать без приложенного напряжения. При обратном напряжении смещения ширина запрещенной зоны может быть увеличена до нескольких миллиметров, что увеличивает чувствительный объём детектора. Например, для диффузионного p-*i*-*n* детектора при напряженности электрического поля ~  $4 \cdot 10^4$  В/см верхний предел регистрируемой мощности дозы соответствует ~  $10^7$  Гр/с; при разрешающем времени ~ 10 нс реализуется возможность измерения временной зависимости мощности дозы в полях импульсных источников излучения.

#### 4. Актуальные проблемы

В полях импульсного ионизирующего излучения временные соотношения между частотой следования импульсов, их длительностью и временем протекания процессов инициирования сигналов детекторами определяют специфику их последующей обработки с целью получения дозиметрических величин. Отсюда в качестве основных проблем, решение которых позволит более корректно оценить результаты измерений, можно отметить следующие:

• оценка влияния длительности импульса излучения на эффективность собирания зарядов в ионизационных камерах и полупроводниковых детекторах;

 исследование ситуаций перехода от непрерывного к импульсному режиму облучения, связанная с величиной частоты следования импульсов (время реакции детектора больше периода следования импульсов);

• учет влияния переноса свободных электронов (до момента образования отрицательных ионов) в электрическом поле газовой полости на величину эффективности собирания ионов;

• оценка существенного отличия реального электрического поля от однородного (ионизационные камеры и полупроводниковые детекторы) в случае высокоинтенсивных полей облучения. 1. C. Schmidt, T. Stahl, E. Mergel. Current problems in the field of radiation protection technique - Use of active personal dosimeters (APD) in pulsed radiation fields // EUROSAFF, Towards Convergence of Technical Nuclear Safety Practices in Europe, 2010.

2. The Dosimetry of Pulsed Radiation. ICRU Report 34, 1982.

3. F.H. Attix. Introduction to Radiological and Radiation Dosimetry. Wiley, New York, 1986.

4. Gad Shani. Radiation Dosimetry. Instrumentation and Methods.  $2^{nd}$  ed. CRC Press, 2001.

5. Иванов В. И. Курс дозиметрии. М.: Энергоатомиздат, 1988.

6. S. Lang, J. Hrbacek, A. Leong and S. Klöck. Ion-recombination correction for different ionization chambers in high dose rate flattening-filter-free photon beams // Phys. Med. Biol. 2012. V.57, P.2819–2827.

7. T. Yamamoto at.al. Collection efficiency of a parallel – plate ionization chamber exposed to pulsed X – rays // Nucl. Instr. and Meth. 1980. V.172. P.447–454.

8. K. Derikum, M. Roos. Measurement of saturation correction factors of thimble-type ionization chambers in pulsed photon beams // Phys. Med. Biol. 1993. V.38. P.755–763.

9. D.T. Burns, M.R. Mceven. Ion recombination correction for the NACP parallel-plate chamber in a pulsed electron beams // Phys. Med. Biol. 1998. V.43. P.2033–2045.

# Глава 16. Дозиметрия в лучевой терапии

#### 1. Введение

Применение ионизирующих излучений (ИИ) для лечения онкологических заболеваний имеет достаточно долгую историю. Первые упоминания об этом датируются концом девятнадцатого века, когда вскоре после открытия В.К. Рентгеном нового вида излучения, названного впоследствии рентгеновским излучением, были сделаны первые попытки использовать его в лечебных целях. За более чем столетний период развития лучевая терапия (ЛТ) стала после хирургии наиболее эффективным способом лечения онкологических заболеваний. Особенно впечатляющие успехи в ЛТ наблюдаются в последние десятилетия. Эти успехи связаны в первую очередь с огромными достижениями в области радиобиологии, медицинской визуализации, особенно в радионуклидной диагностики, и конечно, в области разработки новых эффективных технологий и аппаратуры для лучевого лечения.

Принципиальной особенностью ЛТ, определяющей успех лечения, является необходимость с высочайшей точностью (3 – 5 %) обеспечивать подведение предписываемого значения поглощенной дозы к опухоли при непревышении толерантных значений дозы в нормальных тканях и критических органах. Данное требование обусловлено характером зависимости "доза – эффект" при облучении ИИ раковых опухолей и нормальных тканей. Эта ответственейшая задача возлагается на специальный раздел дозиметрии, называемый обычно "клинической дозиметрией". Краткий обзор методов клинической дозиметрии выполнен в отечественных работах [1, 2] и более детальный в монографии [3].

Клиническую дозиметрию можно условно разделить на два основных направления. Первое связано с высокоточными оперативными расчетами дозовых распределений в теле человека и определением оптимальных условий облучения для конкретного пациента. Это направление называют "дозиметрическим планированием лучевой терапии (ДПЛТ)". Принципы, методы, расчетные алгоритмы расчета и технологии дозиметрического планирования подробно анализируются в работе [4], представляющей фактически справочное пособие по различным направлениям ЛТ, поэтому здесь рассматриваться не будут. Задачей второго направления является высокоточное измерение дозовых распределений в различных условиях и геометриях, калибровка дозиметров, терапевтических пучков и источников ионизирующего излучения, on line регистрация отпускаемых доз и др. Следует подчеркнуть также, что высокая точность расчетов дозы в ЛТ в настоящее время достигается во многом за счет привязки результатов расчета к экспериментальным распределениям поглощенной дозы, полученным с высокой точностью в стандартных (референсных) или опорных геометриях и в специальных фантомах. Будем называть это второе направление измерительной (или экспериментальной) клинической дозиметрией (ИКД). Достаточно развернутый анализ ИКД содержится в работах [1, 3].

В измерительной клинической дозиметрии применяются практически все экспериментальные методы дозиметрии, начиная от ионизационных камерных и кончая химическими и гелиевыми методами. В свою очередь эти методы подразделяются на отдельные группы в зависимости от вида регистрируемого ионизирующего излучения (фотоны, электроны, протоны, нейтроны, ионы). ИКД также классифицируют по целевому назначению. Здесь можно выделить следующие задачи:

• измерение характеристик и дозовых распределений, создаваемых клиническими пучками и источниками ИИ;

• дозиметрия радиационного контроля в системе РБ;

• индивидуальная дозиметрия персонала, подвергающегося воздействию ИИ.

В данной главе рассматривается только ИКД, связанная с клиническими терапевтическими пучками. В этой области в качестве детекторов ИИ применяются ионизационные камеры, ТЛД, алмазные и полупроводниковые детекторы, различные пленки, гели, но наибольшее распространение получили ионизационные камеры с воздушным наполнением. Калибровочные и опорные измерения параметров клинических пучков и измерения дозовых распределений, создаваемые этими пучками в различных геометриях, обычно разделяют на два класса: абсолютные измерения и относительные измерения поглощенной дозы. В последнее десятилетие в связи с быстрым развитием новых технологий ЛТ сформировалось еще одна ветвь ИКД – дозиметрия полей с малым поперечным сечением (или малых полей). Именно эти три направления ИКД и рассматриваются в данной главе.

# 2. Разработка протоколов для измерения поглощенной дозы в РФ

Долгое время абсолютные измерения поглощенной дозы в воде, создаваемые клиническими терапевтическими пучками, базировались на калибровке средств измерения (СИ) на национальных первичных эталонах в единицах экспозиционной дозы и воздушной керме с последующим использованием ряда коэффициентов и поправочных факторов для перехода к значениям поглощенной дозы в воде. Такой переход ввиду неточностей, имеющих место при нахождении этих коэффициентов и поправочных факторов, вносит наибольший вклад в неопределенность при калибровке пучков в единицах поглощенной дозы в воде.



Рис. 16.1. Согласованная система дозиметрии, основанная на эталонах единицы поглощенной дозы. Первичные эталоны, основанные на калориметрии в воде и графите, химической дозиметрии и ионизационных методах, позволяют калибровать ионизационные камеры в единицах поглощенной дозы в воде,  $N_{D,w}$  (см. глава 10) [7]

Развитие первичных эталонов поглощенной дозы в воде для пучков фотонов и электронов высоких энергий и усовершенствование концепций радиационной дозиметрии сделало возможным уменьшение неопределенностей результатов определения доз в радиотерапевтических пучках (см. глава 10). Дозиметрия киловольтового рентгеновского излучения, а также пучков протонов и тяжелых ионов тоже может базироваться на этих эталонах. Таким образом, на основе эталонов поглощенной дозы в воде может быть создана взаимосогласованная система абсолютной дозиметрии практически для всех радиотерапевтических пучков (рис. 16.1).

В СССР государственный эталон единицы поглощенной дозы фотонного излучения был впервые утвержден в 1972 году на основе воспроизведения размера этой единицы калориметрическим методом внутри графитового фантома в пучке излучения <sup>60</sup>Со. Наличие такого эталона позволило группе отечественных специалистов разработать в 1989 г. нормативный документ [5], в котором предлагалось измерения поглощенной дозы в воде при лучевой терапии проводить с привязкой к этому национальному эталону, а не к эталонам экспозиционной дозы или кермы. К настоящему времени документ в значительной мере устарел и требует переработки.

Несколько позднее рабочая группа для подготовки научно обоснованных рекомендаций по переходу на первичные эталоны поглощенной дозы в воде была создана в *IAEA*. Эта рабочая группа в 2000 г. опубликовала свои рекомендации [6] по переходу в лучевой терапии непосредственно к калибровке (сравнению) СИ с национальными первичными стандартами в единицах поглощенной дозы. Позднее в эти рекомендации были внесены некоторые изменения и дополнения, и в 2004 г. последняя версия данного документа была переведена на русский язык [7]. Планировалось, что данные рекомендации будут приняты за основу при подготовке отечественного стандарта (протокола) по определению поглощенной дозы в воде. Для этого имелись все объективные предпосылки, так как с 1972 по 2001 гг. национальный эталон прошел несколько стадий усовершенствования и сейчас воспроизводит единицу поглощенной дозы внутри водного фантома в пучках у-излучения <sup>60</sup>Со, тормозного и электронного излучения микротрона с помощью единой калориметрической системы. К сожалению, пока это не сделано, тем не менее несмотря на отсутствие официального статуса, русская версия протокола *IAEA* [7] часто используется в России для абсолютных измерений поглощенной дозы в воде. Вместе с тем, в РОНЦ им. Н.Н. Блохина РАМН в 2011 г. разработано собственное методическое пособие и протоколы [8], которые базируются именно на рекомендациях *IAEA* [6, 7]. Эти же рекомендации стали основой при написании данного раздела.

При использовании рекомендаций ІАЕА [6] и перевода этого документа на русский язык [7] следует иметь в виду некоторые различия в терминологии, используемые в рекомендациях и принятые в РФ. В частности, а оригинальном тексте часто используется например "reference "reference", прилагательное dosimeter". "reference point", "reference depth", "reference field", "reference medium" и др. В отечественных документах для прибора, поверенного на первичном эталоне и предназначенного для поверки, используется понятие "рабочий эталон" с добавлением разряда (первого, второго и т.д.). Поэтому "reference dosimeter" переводится обезличенно как "опорный" (или "исходный") дозиметр. То же относится к понятиям "reference point", "reference depth", которые переводятся как "опорная точка" и "опорная глубина", и т.д., что совпадает с терминами, использованными в РД 50-691-89 [5]. При переводе термина "reference dosimetry", когда речь идет о калибровке пучка, использован термин "стандартная дозиметрия" Однако на практике эти рекомендации [7] по терминологии часто не соблюдаются и прилагательное "референсная" применяется, фактически, так же широко, как термины "опорная" или "стандартная".

В рекомендациях *IAEA* [6] предлагается несколько процедур калибровки, одна из которых называется "cross-calibration". Пользователю рекомендуется дозиметр, полученный из Дозиметрической лаборатории первичных эталонов (ДЛПЭ) или из Дозиметрической лаборатории вторичных эталонов (ДЛВЭ), самостоятельно использовать для передачи размера единицы поглощенной дозы рабочему дозиметру, предназначенном для рутинных измерений в клинической практике. Однако по российскому законодательству пользователь не имеет право осуществлять такую процедуру. Согласно Федеральному закону РФ "Об обеспечении единства измерений " (№ 487-1 от 27.04.1993 г.) СИ в процессе эксплуатации могут подвергаться либо поверке, либо калибровке. В эти понятия в российском законодательстве вкладывается следующий смысл.

Поверка СИ есть установление органом государственной метрологической службы (или другим официально уполномоченным органом, организацией) пригодности СИ к применению на основании экспериментально определяемых метрологических характеристик и подтверждения их соответствия установленным обязательным требованиям. Поверка является обязательной процедурой для СИ, подлежащих государственному контролю и надзору. К таковым относятся клинические дозиметры. Организациями, уполномоченными для проведения этих работ, являются Всероссийский физико-технических радиотехнических НИИ И измерений (ВНИИФТРИ Менделеево Московской обл.), как держатель государственного эталона и поверочные лаборатории при Российском научном рентгенологическом центре (РНЗРЦ, г. Москва) и Ценнаучно-исследовательский рентгенорадиологический тральный институт (ЦНИРРИ, г. Санкт-Петербург).

Калибровка СИ есть совокупность операций, устанавливающих соотношение между значением величины, полученной с помощью данного СИ, и соответствующим значением величины, определенной с помощью эталона, с целью определения действительных метрологических характеристик этого СИ. Калибровке могут подвергаться СИ, не подлежащие государственному метрологическому контролю и надзору. Таким образом, калибровка СИ является добровольной процедурой.

Таким образом, в России клинические дозиметры подлежат поверке. Тем не менее в российском тексте рекомендаций *IAEA* [7] применен прямой перевод термина "calibration" как "калибровка" для сохранения аудентичности текстов. Поэтому термин калибровка используется и в настоящей книге. Однако следует иметь в виду, что это понятие в России лишено правовой нагрузки [7].

# 3. Абсолютные измерения поглощенной дозы при дистанционной лучевой терапии

Общая методика калибровки дозиметров и радиотерапевтических пучков в единицах поглощенной дозы в воде была описана в главе 10. Будем предполагать, что пользователь имеет ионизацион-
ную камеру (ИК) с калибровочным коэффициентом  $N_{D,w,Q_0}$ , определенном в результате калибровки в опорном пучке качества  $Q_0$ . Рассмотрим в данном разделе отдельные вопросы, связанные с определением поглощенной дозы в пучке пользователя при лучевой терапии.

### 3.1. Стандартные условия

Стандартные условия, рекомендуемые пользователю для определения поглощенной дозы для пучков γ-излучения <sup>60</sup>Со и высокоэнергетического тормозного излучения приводятся в табл.16.1. Геометрия измерения показана на рис. 16.2.



Рис. 16.2. Геометрия стандартных условий измерения поглощенной дозы для пучков у-излучения <sup>60</sup>Со и высокоэнергетического тормозного излучения в лучевой терапии: *1* – пучок фотонов; *2* – ионизационная камера; *3* – водный фантом; *4* – источник

#### Стандартные условия для определения поглощенной дозы в воде ИК в лучевой терапии для γ-излучения <sup>60</sup>Со и высокоэнергетического тормозного излучения (адаптировано из [7])

Параметр	Стандартное значение или характеристика			
	Рентгеновское	Гамма-излучение <sup>60</sup> Со	Высокоэнергети-	
	излучение средних		чекое тормозное	
	энергий		излучение	
Материал фантома	Вода	Вода	Вода	
Размер фантома	Каждый размер на	Каждый размер на 10	Каждый размер	
	10 см больше мак-	см больше максималь-	на 10 см больше	
	симального разме-	ного размера поля и	максимального	
	ра поля и глубины	глубины измерения	размера поля и	
	измерения		глубины измере-	
			ния	
Тип ИК	Цилиндрическая	Цилиндрическая или	Цилиндрическая	
		плоскопараллельная		
Расстояние источ-	Обычное расстоя-	80 или 100 см	100 см	
ник-поверхность	ние при лучевой			
(РИП) или источ-	терапии.			
ник-камера (РИК)				
Глубина в фантоме	2 см	5 или 10 см	$TPR_{10,20} < 0,7 - 10$	
для опорной точки			или 5 см;	
ИК,Z <sub>ref</sub>			$TPR_{10,20} \ge 0,7 - 10$	
			СМ	
0 HIG	TT V		TT U	
Опорная точка ИК	На центральной	Для цилиндрических	На центральной	
	оси в центре объе-	ик на оси ик в центре	оси в центре объ-	
	ма полости ИК	ооъема полости, для	ема полости	
		плоскопараллельной		
		ик на внутренней		
		поверхности входного		
Π	II.a		II	
положение опор-	на глубине изме-	для цилиндрической и	На опорной глу-	
ной точки их	рения, $Z_{ref}$	плоскопараллельной	оине измерения,	
		камер в точке измере-	<b>L</b> <sub>ref</sub>	
Размер поля в	$10 \times 10 \text{ cm}^2$ HTH OT	$10 \times 10 \text{ cm}^2$	$10 \times 10 \text{ cm}^2$	
азмер поля в			IUXIU CM	
опорной точки	ределяется разме-			
Температура воз-	20°C	20°C	20°C	
луха	200	200	200	
Давление воздуха	101,3 кПа	101,3 кПа	101,3 кПа	

Стандартные условия для определения поглощенной дозы для пучков электронов и протонов представлены в табл. 16.2. Входящие в таблицы обозначения  $TPR_{20,10}$ ,  $R_{50}$  и  $R_{res}$  означают следующее:

•  $TPR_{20,10}$  – отношение ткань-фантом на глубинах 20 и 10 см, которое характеризует качество пучка и представляет отношение поглощенных доз в водном фантоме на этих глубинах при одина-ковом размере поля, равном 10x10 см<sup>2</sup>;

• *R*<sub>50</sub> – глубина половинного значения поглощенной дозы, для ее определения применяют следующие формулы [7]:

$$R_{50} = 1,029R_{50,ion} - 0,06 \,\Gamma/cm^2, \quad R_{50,ion} \le 10 \,\Gamma/cm^2; R_{50} = 1,059R_{50,ion} - 0,37 \,\Gamma/cm^2, \quad R_{50,ion} > 10 \,\Gamma/cm^2,$$
(16.1)

где  $R_{50,ion}$  – глубина в воде, на которой значение ионизационного тока равно 50 % от максимального значения.

Входящая в табл. 16.1 величина  $R_{res}$  представляет остаточный пробег протона на измеряемой глубине z, определяемый из соотношения:

$$R_{res} = R_p - z, \tag{16.2}$$

где  $R_p$  – практический пробег протона, равный глубине, на которой поглощенная доза за пиком Брэгга–Грея или *SOBR* (область повышенной дозы, образующаяся при суммировании пиков Брэгга–Грея) уменьшается до 10 % от ее значения в максимуме.

Если дозиметрия пучков фотонов и электронов при лучевой терапии традиционно основывалась на ИК, то клиническая дозиметрия протонов базируется на различных типах дозиметров, таких как калориметры, ИК, цилиндры Фарадея, трековые детекторы, активационные методы и диоды. Первые рекомендации по применению ИК для калибровке пучков в единицах поглощенной дозы в воде предлагали проводить калибровку ИК в воздухе в пучке <sup>60</sup>Со по экспозиционной дозе или воздушной керме [9 – 11]. Однако позднее в работе [12] и более детально в работе [7] были сформулированы рекомендации по абсолютному определению поглощенной дозы в протонных пучках с использованием ИК, откалиброванных в единицах поглощенной дозы в воде в пучке <sup>60</sup>Со.

Параметр	Стандартное значение или характеристика		
	Электроны	Протоны	
Материал фантома	Для $R_{50} \ge 4$ г/см <sup>2</sup> , вода	Вода	
	Для <i>R</i> <sub>50</sub> < 4 г/см <sup>2</sup> , вода или		
	пластик		
Тип камеры	Для $R_{50} \ge 4$ г/см <sup>2</sup> , плоскопа-	Для <i>R<sub>res</sub></i> ≥ 0,5 г/см <sup>2</sup> , ци-	
	раллельная или цилиндриче-	линдрическая или плос-	
	ская	копараллельная ИК.	
	Для $R_{50} < 4$ г/см <sup>2</sup> , плоскопа-	Для <i>R<sub>res</sub></i> < 0,5 г/см <sup>2</sup> , плос-	
	раллельная	копараллельная	
Глубина измерения, Zurf	0,6 $R_{50}$ - 0,1 г/см <sup>2</sup>	Середина SOBR	
Опорная точка ка-	Лля плоскопараллельной ИК –	Лля плоскопараллельной	
меры	на внутренней поверхности	ИК – на внутренней по-	
- <b>F</b>	окна, в центре. Лля цилиндри-	верхности окна, в центре.	
	ческой ИК – на центральной	Для цилиндрической ИК	
	оси в центре объема полости	– на центральной оси в	
		центре объема полости	
Положение опорной	Для плоскопараллельной ИК –	Для плоскопараллельной	
точки камеры	в точке интереса. Для цилин-	и цилиндрической ИК на	
-	дрической ИК, на 0,5 r <sub>cvl</sub> ниже	глубине измерений, Z <sub>ref</sub>	
	точки интереса		
РИП	100 см	Расстояние при клиниче-	
		ском лечении	
Размер поля на по-	10x10 см <sup>2</sup> или то, которое	10x10 см <sup>2</sup> или то, которое	
верхности фантома	используется для определения	используется для норма-	
	выходных параметров, если	лизации. При использо-	
	оно больше	вании малых полей,	
		10x10 см <sup>2</sup> или большие	
		поля, требуемые клини-	
		кой	

#### Стандартные условия для определения поглощенной дозы в воде ИК в лучевой терапии для пучков электронов и протонов (адаптировано из [7])

Для абсолютных измерений  $D_w$  в пучках протонов рекомендуются как цилиндрические, так и плоскопараллельные ИК. Однако суммарная неопределенность определения  $D_w$  для плоскопараллельных ИК несколько больше, чем для цилиндрических ИК из-за большей неопределенности в расчете поправочных факторов.

В качестве среды для измерения поглощенной дозы во всех практических рекомендациях как для фотонных, так и для электронных и протонных пучков. Поперечные размеры фантома должны быть, по крайней мере, на 5 см больше поперечных размеров самого большого поля, используемого при глубинных измерениях. Также должен быть запас не меньше, чем 5 см за максимальной глубиной измерения. Исключение представляет рентгеновское излучение средних энергий, для которого запас должен быть не меньше, чем 10 см.

Твердые фантомы, такие как полистерен, ПММА, водоэквивалентные пластики могут использоваться для дозиметрии низкоэнергетических электронных пучков ( $E \le 10$  МэВ) и обычно требуются для низкоэнергетического рентгеновского излучения. Однако точка определения дозы должна быть масштабирована к воде на определенной глубине в однородном водном фантоме. Идеальный случай, когда материал имеет такие свойства поглощения и рассеяния как вода. Элементный состав, плотность и средний атомный номер (по фотоэффекту) некоторых известных фантомных материалов представлены в табл. 16.3.

Таблица 16.3

Элемент	Вода	"Твердая"	"Твердая"	"Пластико-	ПММА	Полистерен	Пла-
		вода WT1	вода	вая" вода		-	стик А-
			RMI-457				150
Н	0,1119	0,0810	0,0809	0,0925	0,0805	0,0774	0,1013
С		0,6720	0,6722	0,6282	0,5998	0,9226	0,7755
0,N		0,0240	0,0240	0,0100			0,0351
0	0,8881	0,1990	0,1984	0,1794	0,3196		0,0523
F							0,0174
Cl		0,0010	0,0013	0,0096			
Ca		0,0230	0,0232	0,0795			0,0184
Br				0,0003			
р, г/см <sup>3</sup>	1,000	1,020	1,030	1,013	1,190	1,060	1,127
$\overline{Z}$ , по	6,6	5,95	5,96	6,62	5,85	5,29	5,49
фотоэфф.							

#### Элементный состав (доля к весу), номинальная плотность и средний атомный номер известных фантомных материалов, используемых в качестве заменителей воды [7]

Несмотря на возрастающую популярность, пластиковые фантомы категорически не рекомендуются при калибровках (за исключением низкоэнергетического рентгеновского излучения), так как при их использовании часто возникают большие расхождения в определении поглощенной дозы из-за разности в плотности между различными партиями и приближенных методах пересчета глубин при переходе от пластика к воде. Плотность пластика должна измеряться для каждой используемой партии пластика.

Пластиковые фантомы разрешается использовать для повседневных измерений по программе гарантии качества, при условии, что было установлено соотношение между показаниями дозиметра в пластике и воде для пучка пользователя во время калибровки, и для некоторых относительных измерений.

Для горизонтальных пучков окно фантома должно быть сделано из пластмассы толщиной 0,2 - 0,5 см. Водоэквивалентная толщина (в г/см<sup>2</sup>) окна так же как и водоэквивалентная глубина в пластике рассчитывается как произведение  $t_{nur} \cdot \rho_{nn}$ , где  $t_{nn}$  и  $\rho_{nn}$  – толщина (в см) и плотность пластика (в г/см<sup>2</sup>) соответственно.

При использовании пластиковых фантомов глубины в пластиковом фантоме  $z_{pl}$ , выраженные в г/см<sup>2</sup>, получаются умножением глубины (см) на плотность пластика  $\rho_{pl}$  в г/см<sup>3</sup>. Измерения, проведенные в пластиковом фантоме на глубине  $z_{pl}$  пересчитываются к глубине в воде с помощью формулы:

$$z_w = z_{pl} \cdot c_{pl}, \, \Gamma/\mathrm{CM}^2 \, (z_{pl} \, \mathrm{B} \, \Gamma/\mathrm{CM}^2), \qquad (16.3)$$

где *c*<sub>*pl*</sub> – коэффициент пересчета глубин, значения которого приводятся для ряда пластиков в табл. 16.4.

При определении поглощенной дозы в воде на глубине  $z_{ref}$ , используя фантом из пластика, ИК в пластике должна размещаться на пересчитанной глубине  $z_{ref,pl}$ , определяемой по формуле:

$$z_{ref,pl} = z_{ref} / c_{pl} (z_{ref} \text{ B } \Gamma/\text{CM}^2).$$
 (16.4)

Кроме пересчета глубины показания дозиметра  $M_{Q,pl}$  на глубине  $z_{ref,pl}$  необходимо пересчитать на эквивалентные показания  $M_Q$  на  $z_{ref}$  в воде (закон обратных квадратов) по формуле:

$$M_{\mathcal{Q}} = M_{\mathcal{Q}} \cdot h_{pl}. \tag{16.5}$$

Значение коэффициентов пересчета потока  $c_{pl}$  и  $h_{pl}$  для ряда пластиков приводятся в табл. 16.4.

Таблица 16.4

Тип фантома	$c_{pl}$	$h_{pl}$	$ρ_{pl}$ ( $Γ/cm^3$ )
Твердая вода (WT1)	0,949	1,011	1,020
Твердая вода (RMI-457)	0,949	1,008	1,045
Пластичная вода	0,982	0,998	1,013
Виртуальная вода	0,946	-	1,030
Полиметилметакрилат (ПММА)	0,941	1,009	1,190
Чистый полистерол	0,922	1,026	1,060
Белый полистерол	0,922	1,019	1,060
A-150	0,948	-	1,127
RW3 Slab Phantom («Белая вода»)	0,955	1,012	1,047

Значения коэффициентов пересчета глубины *c<sub>pl</sub>*, флюенса электронов *h*<sub>pl</sub> и номинальной плотности ρ<sub>pl</sub> для некоторых пластиков [7]

# 3.3. Определение качества пучка

Как отмечалось в главе 10, пользователь обычно имеет калибровочный коэффициент, полученный только для пучка одного качества  $Q_0$ . В этом случае, если дозиметр применяется в пучке качества Q, отличающегося от качества  $Q_0$ , поглощенная доза в воде вычисляется из уравнения (10.14), в которое входит поправочный фактор  $k_{Q,Q_0}$ , учитывающий разницу в чувствительности камеры в пучках качества Q и  $Q_0$ . Если градуировка дозиметра производится в пучке фотонов <sup>60</sup>Со, то этот фактор обозначается  $k_Q$ .

Параметр, определяющий качество пучка, и способ его измерения зависит от вида ионизирующего излучения. Спектр  $\gamma$ излучения терапевтических источников <sup>60</sup>Со имеет значительный вклад рассеянных фотонов (до 30 %), возникающих как в самом источнике, так и в головке облучателя. Однако не следует ожидать, что различия в спектре в этом случае окажут влияние на результаты измерения ИК более, чем на несколько десятых процента [7]. Поэтому при стандартной дозиметрии  $\gamma$ -излучения <sup>60</sup>Со определять качество пучка не требуется.



Рис. 16.3. Геометрия измерения качества пучка при стандартной дозиметрии высокоэнергетического тормозного излучения

Для фотонов высоких энергий и высокоэнергетического тормозного излучения качество пучка Q определяется отношением поглощенных доз на глубинах 20 и 10 см в водном фантоме, измеренных при постоянном РИК =100 см и размере поля 10х10 см<sup>2</sup> на уровне ИК (*TPR*<sub>20,10</sub>). Это отношение не зависит от загрязнения пучка электронами и характеризует эффективный коэффициент ослабления фотонов пучка в воде. Геометрия измерения показана на рис. 16.3.

Хотя определение  $TPR_{20,10}$  проводится строго в единицах отношений поглощенных доз, использование отношений ионизации также обеспечивает приемлемую точность из-за медленного изменения с глубиной отношения тормозных способностей вода/воздух и постоянства коэффициента возмущения вне глубины максимума дозы. Зависимость поправочного фактора  $k_Q$  от качества пучка была показана на рис. 10.7.

Для пучков электронов показателем качества является глубина в воде  $R_{50}$ . Это глубина в воде (в г/см2), на которой поглощенная доза становится равной половине максимальной поглощенной дозы, измеренной при постоянном РИП=100 см и поле на поверхности

фантома 10 х 10 см<sup>2</sup> для  $R_{50} \le 7$  г/см2 ( $E_0 \le 16$  МэВ) и, как минимум, 20 х 20 см<sup>2</sup> для  $R_{50} > 7$  г/см2 ( $E_0 \ge 16$  МэВ). Стандартные условия для определения  $R_{50}$  такие же, как и при определении поглощенной дозы в пучке электронов (см. табл. 16.2) за исключением размера поля и глубины измерения. Зависимость поправочного фактора  $k_0$  от качества пучка показана на рис. 16.4 и 16.5.



Рис. 16.4. Расчетная зависимость поправочного фактора  $k_Q$  от качества пучков электронов для различных плоскопараллельных ИК, откалиброванных на пучке фотонов <sup>60</sup>Со [7]

Для протонных пучков в более ранних рекомендациях [10 –12] качество пучка характеризовалось эффективной энергией, определяемой как энергия моноэнергетического пучка протонов, имеющих пробег, равный остаточном пробегу  $R_{res}$  (см. (16.2)). В последней же рекомендации *IAEA* [7] в качестве показателя качества пучка выбран остаточный пробег  $R_{res}$ . Он имеет то преимущество, что может быть измерен очень точно, хотя при этом немного переоценивает значение отношения тормозных способностей в середине *SOBR*. Стандартные условия измерения качества пучка протонов такие же как и при определении поглощенной дозы (см. табл. 16.2).



Рис. 16.5. Расчетная зависимость поправочного фактора  $k_Q$  от качества пучков электронов для различных цилиндрических ИК, откалиброванных на пучке фотонов  ${}^{60}$ Со [7]



Рис. 16.6. Зависимость расчетных значений k<sub>Q</sub> от качества пучка протонов для ряда цилиндрических и плоскопараллельных ИК [7]

В настоящее время для протонных пучков отсутствует первичный эталон единицы поглощенной дозы в воде. Поэтому все величины  $k_{Q,Q_0}$ , приведенные в рекомендациях *IAEA* [7], основаны на  $\gamma$ -излучении <sup>60</sup>Со, как опорном  $Q_0$ . Расчетные значения  $k_Q$  в зависимости от качества пучка протонов представлены на рис. 16.6. Обозначение  $k_Q$  показывает исключительное использование излучения <sup>60</sup>Со как опорного качества.

# 3.4. Неопределенности в определении поглощенной дозы в воде для пучков разного вида излучений

Общая неопределенность в определении поглощенной дозы  $D_w$  в стандартных условиях, рекомендуемых в протоколе [7], складывается из неопределенностей, возникающих на отдельных шагах измерений и расчетов.

Таблица 16.5

#### Относительные стандартные неопределенности при определении значения поглощенной дозы $D_w$ на опорной глубине в воде для пользовательских пучков разных видов ионизирующего излучения при калибровке ИК в пучке $\gamma$ -излучения <sup>60</sup>Со, %

Вид ионизирующего из-	Этап 1: Пове-	Этап 2: Пучок	Суммарная стан-
лучения	рочные лабо-	пользователя	дартная неопре-
	ратории		деленность
Гамма-излучение 60Со	0,6	0,6	0,9
Высокоэнергетическое	0,6	1,4	1,5
тормозное изучение			
Рентгеновское изучение	1,2-3,0	1,6	2,0-3,0
средних энергий			
Рентгеновское изучение	1,2-3,0	2,0	2,3 - 3,6
низких энергий			
Электроны, $R_{50} > 4$ г/см <sup>2</sup>	0,6	1,5	1,6
Электроны, $R_{50} > 1 \ г/cm^2$	0,6	2,0	2,1
Протоны	0,6	1,9	2,3

Для краткости объединим все шаги в две группы или этапа. Первый этап – суммарная неопределенность, возникающая при калибровке дозиметра в поверочной лаборатории. Второй этап – абсолютное определении  $D_w$  в пучках пользователя для разных видов ионизирующего излучения. Результаты оценки относительных неопределенностей на разных этапах и суммарной неопределенности определения поглощенной дозы в воде, приводимые в работе [7], даются в табл. 16.5.

# 4. Относительные измерения поглощенной дозы

Использование радиотерапевтических пучков при ЛТ требует однозначного с высокой точностью определения поглощенной дозы в любой точки внутри пациента еще до начала облучения при его дозиметрическом планировании. Эта задача решается расчетным путем с помощью компьютерных программ, основанных на быстрых модельных алгоритмах [4]. Как отмечалось в разделе 1, высокая точность этих алгоритмов в значительной степени базируется на привязке (нормировании) к подробным экспериментальным данным по распределениям поглощенной в воде дозы в разных геометриях, при разных параметрах пучков и модифицирующих устройств. Большая часть таких измерений выполняется предварительно при комиссионинге облучательной машины, и их результаты вводятся в геометрический модуль СДП в качестве опорных значений. Другая группа измерений выполняется для тестирования работы СДП в разных клинических ситуациях. Наконец, определенные измерения проводятся регулярно в рамках программы гарантии качества ЛТ.

Измерения, связанные с получением пространственных распределений поглощенной дозы в различных клинических условиях, принято называть относительными дозовыми распределениями. Такая терминология объясняется тем, что для обеспечения высокой точности эти данные нормируются на результаты абсолютных измерений поглощенной дозы в стандартных условиях.

# 4.1. Выбор фантомов и детекторов

Существенное отличие относительных измерений поглощенной дозы от абсолютных состоит в том, что они выполняются в большом количестве точек и в разных ситуациях. Поэтому в большинстве случаев наиболее удобным устройством для относительных измерений является дистанционно управляемый водный фантом. Снимок одного из таких фантомов приводится на рис. 16.7.



Рис. 16.7. Дистанционно управляемая система водного фантома фирмы «Скандитроникс-Веллхофер» [3]

В подобном фантоме положением детектора (с погрешностью < 1 мм) управляет компьютер по предложенной пользователем программе. Измерение в каждой точке занимает не больше секунды при хорошем отношении сигнал/шум, переводятся в цифровую форму и передаются в СДП. Этот прибор идеально подходит для измерения пространственных распределений дозы. К его недостаткам относятся громоздкость, относительно длительная процедура центрирования и юстирования, трудность измерения в области билд-ап из-за эффекта поверхностного натяжения воды. В свете сказанного имеется много примеров, когда предпочтение отдается пластиковым фантомам: измерения не требуют перемещения детектора; измерения вблизи поверхности фантома на малых глубинах; использование недостаточно водонепроницаемых детекторов; рутинные ежедневные измерения по программе гарантии качества и др.

В качестве детекторов наиболее часто для относительных измерениях применяются цилиндрические и плоскопараллельные ИК с воздушным наполнением и полупроводниковые диоды. При измерении утечки излучения через многолепестковые коллиматоры, исследовании профиля пучка и, особенно, области тени, при работе с пучками электронов удобными детекторами являются различные пленки. В некоторых специальных ситуациях, например при тотальном облучении тела пациента, нередко используются термолюминесцентные дозиметры.

Для γ-излучения у всех упомянутых детекторов, кроме ИК, имеется зависимость чувствительности от энергии фотонов. При измерении в пучках электронов такая зависимость имеется и у ИК, поэтому ее учет достаточно важен, особенно если в области измерения наблюдается существенное измение спектра излучения.

# 4.2.Относительные дозовые распределения

Изменение дозы по глубине вдоль центральной оси пучка в водном фантоме, известное как относительная или процентная глубинная доза (англ. *PDD*), является одной из фундаментальных характеристик, описывающих пучок излучения. Она представляет собой отношение поглощенной дозы на оси пучка на разных глубинах к максимальному значению дозы на оси. *PDD* детально измеряют для открытых пучков с разными размерами квадратных поперечных сечений и для различных модифицирующих пучок устройств. Из данных по *PDD* в СДП проводится расчет большинства величин, используемых при дозиметрическом планировании. Пример глубинных зависимостей *PDD* для разных видов ионизирующего излучения приводится на рис. 16.8.



Рис. 16.8. Глубинная зависимость процентной дозы для разных видов ионизирующего излучения

Второй важной характеристикой пучков является внеосевое отношение (англ. *OAR*) или профиль пучка. Она представляет отношение поглощенных доз на разных расстояниях от геометрической оси пучка к дозе на оси пучка в плоскости перпендикулярной к оси пучка. Пример дозового профиля пучка для пучка тормозного излучения приводится на рис. 16.9. Эта характеристика должна измеряться так же подробно, как и *PDD*. Учитывая большой градиент дозового распределения в области тени, при измерении *OAR* целесообразно применять детекторы с малыми объемами, как например, полупроводниковые диоды или алмазные детекторы.

Следующей фундаментальной величиной является выходной фактор (англ. *FOF*), который представляет мощность поглощенной дозы (или дозу на одну мониторную единицу), создаваемую в определенной точке на оси пучка в водном фантоме (но ниже глубины максимальной дозы), для разных размеров квадратного поля. Обычно *FOF* определяется в относительных единицах, равных отношению *FOF* для данного размера поля к *FOF* для опорного (референсного) поля, размеры которого 10х10 см<sup>2</sup>. Значение *FOF* монотонно увеличивается с увеличение размера поля. Измерения *FOF* 

должны проводиться в стандартных условиях, как и при калибровке пучка.



Рис. 16.9. Дозовый профиль пучка тормозного 6 МВ излучения на разных глубинах в водном фантоме для размера поля 30х30 см<sup>2</sup> на поверхности фантома

В настоящее время в клиниках помимо конвенциальной ЛТ применяются несколько новых технологий облучения, в частности, ЛТ с поперечной модуляцией интенсивности пучка (*IMRT*), томотерапия, дуговая ЛТ (*Arc RT*), стереотаксическая ЛТ, брахитерапия и др. В каждой из технологий требуется, кроме традиционных величин, измерять также специфические относительные дозовые распределения. Для более подробного ознакомления с этим вопросом читатель отсылается к справочным руководствам [3, 4].

# 5. Измерения в малых полях<sup>1</sup>

Как уже было отмечено в главе 10, измерения в полях малого поперечного сечения требуют особого подхода, который без ограничения общности должен быть расширяем на поля конвенциональных размеров.

Определение «малого поля» в дозиметрии излучений в данный момент весьма субъективно и появляется для каждого конкретного случая [13]. Нет ясного единообразного определения того, что считать малым полем. Обычно поля размером меньше 3х3 см<sup>2</sup> полага-

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Раздел подготовлен аспирантом НИЯУ МИФИ Казанцевым П.В.

ют выходящими за рамки традиционных размеров полей облучения, что требует внимания как при измерениях, так и при расчетах доз. Это связано с потерей поперечного электронного равновесия по всей ширине поля, что наблюдается для широких полей только в областях билд-ап и полутени. По существу, имеется три «фактора равновесия» [14], определяющих размеры, при которых поле считается малым: 1) размер видимой части источника через коллимирующую систему из точки детектирования; 2) размер детектора, использованного в измерениях; 3) пробег электронов в облучаемом веществе. Все эти факторы рассмотрены ниже.

## 5.1. Влияние размера источника излучения и геометрии коллимации пучка

Очевидно, что при коллимации пучка меньше определенной ширины (от источника конечных размеров), из точки детектирования будет видна только часть источника. При этом показания детектора будут меньше таковых, полученных для полей с размерами, при которых весь источник находится в поле зрения детектора. Показания по-разному меняются в зависимости от положения детектора благодаря размытию и уширению дозового профиля, что показано на рис.16.10. Если из точки на оси пучка весь источник не виден, то геометрическая полутень распространяется на все поперечное сечение поля. В таких условиях, традиционные методы определения размеров поля, такие как измерение ширины на полувысоте, не применимы, так как дают завышенные результаты.

Для достаточно больших размеров полей, при которых достигается электронное равновесие, и источник полностью виден из точки детектирования, ширина на половине высоты дозовых профилей точно определяет размеры поля, так как его края будут примерно на 50 %-ом уровне распределения (рис.16.10,*a*).

Когда размер поля становится того же порядка, что и поперечный пробег электронов, полутени от противоположных краев поля перекрываются, что вызывает небольшую погрешность в определении размера поля через ширину на полувысоте (рис.16.10,*b*).

Однако в случае малых полей определение их размеров через ширину на полувысоте дозового распределения невозможно, так как результирующее распределение из-за перекрытия двух облас-

тей полутени имеет заниженный максимум, и, следовательно, его половина будет также смещена относительно правильного положения, вызывая переоценку размеров поля (рис.16.10,*c*).



Также на дозовый профиль сильно влияет геометрия коллимации пучка. Малые поля хоть и создаются «вторичными» круглыми или многолепестковыми коллиматорами, находящимися после «основных», но положение последних очень сильно влияет на рассеяние в головке ускорителя. Было показано [15], что профиль пучка может быть значительно изменен положением шторок основного коллиматора. Это отражено на рис.16.11, где приведены профили для пучков 6 МэВ с размерами 6х6 мм<sup>2</sup> и 24х24 мм<sup>2</sup> и при различном положении шторок.



Рис.16.11. Изменение характера профиля в зависимости от раскрытия основного коллиматора для разных размеров поля [15]: *a* – 6x6 мм; *б* – 24x24 мм

# 5.2. Пробеги электронов и потеря электронного равновесия

Электроны, появляющиеся в результате взаимодействия мегавольтных пучков фотонов с веществом, имеют существенный пробег, который еще более удлиняется в среде малой плотности. Сравнимый с размерами поля поперечный пробег электронов является критическим параметром электронного равновесия, даже более существенным, чем прямой пробег. В литературе [16] хорошо описана зависимость поперечного пробега электронов от энергии.

На рис.16.12 показаны дозовые распределения в воде на границе коллиматора для пучков различных энергий, определенных через их коэффициент качества ( $TPR_{20/10}$ ). Это дает информацию о размерах полутени в единицах плотности среды, которая определяет размеры, при которых наступают условия «малости поля», основанные на перекрывании зон распределения электронов от различных краев поля. Таким образом, как видно из рис.16.12, с точки зрения поперечного пробега электронов, для 6 МВ малое поле будет иметь ширину менее 5 мм (2x0,23 см).



Рис. 16.12. Ширина полутени в зависимости от качества излучения. Профили получены для «идеального точечного источника» с учетом вклада в полутень только переноса электронов [13]

#### 5.3. Детекторы

Экспериментальные данные используются при расчетах для нормировки абсолютной дозы в стандартном поле, а также в процессе процедуры моделирования пучка для непрямого расчета дозы через относительные величины, такие как коэффициент полного рассеяния  $S_{cp}$ , отношение ткань-максимум *TMR*, процентная глубинная доза *PDD*, внеосевое отношение *OAR*. Калибровка опорной дозы в стандартных условиях производится согласно протоколам [5, 7] в строго определенной геометрии пучка, где качество пучка и дозиметрические параметры известны с хорошей степенью достоверности.

Дозиметрия с помощью ионизационных камер базируется на теории полости. Когда размеры полости меньше пробега заряженных частиц (электронов), высвобожденных в веществе при взаимодействии первичного фотонного излучения, полость считается малой, т.е. не возмущающей. В таком случае доза в веществе относится к дозе в воздухе полости, как отношение тормозных способностей вещества и воздуха. В любом случае, с уменьшением размера поля электронное равновесие не может быть достигнуто из-за большой величины поперечного пробега электронов. Также для малого поля присутствие детектора может еще более изменить локальный уровень равновесия, добавляя новые возмущения и таким образом усугубляя проблему еще больше. Современный подход к абсолютным измерениям дозы в малых и составных полях рассмотрен в главе 10.

Весь ассортимент ионизационных камер (ИК) и других детекторов в настоящее время вполне доступен и может быть использован для специфических задач дозиметрии. ИК широко используются в дозиметрии излучений благодаря практически полному отсутствию зависимости чувствительности от энергии фотонов, дозы и мощности дозы. Они обеспечивают непосредственно воспроизводимые результаты и могут быть откалиброваны в соответствии с национальными стандартами. ИК относительно дешевы, доступны, представлены на рынке ассортиментом различных форм (цилиндрические, сферические, плоско-параллельные) и размеров. В то же время, правильный выбор ИК для проведения дозиметрии в поле фотонного излучения малого размера все еще остается нерешенной проблемой. На рис.16.13 представлена зависимость измеренной дозы на центральной оси в форме фактора выхода от диаметра конического коллиматора для различных детекторов (также при установке параллельно и перпендикулярно оси пучка) и результаты моделирования по методу Монте-Карло. При уменьшении размеров поля наблюдается быстрое падение измеренной дозы для некоторых детекторов. Этот рисунок показывает только отношение показаний без каких-либо поправок. Эффект более выражен для высокоэнергетичных пучков, возможно вследствие возникновения неравновесного состояния, необходимости коррекции возмущений, усреднения по объему [18]. Дозиметрия малых полей с помощью любых детекторов представляет определенные трудности, с большой вероятностью ошибки при измерениях.



Рис.16.13. Зависимость фактора выхода от диаметра конического коллиматора для различных детекторов («пар» – параллельно оси пучка, «пер» – перпендикулярно к оси) [17]

Полупроводниковые диодные детекторы широко используются для дозиметрии на пациенте как для фотонных, так и для электронных пучков. ППД имеют маленький чувствительный объем и относятся к мини и микродетекторам [19]. Характеристики включают в себя малое время отклика (микросекунды по сравнению с миллисекундами у ИК), превосходное пространственное разрешение, отсутствие внешнего напряжения смещения и высокую чувствительность. В дополнение, отношение тормозных способностей для диодов практически энергонезависимо, хотя наличие низкоэнергетических фотонов вызывает определенные трудности, связанные с увеличением сечения фотопоглощения в кремнии по сравнению с водой. Отклик ППД зависит от температуры, мощности дозы (параметров РИП или наличия клина) и энергии. Некоторые типы могут иметь угловую зависимость чувствительности, исходя из конструкции детектора. Чтобы достичь необходимой точности, эти эффекты необходимо скорректировать или же пользоваться ППД с минимальной зависимостью чувствительности от мощности дозы и энергии. Часто результаты измерений ППД сравнивают с результатами ИК для обеспечения достоверности дозиметрии малых полей. Стереотаксический фотонный диод (СФД) с практически микронным чувствительным объемом является привлекательным выбором для измерений малых полей.

Алмазные детекторы (АД) – это твердотельные детекторы с высокой чувствительностью и относительно малым чувствительным объемом (1.0 – 6.0 мм<sup>3</sup>), что делает их практически идеальными для дозиметрии малых полей и снятия профилей пучков [20]. Вследствие поглощения ионизирующего излучения происходит временное изменение электропроводности материала. Отклик алмазного детектора прямо пропорционален мощности поглощенной дозы. АД не проявляют никакой зависимости чувствительности от направления и являются практически тканеэквивалентными, однако имеют некоторую зависимость чувствительности от мощности дозы, хотя результаты измерений могут быть соответственно скорректированы. Детектор достаточно сложно произвести, потому он значительно дороже других твердотельных детекторов.

Термолюминесцентные дозиметры (ТЛД) используются для измерения дозы в точке и in vivo дозиметрии [21]. Материал ТЛД производят в нескольких различных формах – в виде палочек, стружки и порошка. Палочки и стружку можно использовать заново после правильного отжига. ТЛД имеет как энергетическую, так и дозовую зависимость чувствительности. Точность лимитирована техниками облучения и измерения. Часто используется для перекрестной проверки точечной дозы в малых полях и IMRT.

Пленочные детекторы [22] используются для измерений относительной дозы. Существует два типа пленок – на галоиде серебра и Gafchromic. Пленки на галоиде серебра требуют обработки в отличие от самопроявляющихся Gafchromic. В *TG*-69 приведен обзор пленок на галоиде серебра. В некоторых областях пленки Gafchromic имеют превосходные характеристики, однако их использование ограничено нуждами относительной дозиметрии. И хотя пленка имеет сильную энергетическую зависимость чувствительности, она, в отличие от остальных детекторов, обеспечивает получение хороших плоских дозных карт для малых полей. Наряду с алмазными детекторами, пленки являются наилучшими детекторами для измерения относительных распределений доз от малых полей (рис.16.14).



Рис.16.14. Сравнение полутеней профилей пучка диаметром 4 см, измеренных различными детекторами [17]

Дозиметры на металл-оксидном кремниевом полупроводниковом полевом транзисторе (*MOSFET*) исследуются для использования в клинической дозиметрии и верификации *IMRT* [23]. Благодаря своим малым размерам, *MOSFET* идеальны для дозиметрии малых полей в среде низкой плотности, брахитерапии и in vivo дозиметрии. Детекторы *MOSFET* относительно малы по размеру, их активная зона составляет всего 0.2x0.2 мм<sup>2</sup>. Они энергонезависимы в мегавольтном диапазоне. Также их чувствительность практически не зависит от мощности дозы и температуры. Было отмечено, что дозиметры на базе *MOSFET* схожи с традиционными дозиметрами по воспроизводимости результатов, линейности, энергетическому и угловому отклику. Несмотря на это, детекторы MOSFET используются в основном для специализированных измерений дозы в точке. Возможная причина кроется в малом сроке службы, а также необходимости периодической калибровки для поддержания точности измерений.

Гелевые детекторы [24] тканеэквивалентны и воспроизводят трехмерную карту распределения дозы с большим пространственным разрешением. Они энергетически независимы в достаточно широком диапазоне, что делает их превосходными для измерений трехмерных дозовых распределений. Паппас и др. [28] получили достоверную информацию для конусных коллиматоров с помощью гелевых детекторов. Обратная сторона применения гелевых дозиметров состоит в том, что их изготовление требует существенных затрат времени для достижения подходящего состояния для работы, а считывание данных с них основывается на техниках визуализации, достаточно восприимчивых к артефактам. В результате новых исследований с гелем *MAGIC* были получены обнадеживающие результаты, говорящие о его полезности в дозиметрии *SRS* и *IMRT*.

Радиофотолюминисцентные [26] стеклянные пластины успешно используются для дозиметрии *SRS* и кибер-ножа. Сцинтилляционные детекторы различных форм также используются в дозиметрии малых и удлиненных полей. Делаются попытки применения в дозиметрии малых полей аланиновых пластинок [27], используя метод электронного спинового резонанса (ЭСР); однако, подобные устройства имеют определенные ограничения и не могут быть использованы в клинике, за исключением верификации дозы в точке в центре объекта, а также в специальных лабораториях.

# 6. Определение спектра пучков тормозного излучения медицинских ЛУЭ

До последнего десятилетия при расчете дозовых распределений системами дозиметрического планирования (СДП) ЛТ для убыстрения процесса использовалось приближение эффективной энергии для пучков тормозного излучения, выходящих из головки ЛУЭ, т.е. расчет велся для одной эффективной энергии фотонов. С повышением требований к точности расчетов, учитывая также широкое применение различных модифицирующих пучок устройств (например, сглаживающий фильтр, динамичнский клин, многолепестковый коллиматор и др.), такой подход стал неудовлетворительным. В современных системах СДП применяется уже разделение спектра фотонов, зависящего от геометрии облучения, на несколько групп и расчет дозы для кажой группы отдельно с последующей суперпозицией. Однако инструментальные методы измерения энергетических распределений тормозного излучения ускорителей электронов, как правило, затруднительны из-за высоких значений интенсивности используемых импульсных пучков фотонов. Расчетное же определения спектра, хотя и возможно (см. главу 3) при ряде упрощающих допущений о геометрии головки, но всегда желательным является их экспериментальное подтверждение.

Одним из возможных подходов к решению проблемы является метод восстановления на основе измерения дозовых распределений в штатном приборе онкологических клиник, а именно, водном фантоме [29, 30]. В работе [13] проведены исследования возможности реконструкции эффективного спектра пучка тормозного излучения медицинского ЛУЭ на основании соответствующей математической обработки измеренных на различной глубине облучаемого фантома пространственных дозных профилей.

Любая спектрометрическая система включает два компонента: собственно измерительную систему и комплекс средств обработки данных. Для спектрометра в общем виде аппаратурный спектр n(V) связан с истинным спектром  $\varphi(E)$  следующим образом:

$$\varphi(V) = \int_{0}^{\infty} n(E) \cdot K(E, V) dE , \qquad (16.6)$$

где K(E,V) есть функция отклика спектрометра, которая определяет связь между энергией регистрируемой частицы E и сигналом на выходе детектора V.

В представленном здесь варианте метод восстановления спектров тормозного излучения осуществляется на основе комбинированного использования нескольких глубинных дозных профилей  $D_i^j$  в плоскостях, перпендикулярных к оси падения пучка излучения (левая часть интегрального уравнения – экспериментальные данные), *i* – число точек дозного распределения на глубине *j* =

=1,2,3. Если измерения  $D_i^j$  проведены в плоскостях на глубинах *j* и известны соответствующие функции отклика  $F_i^j(k)$ , где k – значения энергий искомого спектра, то для каждого *j*-го уравнения в дискретном представлении

$$D_i^j = \sum_n n^j(k_n) \cdot F_i^j(k_n) \Delta k_n \,. \tag{16.7}$$

Дозовые профили для моноэнергетических фотонов – ядра  $F_i^j(k_n)$  уравнения (16.7) – рассчитывались методом Монте-Карло.

Восстановления модельных спектров тормозного излучения определяется следующей последовательностью процедур: на основании заданного в многогрупповом представлении спектра  $n(k_j)$  и имеющегося набора функций отклика  $K_i(k_j)$  рассчитывается ряд значений поглощенной энергии, которые далее рассматриваются как «экспериментальные данные». Далее, используя эти значения, реализуется итерационный процесс восстановления спектра.

Решение уравнения (16.7) относительно распределения  $n(k_j)$  проводилось методом направленного расхождения.

Решение методом итераций требует задания спектра начального приближения  $\phi_{\gamma}^{0}$ . Априорные сведения, на основании которых может быть задан спектр начального приближения, в значительной степени определяет эффективность получения достоверного результата. Выбор вида начального приближения является в большой степени произвольной процедурой. В качестве начального приближения Виарда для случая полного поглощения моноэнергетических электронов в толстой мишени без учета самопоглощения фотонов; аналитическое представление спектра интенсивности имеет следующий вид:

$$\frac{dI}{dk}(k) = E_0 \cdot \left\{ 4 \cdot (1 - \frac{k}{T_0}) - 3 \cdot \frac{k}{T_0} \cdot \ln \frac{T_0}{k} \right\},$$
(16.8)

где  $T_0$  – начальная энергия электрона. Для учета эффекта самопоглощения фотонов в мишени была введена некоторая эффективная толщина  $d_{эф\phi}$ , с учетом которой спектр начального приближения  $\phi^0(E_{\gamma})$  представлялся в виде:

$$\varphi^{0}(k) = \frac{dI}{dk}(k) \cdot \exp(-\mu(k) \cdot d_{\varphi\phi\phi}), \qquad (16.9)$$

где  $\mu(k)$  – коэффициент полного поглощения для тяжелой мишени (*Z* = 74). Величина  $d_{эф\phi}$  в процессе итераций была переменной корректирующей переменной, значение которой изменялось в определенной последовательности.

Данная модель формирования спектра была реализована для расчета энергетического распределения тормозного излучения ( $T_0 = 6$  MB), падающего на водный фантом, и последующего расчета дозных распределений с использованием восстановленного спектра.

Расчеты проводились для трех плоскостей j = 1, 2, 3 (водный фантом  $30 \times 30 \times 30$  см<sup>3</sup>, глубины 5 см, 15 см, 25 см, расстояние "источник – детектор" 100 см и площадь облучения  $10 \times 10$  см<sup>2</sup>); полученные для первичного спектра начального приближения и для каждой итерации три спектра усреднялись:

$$n(k) = \sum_{j=1}^{3} n^{j}(k) / 3.$$
 (16.10)

Полученный спектр приводится на рис. 16.15. Сравнение экспериментальных и расчетных данных показало, что наблюдается их удовлетворительное согласие для дозовых профилей на различных глубинах (рис. 16.16,*a*) и для центрального глубинного дозового распределения (рис. 16.16,*б*).



Рис. 16.15. Результаты восстановления спектра тормозного излучения с граничной энергией 6 МВ



Рис. 16.6. Сравнение глубинных дозных распределений (*a*) и глубинных дозных профилей на глубине водного фантома 15 см (*б*); результаты измерений (о) и расчет (+) для восстановленного спектра тормозного излучения

# 7. Актуальные проблемы

Современная лучевая терапия включает в себя значительное количество направлений, связанных с различными технологиями и различными видами ионизирующих излучений, применяемых для облучения [3, 4]. В каком-то отношении эти направления развиваются самостоятельно и конкурируют друг с другом, с другой стороны, они часто применяются совместно. Поэтому кроме общих актуальных проблем в каждом направлении существуют свои нерешенные задачи. Отметим некоторые дозиметрические проблемы, которые можно считать достаточно общими для всех направлений.

Вероятно наиболее актуальной задачей является создание миниатюрных дозиметрических детекторов, обладающих достаточной чувствительностью и отсутствием зависимости чувствительности от энергии ионизирующих излучений. Особенно важны такие детекторы для создания системы in vivo дозиметрии. В этом отношении интересны новые так называемые квантовые точечные детекторы [30], представляющие собой полупроводники размером несколько нм и содержащие  $10^2 - 10^5$  атомов.

Безусловно недостаточной является точность расчета поправочных факторов, учитывающих негомогенности и нерегулярности формы поверхности тела пациентов.

В современной радиохирургии, стереотаксической лучевой терапии и лучевой терапии с модуляцией интенсивности важными и недостаточно изученными вопросами являются абсолютные измерения дозы в малых полях и измерения дозовых профилей узких пучков. Современное состояние этой проблемы освещается в работах [34 – 37].

# Список литературы

1. Ратнер Т.Г., Лютова Н.А. Клиническая дозиметрия. Теоретические основы и практическое применение. М.: Изд-во "Весть". 2006.

2. Костылев В.А., Наркевич Б.Я. Медицинская физика. М.: Издво "Медицина", 2008.

3. Handbook of radiotherapy physics. Theory and practice / Ed. by P. Mayles, A. Nahum, J.-C. Rosenwald. New York, London: Taylor & Francis. 2007.

4. Климанов В.А. Радиобиологическое и дозиметрическое планирование лучевой и радионуклидной терапии. Часть 1 и 2. М.: НИЯУ МИФИ. 2011.

5. Методические указания. Государственная система обеспечения единства измерений. Поглощенные дозы фотонного (1 – 50 МэВ) и электронного (5 – 50 МэВ) излучений в лучевой терапии. Методы определения // РД 50-691-86. 1986.

6. IAEA. Absorbed dose determination in external beam radiotherapy: An international Code of Practice for dosimetry based on standard dose to water // Technical Report Series no. 398. IAEA, Vienna. 2000.

7. МАГАТЕ. Определение поглощенной дозы при дистанционной лучевой терапии: Международные практические рекомендации по дозиметрии, основанные на эталонах единицы поглощенной дозы в воде. Серия технических докладов № 398 // МАГАТЕ. Перевод на русск. 2004.

8. Лебеденко И.М., Крылова Т.А. Методическое пособие по определению поглощенной дозы при дистанционной лучевой терапии для энергий фотонного (1 – 50 МэВ) и электронного излучений (4 – 50 МэВ) в соответствии с протоколом Международного Агентства по Атомной Энергии TRS 398 // РОНЦ им. Н.Н. Блохина РАМН. М.: 2011.

9. AAPM (American association of physics in medicine). Task Group 20: Protocol for Heavy Charged-particle Therapy Beam Dosimetry// Rep. 16, AAPM, New York: 1986.

10. Vynckier S., Bonnett D.E., Jones D.T.L. Code of practice for clinical proton dosimetry // Radiother. Oncol. V. 20. 1991. P. 53–63.

11.Vynckier S., Bonnett D.E., Jones D.T.L. Supplement to the code of practice for clinical proton dosimetry // Radiother. Oncol. V. 32. 1994. P. 174–176.

12. ICRU (International commission on radiation units and measurements). Clinical proton dosimetry, Part I: Beam Production, Beam Delivery and Measurement of Absorbed Dose // Rep. 56. ICRU. Bethesda. MD. 1996.

13. Small fields: Nonequilibrium radiation dosimetry. I.J.Das, G. X. Ding, A. Ahnesjo // Med. Phys. V. 35. 2008. P. 206 – 215.

14. Extrafocal radiation: A unified approach to the prediction of beam penumbra and output factors for megavoltage x-ray beams. M. B. Sharpe, D. A. Jaffray, J. J. Battista, P. Munro // Med. Phys. V. 22. 1995. P. 2065–2074.

15. Ding G. X., Duggan D. M., Coffey C. W. Commissioning stereotactic radiosurgery beams using both experimental and theoretical methods // Phys. Med. Biol. V. 51. 2006. P. 2549–2566.

16. Li X. A., Soubra M., Szanto J., Gerig L. H. Lateral electron equilibrium and electron contamination in measurements of head-scatter factors using miniphantoms and brass caps // Med. Phys. V. 22. 1995. P. 1167–1170.

17. Choice of Radiation Detector in Dosimetry of Stereotactic Radiosurgery–Radiotherapy. I. J. Das, M. B. Downes, . Kassaee, Z. Tochner // J.O.Radioth. V. 3. 2000. P. 177 – 186.

18. Laub W. U., Wong T. The volume effect of detectors in the dosimetry of small fields used in IMRT // Med. Phys. V. 30. 2003. P. 341-347.

19. Rikner G., Grusell E. General specifications for silicon semiconductors for use in radiation dosimetry // Phys. Med. Biol. V. 32. 1987. P. 1109–1117.

20. Алмазные детекторы в относительной дозиметрии фотонных, электронных и протонных радиационных полей. В.С. Хрунов, С.С.Мартынов, С.М.Ватницкий et al // Radiat.Prot.Dosimetry. V.33. 1990. Р. 155-157.

21. Horowitz Y. S. The theoretical and microdosimetric basis of thermoluminescence and applications to dosimetry // Phys. Med. Biol. V. 26.1981. P. 765-824

22. TG-69: Radiographic film for megavoltage beam dosimetry. S. Pai, I. J. Das, J. F. Dempsey et al // Med. Phys. V. 34. 2007. P. 2228–2258.

23. Ramani R., Russell S., O'Brien P. F. Clinical dosimetry using MOSFETs // Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys. V. 37. 1997. P. 959–964.

24. Three-dimensional visualization and measurement of conformal dose distributions using magnetic resonance imaging of BANG polymer gel dosimeters. G. S. Ibbott, M. J. Maryanski, P. Eastman et al // Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys. V. 38. 1997. P. 1097–1103.

25. Pappas E. et al. Experimental determination of the effect of detector size on profile measurements in narrow photon beams // Med. Phys. V. 33. 2006. P.3700-3710.

26. Application of a radiophotoluminescent glass plate dosimeter for small field dosimetry. F. Aaki, T. Ishidoya, T. Ikegami et al // Med. Phys. V. 32. 2005. P. 1548–1554.

27. Chen F., Graeff C. F. O., Baff O. K-band EPR dosimetry: Small field beam profile determination with miniature alanine dosimeter // Appl. Radiat. Isot. V. 62. 2005. P. 267–271.

28. Laub W.U., Wong T. The volume effect of detectors in the dosimetry of small fields used in IMRT // Med. Phys. V. 30. 2003. P.341-347.

29. Garcia-Vicente F. et al. Experimental determination of the convolution kernel for the study of the spatial response of a detector // Med. Phys. V. 25. 1998. P.202-207.

30. M. Rrmar, D. Nikolic, P. Krstonosic. A simple method for bremsstrahlung spectra reconstruction from transmission measurements // Med.Phys. V. 29(6). 2002. P. 932 938.

31. A. Ahnesjo, P. Andreo. Determination of effective bremsstrahlung spectra and electron contamination for photon dose calculations // Phis. Med. Biol. V. 34(10). 1989. P. 1451 1464.

32. Ю.В. Журов, В.А. Климанов, Ю.В. Семенов, В.В. Смирнов Реконструкция эффективного спектра тормозного излучения на// основании обработки пространственных дозных профилей и глубинного дозового распределения // Медицинская физика. Т. 50 (2), 2011. С. 23÷30.

33. Optical degradation of CdSe/ZnS quantum dots upon gamma-ray irradiation. R.Z. Stodilka, J.L. Carson, K. Yu et al//J. Phys. Chem. V. 113. 2009. P. 2580 – 2585.

34. Казанцев П.В., Климанов В.А. Применение ионизационного метода в дозиметрии фотонных терапевтических пучков малого размера // Медицинская физика. № 47(3). 2010. С. 14-22.

35. Казанцев П.В., Климанов В.А. Реконструкция дозовых профилей малых полей фотонно-го излучения // Медицинская физика. №4. 2013. С. 49-56.

36. Климанов В.А., Казанцев П.В. Калибровка пучков фотонов и электронов с помощью полостных ионизационных камер. Часть 1// Медицинская физика. №4. 2013. С. 49-56.

37. Климанов В.А., Казанцев П.В. Калибровка пучков фотонов и электронов с помощью полостных ионизационных камер. Часть 2// Медицинская физика. №1 (61). 2014. С. 100 – 111.

# Глава 17. Дозиметрия в ядерной медицине

Отличительная особенность ядерной медицины заключается во введении внутрь организма пациентов радиофармпрепаратов (РФП) или радиотрассеров в некапсулированном виде, испускающих ионизирующее излучение внутри тела человека. Вопросами определения доз при внутреннем облучении занимается специальный раздел радиационной дозиметрии, называемый "Дозиметрия инкорпорированных радионуклидов" или "Внутренняя дозиметрия". По этой причине дозиметрия в ядерной медицине является, в основном, внутренней дозиметрией.

Экспериментальное определение доз внутреннего облучения, как отмечается в главе 14, представляет чрезвычайно трудную проблему, поэтому значения доз находятся преимущественно расчетным путем. Основные принципы и методы дозиметрии инкорпорированных излучений применительно к проблемам радиационной безопасности были описаны в главе 14. В настоящей главе рассматриваются особенности применения расчетных методов внутренней дозиметрии в области ядерной медицины.

Учитывая широкое использование формул для расчета доз, ученые, работающие в области дозиметрии, привели в настоящее время эти формулы к очень простым формам, удобным для практического применения в ядерной медицине. Однако простота формул, облегчая их применение, часто маскирует основные принципы и допущения, принятые при их получении. Кроме того, сейчас имеется несколько систем расчета доз при внутреннем облучении, причем каждая со своим набором формул. Такая ситуация может быть причиной их некорректного применения. Поэтому целью настоящей главы является также раскрытие основных концепций, реализуемых при расчетах в рамках этих систем.

# 1. Историческая справка

В истории развития радиационной дозиметрии в ядерной медицине важнейшую роль сыграли (и продолжают играть) две общеизвестные международные организации: Международная комиссия по радиологической защите ((МКРЗ) или англ. Internal commission оп radiological protection (*ICRP*)) и Комитет по медицинской внутренней радиационной дозе ((MBPД) или англ. Medical internal radiation dose (*MIRD*) committee Американского общества ядерной медицины. Целевая установка деятельности обеих организаций является разной. *ICRP* акцентировала свою работу на радиологической защите работников, систематически облучаемых ионизирующим излучением в силу своей профессиональной деятельности. *ICRP* опубликовала большое количество подробной информации по поглощенным дозам для разных радиоактивных медицинских препаратов или, как чаще сейчас называют, радиоактивным фармпрепаратам (РФП) и рекомендации по радиационной безопасности в медицине. С другой стороны, комитет *MIRD* сосредоточился исключительно на пациентах ядерной медицины (ЯМ).

ICRP была основана в 1928 г. как комитет, связанный с Международным конгрессом по радиологии, и в том же году опубликовал свой первый отчет. Публикации и рекомендации этой организации легли в основу большинства программ и законодательств, регулирующих на государственном уровне деятельность, связанную с использованием ионизирующих излучений. В настоящее время *ICRP* организационно состоит из Основных комиссий и постоянно действующих Комитетов. Комитет 1 занимается радиационными эффектами, комиссия 2 – дозовыми пределами, комиссия 3 – радиационной безопасностью и защитой в медицине и комитет 2 – применением и внедрением рекомендаций ICRP. Для анализа отдельных проблем и подготовки проектов рекомендаций ICRP создает проблемные и рабочие группы. За последние несколько десятилетий ICRP выпустила много публикаций, оказавших очень сильное влияние на развитие радиационной дозиметрии ЯМ. К таким важнейшим публикациям в первую очередь относятся Публикации номер 26 (1977, [1]), 53 (1987, [2]), 60 (1991, [3]), 103 (2007, [4]), которые ввели понятия и предложили методы определения эффективного дозового эквивалента и его производных, эффективной дозы, суммировали и обобщили данные для определения риска от детерминистских и стохастических эффектов, вызываемых ионизирующим излучением. В Публикации 30 (1979, [5]) были представлены дозиметрические модели кости и костного мозга, желудочнокишечного тракта, системы дыхания. Впоследствии эти модели были пересмотрены в Публикациях 66 (1994, [6]), 70 (1995, [7]) и

100 (2006, [8]). В Публикации 53 [2] и ее аддендумах (1987, 1998, 2008, [9 – 11]) была выполнена компиляция данных по поглощенным дозам для многих РФП и р/н медицинского использования. Существенное влияние на развитие радиационной дозиметрии в ЯМ оказало также введение в Публикации 23 (1975, [12]) понятия и описания фантомов стандартного мужчины и женщины и различных педиатрических фантомов.

Комитет *MIRD* был создан в 1964 г. как узкоспециализированный орган и в своем первом отчете, выпущенном в 1968 г. [13], дал описание схемы расчетной внутренней дозиметрии. С тех пор комитет *MIRD* опубликовал большое количество отчетов, брошюр (памфлетов) и различных оценок поглощенных доз. В отчетах комитета даются аналитические обзоры различных применений ЯМ, в то время как в оценках доз приводятся специфические дозиметрические данные для конкретных РФП.

*ICRP* и комитет *MIRD* параллельно разработали алгоритмы оценки доз от внутреннего облучения, главные из которых рассматриваются в данной главе. Хотя эти алгоритмы фактически идентичны, в них имеются расхождения в используемых обозначениях, терминологии, входных данных и целевых назначениях. Для преодоления этих различий комитет *MIRD* даже опубликовал специальную работу [14].

Сложность и точность расчетов в дозиметрии ЯМ зависит от различных факторов. Они включают:

• использование р/н, отделенных от естественных р/н для включения в искусственные продукты и комплексы или для мечения РФП;

• увеличение пространственной и временной точности и эффективности детектирования устройств визуализации;

• развитие более сложных математических моделей (фантомов), представляющих анатомию человека, с целью повышения точности расчетов распределений поглощенной дозы;

• повышение мощности компьютеров, позволяющее более детальное рассмотрение переноса излучения и поглощения энергии в тканях.

До создания ускорителей частиц и ядерных реакторов в медицине могли использоваться только естественные p/h, такие как <sup>40</sup>K, <sup>232</sup>Th, <sup>235</sup>U и <sup>238</sup>U. При этом, естественно, возникали трудности,
связанные с их выделением, концентрацией, не подходящими схемами распада и биохимическими свойствами. Ситуация кардинально изменилась во второй половине двадцатого века и особенно в последней его четверти. Атомная отрасль выпустила на рынок богатейший набор радиоизотопов с разнообразными схемами распада, химическими и биологическими свойствами. Исследование их применимости в области ЯМ позволило ученым к настоящему времени предложить несколько сотен различных РФП. Одновременное совершенствование аппаратуры для детектирования ионизирующих излучений, систем визуализации и реконструкции распределений РФП в организме пациентов привело к настоящей революции в ЯМ и широкому распространению ее методов для диагностики и терапии заболеваний в рутинной медицине. Это, в свою очередь, принципиально изменило и требования к возможностям и точности расчетов в радиационной дозиметрии в ЯМ.

Остановимся в этом плане несколько подробнее на особенностях ЯМ. Разделение ЯМ на диагностическое и терапевтическое применение отражается, естественно, и на различном рассмотрении биологических эффектов воздействия ионизирующего излучения. Диагностическая ЯМ стремится избежать появления биологических эффектов от облучения, ограничивая поглощенную дозу до минимально приемлемого уровня, позволяющего сохранять необходимую эффективность исследования. В результате биологические реакции на низкие поглощенные дозы являются стохастическими и ограничиваются возможными канцерогенными и генетическими эффектами. Терапевтическая ЯМ, наоборот, стремится добиться гибели онкологических клеток, оптимизируя до минимума радиотоксичность облучения нормальных клеток, попадающих в зону облучения.

Несмотря на совершенно различный биологический интерес диагностической и терапевтической ЯМ для обоих направлений требуется понимание отклика клетки на облучение ионизирующим излучением. Фундаментальная радиобиология клеток млекопитающих является фундаментом для оценки и моделирования риска причинения ущерба здоровью пациента в результате облучения. Однако знание ответа только отдельной клетки на облучение, необходимое для математического моделирования риска, не является достаточным. Весьма существенными для адекватной оценки этих рисков оказываются эпидемиологические данные, определенные на основе изучения результатов облучения популяций. Под понятием риска здесь понимается вероятность неблагоприятных последствий для человека (частота смертельных случаев, снижение продолжительности жизни, частота возникновения профессиональных заболеваний, нетрудоспособности и т.д.) вследствие облучения, проявление которых носит стохастический характер. В большинстве случаев поглощенные дозы, полученные такими когортами людей, являются значительно более высокими, чем дозы, получаемыми пациентами при процедурах визуализации в ЯМ. Следовательно, для оценки риска в диагностической ЯМ необходимо проводить операции экстраполяции от высоких доз к низким дозам.

С другой стороны, специалисты в терапевтической ЯМ исторически много меньше полагались на математическое моделирование и опирались, главным образом, на клинический опыт определения пределов радиотоксичности. Назначаемая активность терапевтических радионуклидов до последнего времени, как правило, приближенно выражалась в одной величине (МБк) или нормализованной к поверхности тела (МБк/м<sup>2</sup>), или к весу пациента (МБк/кг). Однако современные назначения, делаемые в терапевтической ЯМ при сильно выросшем уровне диагностики, в определенной степени начинают учитывать специфику пациента.

# 2. Дозиметрия на разных этапах разработки и внедрения радиофармпрепаратов

Разработка любого медицинского препарата проходит длинный путь до его внедрения в клиническую практику. То же самое происходит и с диагностическими и терапевтическими РФП ядерной медицины, типичный линейный процесс разработки и испытания которых в передовых странах показан на рис. 17.1. Он разделяется на четыре отдельные фазы (этапы). В каждой фазе характеристики или профиль РФП определяется по мере развития процесса с растущей детализацией, в том числе увеличивается число испытаний на людях. На каждом этапе первостепенное внимание уделяется вопросам безопасности РФП. На преклиническом (доклиническом) этапе активно используют биологические (нелюдские) системы для изучения безопасности исследуемых медицинских продуктов (ИМП) до его приема людьми. Биораспределения ИМП и связанные с ними профили внутренней радиационной дозиметрии являются критически важными аспектами этих исследований, а для терапевтических ИМП ЯМ также для предварительного определения их эффективности. Анализ этих преклинических данных абсолютно необходим для получения разрешения на переход к фазе I.



Рис. 17.1. Фазы разработки РФП, проходимые перед применением нового лекарственного средства (ПЛС) согласно[15] в США и ЕС

Отличительная особенность фазы I заключается в том, что это "первый раз в человека". На этом этапе ИМП назначаются здоровым добровольцам или субъектам со специфической болезнью, которую необходимо диагностировать или обрабатывать. Снова важнейшее значение придается изучению безопасности, но теперь тщательно исследуется фармокинетика ИМП. Основой для расчетов внутренней радиационной дозиметрии являются данные по биораспределениям ИМП. Данные этих расчетов применяются для определения эффективной дозы и сопутствующего данному ИМП стохастичекому риску. Однако в данном вопросе следует соблюдать осторожность, так как эффективная доза предназначена, главным образом (см. выше), для целей радиационной безопасности сотрудников, работающих в радиационных отделениях клиник, а не для пациентов.

Фаза II в диагностическом плане отличается тем, что ИМП дается уже не здоровым добровольцам, а пациентам, болезнь которых под вопросом. На этом этапе расширяется профиль безопасности и уточняются и оптимизируются параметры визуализации. Дозиметрические оценки применяются в отдельных случаях, например, для получения биораспределений в специальных группах пациентов, или есть основания предполагать сильное изменение дозиметрических данных в результате развития болезни пациента.

К началу фазы III отличительные атрибуты безопасности, дозиметрии и предварительной эффективности ИМП уже полностью известны. Для диагностических ИМП дозиметрические расчеты уже не требуются, но для терапевтических ИМП, наоборот, требуется персональная дозиметрия, планирование терапии и оценка реакций критических органов и радиочувствительных тканей на облучение для каждого пациента.

# 3. Методы расчета доз при внутреннем облучении

### 3.1. Главные уравнения

Для оценки поглощенных доз во всех важных тканях необходимо определить для каждой ткани количество поглощенной энергии в единице массы. Какие данные требуются для определения этих ключевых параметров: энергия и масса. Для упрощения анализа проблемы рассмотрим объект с равномерно распределенным по его объему радиоактивным материалом. В зависимости от идентификации р/н при его распаде будут испускаться определенные частицы и/или фотоны (лучи) со специфическими для данного р/н энергиями и количеством на распад. Количество распадов в единицу времени (скорость распада) зависит от активности имеющегося радиоактивного материала. Выбранный объект должен иметь какую-то массу. Теперь мы для решения задачи имеем почти все необходимые величины: испускаемая энергия на распад, активность и масса области мишени. Теперь необходим еще один важный фактор, представляющий долю от испускаемой энергии, которая поглощается внутри мишени. Эта величина обычно называется "поглощенная фракция" и обозначается  $\phi$ . В случае фотонов часть испущенной энергии выйдет за пределы области мишени, поэтому фотоны называют проникающим излучением. В случае электронов и  $\beta$ -частиц большая часть энергии обычно считается поглощенной в мишени, т.е. для них  $\phi = 1$ , поэтому эти частицы называют непроникающим излучением. Теперь можно записать общее уравнение для расчета мощности поглощенной дозы в выбранном объекте в виде:

$$\dot{D} = \frac{k \cdot A \cdot \sum_{i} n_{i} \cdot E_{i} \cdot \phi_{i}}{m}, \qquad (17.1)$$

где  $\dot{D}$  – мощность поглощенной дозы (рад/ч или Гр/с); A – активность (мкКи или МБк); n – число частиц (или фотонов) с энергией E (МэВ), испускаемых на один распад ядра;  $\phi$  – доля испускаемой энергии, которая поглощается в объеме мишени; m – масса мишени (г или кг); k – размерная константа пропорциональности (рад г/(мкКи·ч·МэВ) или Гр·кг/(МБк·с·МэВ)).

Очень важно, чтобы константа пропорциональности была правильно рассчитана и применена, иначе результаты вычислений будут бессмысленны. Это же относится и к согласованному выражению всех входящих в формулу (17.1) величин, т.е. правильному применению размерностей. Если активность A выражена в микрокюри, а масса мишени m в граммах, то для определения мощности дозы D в единицах (рад/ч) значение коэффициента пропорциональности k надо взять равным k = 2,13 (рад·г/(мкКи·ч·МэВ)).

Если активность *A* выражена в мегабеккерелях, масса мишени *m* в килограммах, то для определения мощности поглощенной дозы  $\dot{D}$  в единицах (Гр/с) значение коэффициента пропорциональности *k* надо взять равным *k* = 0,16 (Гр·кг/(МБк·с·МэВ)).

Если же активность А выражена в мегабеккерелях, масса мишени *m* в граммах, то для определения мощности поглощенной дозы  $\dot{D}$  в единицах (Гр/ч) значение коэффициента пропорциональности *k* надо взять равным *k* = 0,576 (Гр·г/(МБк·ч·МэВ)).

Включение фактора качества излучения в это уравнение для определения мощности эквивалентной дозы является тривиальной задачей. В дальнейшем в данной главе будут рассматриваться только поглощенные дозы.

На практике часто требуется определить не мощность дозы, а полную поглощенную дозу, создаваемую в мишени, первоначальной назначенной активностью препарата  $A_0$ . Входящая в уравнении (17.1) величина активности приводит к временной зависимости результата расчета. Для определения кумулятивной дозы (полной дозы за все время распада РФП при нахождении его в мишени) требуется рассчитать интеграл по времени от активности р/н ( $\overline{A}$ ), которым мечен фармпрепарат, и учесть долю f от первоначальной активности р/н, которая поступает в объем мишени. Соответствующее выражение для расчета кумулятивной (полной или суммарной) дозы приобретает следующий вид:

$$D = \frac{k \cdot \overline{A} \cdot f \cdot \sum_{i} n_{i} \cdot E_{i} \cdot \phi_{i}}{m}.$$
(17.2)

Если время нахождения р/н в объеме мишени равно t часам, то предполагая эффективное экспоненциальное изменение активности  $A_0$ , получаем:

$$D = \frac{2,13A_0f\sum_i n_i E_i \phi_i}{m\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) = \frac{3,067A_0f\sum_i n_i E_i \phi_i}{m} T_{1/2} (1 - e^{-\lambda t}),$$
(17.3)

где D (рад) – кумулятивная поглощенная доза за время t (ч);  $\lambda$  (ч<sup>-1</sup>) и  $T_{1/2}$  (ч) – постоянная распада и период полураспада р/н соответственно.

Детали и примеры применения уравнений ((17.1) – (17.3)) будут рассмотрены в следующих разделах этой главы.

#### 3.2. Дозиметрические системы

Уравнение (17.2) является наиболее общей формой для расчета кумулятивной дозы. Многие авторы преобразовывали это уравнение от одной формы к другой, чтобы применить к различным ситуациям. Некоторые факторы уравнения (17.1) часто группируются вместе для упрощения вычислений, особенно для р/н со сложным спектром эмиссии. Отдельные физические величины, такие как поглощенная фракция и масса, комбинируются в одну величину. Но как бы они не комбинировались, перегруппировывались или переставлялись в разных уравнениях, все они сохраняют свой физический смысл, определенный выше. При одинаковых начальных данных и допущениях во всех дозиметрических системах расчета должен получаться одинаковый результат. Иногда кажущееся различие между системами и их усложненный вид уравнений могут смутить пользователя. Тщательное исследование с целью распознания этих сгруппированных факторов может помочь преодолеть подобные затруднения.

#### 3.3. Метод Маринелли – Квимби – Хайна

До 40-х годов прошлого века состояние методов расчета доз в дистанционной радиотерапии и брахитерапии было значительно более продвинутым, чем в терапии с применением инкорпорированных источников. Ситуацию изменили три основообразующих работы Маринелли [16] и Маринелли с соавторами [17, 18]. В этих публикациях был предложен способ расчета доз, создаваемых в ткани β-эмиттерами в результате их полного распада. Формула имеет вид

$$D_b = 73, 8 \cdot C \cdot E_b \cdot T_{1/2}, \tag{17.4}$$

где  $D_b$  – доза в рад; C – концентрация р/н в единицах (мкКи/г);  $E_b$  – средняя энергия в единицах (МэВ), испускаемая на один распад р/н;  $T_{1/2}$  – период полураспада р/н в днях. Как будет видно позднее, кумулятивная активность дается здесь на период полураспада начальной активности в ткани, умноженный на 1,443. Другие члены в уравнении (17.4) связаны с членами общего уравнения (17.1) сле-

дующим образом: k = 73,8/1,443 = 51,1; C – активность на массу и для  $\beta$ -эмиттера полагаем, что  $\phi = 1$ .

Для  $\gamma$ -излучателей значение  $\phi$  можно оценить из геометрических факторов *g*, рассчитанных для мишеней в виде сферы и цилиндра фиксированных размеров в работе [19]. Мощности дозы были рассчитаны на основе выражения для мощности дозы от точечного источника фотонов, проинтегрированного по объему, занимаемому источником.

Пусть имеется произвольной формы однородный объект с плотностью  $\rho$  и с равномерно распределенной по его объему активностью р/н, концентрация которого в единице массы равна C (рис. 17.2,a). Выделим в этом объекте элементарный объем dV и представим его как точечный источник с активностью  $C \times \rho \times dV$ . Тогда вклад в мощность поглощенной дозы, создаваемый таким точечным источником вблизи точки P, в рассматриваемом методе будет равен

$$d\dot{D} = k_1 \cdot C \cdot \Gamma \cdot g, \tag{17.5}$$

где Г – специфическая константа гамма мощности (или интенсивности), равная мощности экспозиции на один распад в бесконечной среде от точечного источника (аналог гамма- постоянной  $K_X$ , применяемой в отечественной научной литературе [20]);  $k_1$  – коэффициент перехода от энергетического эквивалента рентгена к энергетическому эквиваленту грея (или рад); g – геометрический фактор, который в рассматриваемом случае элементарного точечного источника равен  $g = \rho \cdot dV \cdot \exp(-\mu r)/r^2$ ;  $\mu$  – линейный коэффициент ослабления фотонов в материале объекта; r – расстояние между элементом объема и точкой расчета.



Рис. 17.2. К расчету геометрического фактора для объекта произвольной формы (*a*) и для цилиндра (б)

Суммарная величина мощности поглощенной дозы от всех фотонов определяется следующим уравнением:

$$\dot{D}_{\gamma} = 10^{-3} \cdot \Gamma \cdot C \cdot \int_{V} \frac{\exp(-\mu \cdot r)}{r^{2}} \cdot dV, \qquad (17.6)$$

где  $\dot{D}_{\gamma}$  – мощность поглощенной дозы фотонов, рад/ч;  $\Gamma$  – специфическая константа гамма-мощности, являющаяся эквивалентом  $k \times \Sigma n_i \times E_i$  в базовом уравнении (17.2).

Таким образом, фактор  $F = \int \exp(-\mu r) / r^2 \cdot dV$  выступает как поглощенная доля фотонов и величина  $1/r^2$  связана с геометрическим ослаблением излучения. Интеграл в этом выражении может быть получен аналитически только для простых геометрий. Так для объекта в виде шара радиусом *R* для точки расчета *P*, расположенной в центре шара, этот интеграл равен

$$F = \frac{4\pi}{\mu} (1 - e^{-\mu R}).$$
(17.7)

Для объекта в виде цилиндра (рис. 17.2,*б*) фактор *F* целесообразно записать в цилиндрической системе координат:

$$F = 4\pi \int_{0}^{H/2} dz \int_{0}^{R} \frac{e^{-\mu\sqrt{r^{2}+z^{2}}}}{r^{2}+z^{2}} \cdot r \cdot dr.$$
 (17.8)

Интеграл (17.8) не берется аналитически, но можно получить аппроксимационное решение, если разложить экспоненту в ряд,

оставив в нем только два члена. Тогда после преобразований получаем [15]:

$$F = \pi \left[ 4 \cdot \operatorname{arctg} \frac{H}{2R} + H \cdot \ln\left(1 + \left(\frac{2R}{H}\right)^2\right) \right] - 2\pi \cdot \mu \cdot R \left[ \frac{H}{2R} \sqrt{1 + \left(\frac{H}{2R}\right)^2} + \ln\left(\frac{H}{2R} + \sqrt{1 + \left(\frac{H}{2R}\right)^2}\right) - (17.9) - \frac{\pi \cdot \mu \cdot H^2}{2} + \frac{H}{2} \left(\frac{\mu \cdot R}{2}\right)^2 \right].$$

## 3.4. Современные расчетные методы дозиметрии ядерной медицины

В этом разделе рассматриваются современные методы расчета доз, создаваемых РФП в организме человека, в том числе методы MIRD и ICRP.

#### 3.4.1. Источники данных

Все методы расчета во внутренней радиационной дозиметрии в качестве входных данных требуют знания радиационных характеристик, назначаемых р/н, анатомии, в которой производится расчет, и, наконец, биокинетики РФП.

Радиационные характеристики, необходимые при расчетах доз, включают:

• схемы радиоактивного распада ядер (тип распада, выход эмиссии, энергия излучения, период полураспада);

• коэффициенты (поперечные сечения) взаимодействия испускаемых излучений с веществом (коэффициенты ослабления, коэффициенты передачи и поглощения энергии, ограниченные и неограниченные тормозные способности, радиационные тормозные способности).

Данные по схемам радиоактивного распада ядер не являются статичными, они непрерывно пересматриваются и уточняются, поэтому их новые версии нужно отслеживать в научной литературе. Как правило, эти уточнения не сильно сказываются на финальной точности расчетов доз в ЯМ, так как неопределенности в других используемых данных, особенно в биологических, бывают значительно выше. Уточнения в коэффициентах взаимодействия обычно связаны с совершенствованием теоретических представлений и редко существенно сказываются на погрешностях расчета.

Ядерные, атомные и радиологические данные в настоящее время доступны на сайтах национальных и международных исследовательских центров и лабораторий. Неполный перечень таких сайтов включает следующие адреса:

• Национальный центр ядерных данным США (Brookhaven National Laboratory): <u>http://www.nndc.bnl.gov/;</u>

• Российский центр ядерных данных (Физико-энергетический институт, г. Обнинск): <u>mmarina@ippe.obnisk.ru;</u>

• Средство оценки радиационной дозы (Radiation Dose Assessment Resource (RADAR)): <u>http://www.doseinfo-radar/com/</u> RADAR-HOME.html;

• Международное агентство по атомной энергии (Internal Atomic Energy Agency (IAEA)): <u>http://www.iaea.org/;</u>

• Национальный институт стандартов и технологи Франции (National Institute of Standards and Technology (NIST)): <u>http://physics.nist.gov/</u> PhysRevData.

Как отмечалось выше, для проведения расчетов доз, получаемых внутренними органами и тканями, во входные данные необходимо включить также анатомические и радиобиологические данные. При выполнении расчетов для целей радионуклидной терапии конкретного пациента такие данные получают в результате специальных исследований пациента, например, на компьютерном томографе. Однако для низкодозовой диагностической ЯМ обычно бывает достаточно анатомических данных для Стандартного (референсном, англ. reference) Человека, данных этнической, половой и возрастной групп, представленных в соответствующих антропоморфных фантомах. Эти фантомы описываются ниже.

## 3.4.2. Метод MIRD

Подход комитета *MIRD* к оценке поглощенных доз, получаемых тканью или органом от активности, содержащейся в самом или в другом органе, был впервые опубликовании в 1968 г. [13]. Вслед за этой работой последовали уточняющие и обобщающие публикации

[21,22]. В своей первоначальной форме *MIRD* уравнение имеет замечательно простую форму и определяет поглощенную дозу в области мишени  $\vec{r}_T$  за время *t*, создаваемую активностью, содержащейся в области источника  $\vec{r}_s$ :

$$D_{\vec{r}_T} = \overline{A}_{\vec{r}_S}(t) \cdot S(\vec{r}_T \leftarrow \vec{r}_S, t), \qquad (17.10)$$

где  $\overline{A}_{\vec{r}_S}$  – полное число ядерных распадов, которое имело место в области источника за время *t*, известное как кумулятивная активность;  $S(\vec{r}_T \leftarrow \vec{r}_S, t)$  – величина, которая связывает поглощенную дозу в области мишени за время *t* с кумулятивной активностью в области источника и известная как *S*-фактор. Другими словами *S*-фактор представляет собой среднюю поглощенную дозу в области источника за время *t*.

В практической ядерной медицине *S*-факторы предварительно рассчитываются для разных комбинаций  $\vec{r}_T \, u \, \vec{r}_S$ . Временные зависимости поглощенной дозы, кумулятивной активности и *S*-фактора допускаются в схеме *MIRD*, так же как и вариации объема и морфологии некоторых источников во времени. Двумя наглядными примерами являются мочевой пузырь, который при заполнении мочой раздувается, а при опорожнении, наоборот, сжимается, и опухоли, которые могут увеличиваться в размере (при неудачной терапии) или уменьшаться в результате терапии. Таким образом, геометрия задачи в этих примерах изменяется во времени.

В схеме *MIRD* опытным путем необходимо только измерить кумулятивную активность  $\overline{A}_{\vec{r}_s}$  в области источника и использовать рассчитанный *S*-фактор для определения ее вклада в поглощенную дозу, получаемую областью мишени. Вместе с тем, надо понимать, что за простотой уравнения (17.10) скрывается большое количество физических деталей. Эти детали будут представлены через их вывод для области источника  $\vec{r}_s$  и области мишени  $\vec{r}_T$  (рис. 17.3).



Рис. 17.3. К определению S-фактора в схеме MIRD

Области источника и мишени могут совпадать между собой, тогда S-фактор учитывает, фактически, самопоглощение излучения в источнике. Доля энергии, освобождаемой при радиоактивном распаде в  $\vec{r}_{s}$  и представляющей либо энергию фотонов, либо энергию заряженных частиц, поглощается в области мишени  $\vec{r}_{T}$ . Следовательно, мощность поглощенной дозы вблизи  $\vec{r}_{T}$  в момент времени t, обусловленная активностью  $A_{\vec{r}_{s}}$  в  $\vec{r}_{s}$  равна

$$\dot{D}(t) = \frac{dD_{\vec{r}_T}}{dt} = A_{\vec{r}_S}(t) \cdot S(\vec{r}_T \leftarrow \vec{r}_S, t).$$
(17.11)

Повторим, что S-фактор представляет собой часть энергии, освобождаемой (испускаемой) при единичном радиоактивном распаде в области источника, которая поглощается в области мишени, нормализованная на массу области мишени  $m_{\vec{r}_T}$ . Из-за зависимости от расстояния, разделяющего  $\vec{r}_S$ ,  $\vec{r}_T$ , и массы  $m_{\vec{r}_T}$  S-фактор является для данного р/н функцией половых и возрастных размеров и расстояний между областями источника и мишени. В схеме *MIRD* они определяются как специфические органы, ткани или содержание органов, хотя нет особого смысла ограничивать предопределенные органы источника и мишени. Например, схема может быть применена к воксельным фантомам, в которых распределение активности и поглощенной дозы оценивается для индивидуальных вокселей, определенным из томографических визуализационных данных.

Полная поглощенная доза в  $\vec{r}_T$  равна интегралу от мощности поглощенной дозы, даваемой формулой (17.11), по времени облучения  $T_{\rm exp}$ 

$$D_{\vec{r}_T}(T_{\exp}) = \int_0^{T_{\exp}} \frac{dD_{\vec{r}_T}}{dt} \cdot dt = \int_0^{T_{\exp}} A_{\vec{r}_S}(t) \cdot S(\vec{r}_T \leftarrow r_S, t) \cdot dt.$$
(17.12)

При расчетах в ЯМ значение  $T_{exp}$  устанавливается обычно  $T_{exp} = \infty$ , в то время как в расчетах по радиационной безопасности для профессионалов эта величина берется равной  $T_{exp} = 50$  лет. На практике область мишени облучается несколькими районами источников, поэтому уравнение (17.12) следует переписать в виде суммы по всем  $N_S$  районам источников:

$$D_{\vec{r}_{T}}(T_{\exp}) = \sum_{\vec{r}_{S}=1}^{N_{S}} \int_{0}^{T_{\exp}} A_{\vec{r}_{S}}(t) \cdot S(\vec{r}_{T} \leftarrow r_{S}, t) \cdot dt.$$
(17.13)

Из определения *S*-фактора можно написать следующую расчетную формулу:

$$S(\vec{r}_T \leftarrow \vec{r}_S, t) = \frac{\sum_i E_i \cdot n_i \cdot \phi(\vec{r}_T \leftarrow \vec{r}_S; E_i, t)}{m_{\vec{r}_T}(t)}, \qquad (17.14)$$

где суммирование ведется по всем каналам распада ядра;  $m_{\vec{r}_T}(t)$  – масса объема мишени в момент времени t;  $\phi(\vec{r}_T \leftarrow \vec{r}_S; E_i, t)$  – поглощенная доля энергии  $E_i$ , которая испускается в момент времени t из области источника  $\vec{r}_S$  и поглощается в объеме мишени  $\vec{r}_T$ .

В табл. 17.1, в качестве примера, приводятся значения *S*факторов для р/н <sup>99m</sup>Tc для разных комбинаций областей мишени и источника, взятые из публикации комитета *MIRD* 1975 г. [23]. Данные в этой работе получены для широкого круга р/н с помощью расчета методом Монте-Карло для типовых антропоморфных фантомов. Хорошая компиляция результатов последних расчетов *S*фактора выполнена Стабином в работе [24].

Орган-	Орган-источник								
Muuou							III.		
мишень	моче-	1104-	me-	Легкие	Celle-	лички	щито-		
	вой	ки	чень		зенка		видная		
	пу-						железа		
	зырь								
Стенки	1.6E-4	2,8E-7	1,6E-7	3,6E-8	1,2E-7	4,8E-6	2,1E-9		
мочевого									
пузыря									
Кости	9,2E-7	1,4E-6	1,1E-6	1,5E-6	1,1E-6	9,2E-7	1,0E-6		
Живот	2,7E-7	3,6E-6	1,9E-6	1,8E-6	1,0E-5	3,2E-8	4,5E-8		
Почки	2,6E-7	1,9E-4	3,9E-6	8,4E-7	9,1E-6	4,0E-8	3,4E-8		
Печень	1,7E-7	3,9E-6	4,6E-5	2,5E-6	9,8E-7	3,1E-8	9,3E-8		
Легкие	2,4E-8	8,5E-7	2,5E-6	5,2E-5	2,3E-6	6,6E-9	9,4E-7		
Кожа	5,5E-7	5,3E-7	4,9E-7	5,3E-7	4,7E-7	1,4E-6	7,3E-7		
Селезенка	6,6E-7	8,6E-6	9,2E-7	2,3E-6	3,3E-4	1,7E-8	1,1E-7		
Яички	4,7-6	8,8E-8	6,2E-8	7,9E-9	4,8E-8	1,4E-3	5,0E-10		
Щитовид-	2,1-9	4,8E-8	1,5E-7	9,2E-7	8,7E-8	5,0E-	2.3E-3		
ная железа						10			

#### Значения S-фактора в единицах средней поглощенной дозы на единицу кумулятивной активности (рад/(мкКи·ч)) для <sup>99m</sup>Tc [23]. Для перевода в единицы СИ (Гр/(МБк·ч)) необходимо данные в табл. 17.1 поделить на 3,7

Стабин и Зигель в работе [25] расширили определение *S*фактора, включив в него радиационный взвешивающий фактор из *ICRP* Публикации 26 [1] для наиболее значимых продуктов радиоактивного распада:

$$S(\vec{r}_T \leftarrow \vec{r}_S, t) = \frac{\sum_i W_{R,i} \cdot E_i \cdot n_i \cdot \phi(\vec{r}_T \leftarrow \vec{r}_S; E_i, t)}{m_{\vec{r}_T}(t)}.$$
 (17.15)

Уравнение (17.14) для *S*-фактора нередко записывается в упрощенной форме:

$$S(\vec{r}_T \leftarrow \vec{r}_S; t) = \sum_i \Delta_i \cdot \Phi(\vec{r}_T \leftarrow \vec{r}_S; E_i; t), \qquad (17.16)$$

где  $\Delta_i = n_i \cdot E_i$  – средняя энергия, испускаемая при каждом распаде по *i*-каналу;

$$\Phi(\vec{r}_T \leftarrow \vec{r}_S; E_i; t) = \frac{\phi(\vec{r}_T \leftarrow \vec{r}_S; E_i; t)}{m_{\vec{r}_T}(t)}$$
(17.17)

называется удельной поглощенной долей (фракцией) и определяется как поглощенная доля на единицу массы объема мишени.

Выражение (17.15) для р/н, испускающих β-частицы с непрерывным спектром, удобно записать в непрерывной форме:

$$S(\vec{r}_T \leftarrow \vec{r}_S; t) = \int_{0}^{E_{\text{max}}} E \cdot \Phi(\vec{r}_T \leftarrow \vec{r}_S; E; t) \cdot dE.$$
(17.18)

Комбинируя уравнения (17.13), (17.17), (17.18) и устремляя время облучения к бесконечности, получаем следующее уравнение для поглощенной дозы в мишени:

$$D_{\vec{r}_{T}} \equiv D_{\vec{r}_{T}}(\infty) = \sum_{\vec{r}_{S}=1}^{N_{S}} \int_{0}^{\infty} A_{\vec{r}_{S}}(t) \cdot S(\vec{r}_{T} \leftarrow \vec{r}_{S}; t) \cdot dt =$$
  
=  $\sum_{\vec{r}_{S}=1}^{N_{S}} \int_{0}^{\infty} A_{\vec{r}_{S}}(t) dt \int_{0}^{E_{\text{max}}} E \cdot \Phi(\vec{r}_{T} \leftarrow \vec{r}_{S}; E; t) \cdot dE.$  (17.19)

Выражение (17.19) является наиболее общей формой уравнения для расчета поглощенной дозы в области мишени с учетом временных изменений в морфологии и размерах органов. На практике удельную поглощенную долю считают постоянной во времени, и тогда уравнение (17.19) записывается в следующем виде:

$$D_{\vec{r}_T} = \sum_{\vec{r}_S=1}^{N_S} \int_{0}^{E_{\text{max}}} \vec{A}_{\vec{r}_S} \cdot E \cdot \Phi(\vec{r}_T \leftarrow \vec{r}_S; E) \cdot dE, \qquad (17.20)$$

где  $\overline{A}_{\overline{r}_{s}} = \int_{0}^{\infty} A_{\overline{r}_{s}}(t) \cdot dt$  – кумулятивная активность. Отметим, что кумулятивная активность является безразмерной величиной, так как определяется как произведение активности (время<sup>-1</sup>) на время.

#### 3.4.3. Поглощенная доза, создаваемая тормозным излучением β-частиц

Как известно, при торможении заряженных частиц в среде создается тормозное излучение, вероятность образования которого обратно пропорциональна массе частиц. Проникающая способность этого излучения значительно выше, чем у заряженных частиц. Поэтому имеет смысл рассмотреть вклад тормозного излучения в поглощенную дозу, создаваемую  $\beta$ -излучающими частицами. Впервые эта проблема исследовалась для РФП, меченных <sup>90</sup>Y, в работе [26]. Авторы обратили внимание, что в некоторых случаях вклад тормозного излучения в дозу является существенным. Позднее Стабин с коллегами моделировал поглощенную дозу от тормозного излучения, используя удельную поглощенную долю от точечного моноэнергетического источника фотонов с энергией  $E_{\gamma}$  на расстоянии *r* от источника [27]. Использованное ими выражение имеет вид

$$\Phi(r, E_{\gamma}) = \frac{\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}(E_{\gamma})\right) \cdot e^{-\mu(E_{\gamma})r} \cdot B_{en}(\mu r, E_{\gamma})}{4\pi r^{2}}, \qquad (17.21)$$

где  $\mu_{en}/\rho$  – массовый коэффициент поглощения энергии;  $B_{en}$  – энергетический фактор накопления. Для полиэнергетического пучка тормозного излучения среднее значение удельной поглощенной доли получается интегрированием по спектру фотонов  $f(E_{\gamma})$ 

$$\Phi(r) = \int_{0}^{E_{\text{max}}} \Phi(r, E_{\gamma}) \cdot f(E_{\gamma}) \cdot dE_{\gamma}.$$
(17.22)

Данный метод был применен авторами работы [27] для расчета поглощенной дозы в печени и селезенке, при равномерном распределении β-эмиттера иттрия-90 по объему этих органов. Было получено, что на расстоянии 1 мм от источника доза от тормозного излучения в 1000 раз меньше, чем от β-частиц. Однако при увеличении расстояния до 1 см, значения доз становятся примерно равными.

# 3.4.4. Изменения S-фактора, обусловленные изменением масс мишени и источника

Значения *S*-факторов обычно рассчитываются предварительно для стандартизованных районов источников и мишеней, определяемых из типовых референсных антропоморфных фантомов. Однако имеется возможность модифицировать полученные таким образом значения *S*-факторов, чтобы учесть изменения в массе органов-источников. Например, такая необходимость может возникнуть для оценки дозиметрии конкретного пациента на основе предварительных данных по *S*-факторам, рассчитанным для стандартного фантома.

Пусть  $m_{\vec{r}_S}$  – масса области источника  $\vec{r}_S$  и  $S(\vec{r}_T \leftarrow \vec{r}_S)$  – предварительно рассчитанное значение S-фактора и пусть  $m'_{\vec{r}_S}$  и  $S(\vec{r}_T \leftarrow \vec{r}'_S)$  – соответствующие величины для того же района источника, но идентифицированного как  $\vec{r}'_S$  и имеющего теперь массу  $m'_{\vec{r}_S}$ . Рассмотрим случай района источника с самопоглощением, обусловленным испусканием частиц внутри района. Предположим, что существует состояние равновесия заряженных частиц. При таком состоянии энергия, вносимая заряженными частицами внутрь элементарного объема, равняется энергии, выносимой заряженными частицами из этого объема. Тогда поглощаемые доли энергии

 $\phi(\vec{r}_{S} \leftarrow \vec{r}_{S}, E) = \phi(\vec{r}_{S}' \leftarrow \vec{r}_{S}', E) = 1$ . Из уравнения (17.15) следует, что *S*-фактор масштабируется линейно с изменением массы при условии существования электронного равновесия. Отсюда для заряженных частиц имеем

$$\phi(\vec{r}'_{S} \leftarrow \vec{r}'_{S}, E) = \frac{m_{\vec{r}_{S}}}{m'_{\vec{r}_{S}}} \phi(\vec{r}_{S} \leftarrow \vec{r}_{S}, E).$$
(17.23)

Рассмотрим теперь случай, когда испускающий  $\beta$ -частицы р/н равномерно распределен по телу, опять существует электронное равновесие, тело имеет массу  $m_{WB}$ , и энергия, освобождаемая при каждом распаде, равна *E*. Так как поглощенная доля энергии в области мишени  $\phi(\vec{r}_{T} \leftarrow WB, E) = 1$ , то

$$\Phi(\vec{r}_T \leftarrow WB) = \frac{1}{m_{WB}}.$$
(17.24)

Отсюда с учетом (17.14) получаем значение S-фактора в виде

$$S(r_T \leftarrow WB) = \frac{E}{m_{WB}}.$$
 (17.25)

Далее рассмотрим зависимость самопоглощения *S*-фактора от массы органа для р/н, испускающих фотоны и равномерно распределенных внутри органа. Для этого используем дозовое ядро для точечного моноэнергетического источника, испускающего фотоны с энергией  $E_{\gamma}$  в секунду, в гомогенной среде с плотностью р [30]:

$$\dot{D}(r) = \frac{E_{\gamma}}{4\pi r^2} k \frac{\mu_{en}}{\rho} e^{-\mu r} B_D(E_{\gamma}, \mu r), \qquad (17.26)$$

где k – конверсионный фактор, равный 1,6×10<sup>-8</sup> г·сГр/МэВ, для получения мощности поглощенной дозы в единицах (сГр/с);  $B_D$  – дозовый фактор накопления.

С учетом (17.26) и предполагая, что форму объема органа можно взять в виде шара радиусом r', получаем

$$\Phi(\vec{r}'_{S} \leftarrow \vec{r}'_{S}; E_{\gamma}) = \frac{3}{4\pi r'^{2} \rho} \int_{0}^{2\pi} d\phi \int_{-1}^{1} d(\cos\theta) \times \\ \times \int_{0}^{r'} dr \cdot r \frac{\mu_{en}(E_{\gamma})}{4\pi |\vec{r} - \vec{r}'|^{2}} e^{-\mu(E_{\gamma})|\vec{r} - \vec{r}'|} B_{D}(E_{\gamma}, \mu |\vec{r} - \vec{r}'|). \quad (17.27)$$

Если  $\mu(E_{\gamma})$ ·*r*' небольшое, то  $B_D(E_{\gamma}, \mu | \vec{r} - \vec{r}' |) \approx 1$ . Последнее позволяет найти аналитическое решение для интегралов в (17.27):

$$\Phi(\vec{r}'_{S} \leftarrow \vec{r}'_{S}; E_{\gamma}) = \frac{3}{4\pi r'^{2}\rho} \frac{\mu_{en}(E_{\gamma})}{\mu(E_{\gamma})} (1 - e^{-\mu(E_{\gamma})r'} \simeq \frac{3\mu_{en}(E_{\gamma})}{4\pi r'^{2}\rho}.$$
 (17.28)

Если теперь (17.28) преобразовать к поглощенной доли энергии, то

$$\phi(\vec{r}'_{S} \leftarrow \vec{r}'_{S}) = \left(\frac{m'_{\vec{r}_{S}}}{m_{\vec{r}_{S}}}\right)^{1/3} \times \phi(\vec{r}_{S} \leftarrow \vec{r}_{S}).$$
(17.29)

Рассмотрим теперь случай, когда район мишени и масштабируемый по массе район источника разделены в пространстве. Если расстояние между ними заметно не изменяется с изменением масс источника и мишени, то удельная поглощенная доля энергии будет независимой от изменений масс областей источника и мишени. Однако самопоглощение излучения в этом случае изменяется согласно следующему соотношению:

$$\Phi(\vec{r}_{S}' \leftarrow \vec{r}_{S}') = \left(\frac{m_{\vec{r}_{S}}}{m_{\vec{r}_{S}}'}\right)^{2/3} \times \Phi(\vec{r}_{S} \leftarrow \vec{r}_{S}).$$
(17.30)

#### 3.4.5. Нормированная кумулятивная активность

На практике при табуляции данных физические величины поглощенной дозы и кумулятивной активности нормируются на назначаемую активность *A*<sub>0:</sub>

$$D_{\vec{r}_T,Norm} = \sum_{r_s=1}^{N_s} \overline{A}_{r_s,Norm} S(\vec{r}_T \leftarrow \vec{r}_S;t), \qquad (17.31)$$

где нормированная кумулятивная активность в районе источника равна:

$$\overline{A}_{\overline{r}_{S},Norm} = \frac{\overline{A}_{\overline{r}_{S}}}{A_{0}}.$$
(17.32)

Размерностью нормированной кумулятивной активности является время, которое исторически используется как размерность резидентного времени. Так как последний термин потенциально может привести к путанице и ошибочно интерпретироваться как биологическое время полувыведения, или эффективное время жизни, или другое временное понятие, то использование нормировки кумулятивной активности в виде (17.32) является в настоящее время почти стандартом [15].

Особенность нормированной кумулятивной активности проявляется при ее суммировании во всем районам, содержащим активность. Рассмотрим непрерывный случай, где  $A(\vec{r}_{S},t)$  – активность в позиции  $\vec{r}_{S}$  в момент времени *t* внутри объема, для которого назна-

чена активность  $A_0$ . Полное число распадов за все время в этом объеме  $N_{sum}$  представляет двойной интеграл

$$N_{sum} = \int_{V} d^{3} \vec{r}_{S} \int_{0}^{\infty} dt \cdot A(\vec{r}_{S}, t) = \int_{0}^{\infty} dt \int_{V} d^{3} \vec{r} \cdot A(\vec{r}_{S}, t) = \int_{0}^{\infty} dt \cdot A_{0} \cdot e^{-\lambda_{p} t} = \frac{A_{0}}{\lambda_{p}}.$$
(17.33)

Используя (17.32) и (17.33), получаем

$$\int_{V} d^{3} \vec{r} \cdot \vec{A}_{\vec{r}_{S},Norm}(\vec{r}_{S},t) = \frac{1}{\lambda_{p}}.$$
(17.34)

При дискретной локализации районов источников, интеграл в (17.40) заменяется на суммирование нормированных кумулятивных активностей

$$\sum_{r_s} \overline{A}_{r_s,Norm} = \frac{1}{\lambda_p}.$$
(17.35)

#### 3.4.6. Memod ICRP

*ICRP* опубликовала две всеобъемлющие системы внутренней дозиметрии для использования в профессиональной деятельности, главным образом, в ядерном топливном цикле. Публикация II (1960 г. [28]) стала частью национальных законодательных актов в области радиационной безопасности во многих странах мира. Однако затем в 1979 г. *ICRP* провела полную ревизию своих рекомендаций в Публикации 30 [29]. Важно отметить, что: а) обе публикации предназначены для профессиональных работников и рассчитывают не поглощенную, а эквивалентную дозу; б) хотя они разработаны в одной и той же организации, однако, с первого взгляда, могут показаться совершенно различными. Вместе с тем, они полностью совпадают по концепции и отличаются только в определенных внутренних допущениях.

В *ICRP* системе II мощность дозового эквивалента определяется по формуле

$$\dot{H} = \frac{51, 2A \cdot \xi}{m}.$$
 (17.36)

Это уравнение похоже на уравнение (17.1), преобразованное для расчета дозового эквивалента, но многие члены кажутся пропущенными. На самом деле они включены в фактор  $\xi$ , который равняется

$$\xi = \sum_{i} n_{i} \cdot E_{i} \cdot \phi_{i} \cdot Q_{i}. \qquad (17.37)$$

Коэффициент 51,2 в формуле (17.23) – это k в формуле (17.1), переводящий результат расчета в единицы (бэр/день) при активности в микрокюри, массе в граммах и энергии в мегаэлектронвольтах. На основе уравнения (17.36) и некоторых предположений о кинетике р/н в теле человека *ICRP* разработала систему ограничений на концентрацию р/н в воздухе и воде для сотрудников, занятых в атомной индустрии, и для населения. Это хорошо известные максимально допустимые концентрации р/н, в случае непревышения которых годовая эквивалентная доза на критические органы, получаемая сотрудниками, непрерывно работающими в таких условиях, не превысит установленные ограничения.

В *ICRP* системе 30 кумулятивный дозовый эквивалент определяется по следующей формуле:

$$H_{50,T} = 1,6 \times 10^{-10} \sum_{S} U_{S} \cdot SEE(T \leftarrow S), \qquad (17.38)$$

где  $H_{50,T}$  – суммарная эквивалентная доза, получаемая областью мишени за период 50 лет после введения р/н; T и S обозначают области мишени и источника соответственно.

Последнее уравнение кажется не имеет ничего общего с уравнением (17.2) и другими уравнениями, рассмотренными выше. Однако это то же самое уравнение (17.2), только переписанное в другой форме. Фактор *SEE* имеет в (17.38) следующее определение:

$$SEE = \frac{\sum_{i} n_i \cdot E_i \cdot \phi_i (T \leftarrow S) \cdot Q_i}{m_T}.$$
(17.39)

В уравнении (17.38)  $U_s$  является другим символом для обозначения кумулятивной активности, а коэффициент  $1,6 \times 10^{-10}$  представляет k. В этой системе единиц (СИ) данное значение коэффициента k приводит к кумулятивным дозовым эквивалентам в зивертах при условии выражения активности в беккерелях, массы в граммах, энергии в мегаэлектронвольтах и соответствующих зна-

чениях факторов качества. Это уравнение, так же как и в *ICRP* системе II, использовалось для разработки системы ограничения дозы для профессиональнов. Но в отличие от *ICRP* системы II ограничения налагаются на поступление активности внутрь организма в течение года, чтобы предотвратить кумулятивные дозы (не непрерывные мощности дозы) от превышения установленных пределов. Эти количества активности были названы пределами годовых поступлений. Они определили концентрации в воздухе, которые являются прямыми аналогами максимально возможных воздушных концентраций, рассчитанными из годовых пределов поступления.

Реальное нововведение в *ICRP* системы 30 состоит в использовании так называемого дозового эквивалента ( $H_e$ ). Конкретным органам или системам органов были назначены безразмерные взвешивающие факторы (см. глава 4), которые являются функцией их предполагаемой относительной радиочувствительности к возникновению летального рака или генетических дефектов. Умножение эквивалентной дозы в органе на назначенный взвешивающий фактор дает взвешенный эквивалент дозы. Сумма взвешенных дозовых эквивалентов дает эффективный эквивалент дозы, позднее по рекомендации той же *ICRP* [3] эту величину чаще называют эффективной дозой. Смысл этого понятия заключается в том, что если дозой, равной эффективному дозовому эквиваленту облучать однородно все тело, то это приведет к такому же суммарному риску, как и при неоднородном облучении.

Такое понимание эффективного дозового эквивалента полностью отличается от дозового эквивалента для всего тела, который рассчитывается с величинами *SEE* для всего тела. Доза на все тело часто является бессмысленной в ситуациях с внутренней дозой, так как неоднородное и локализованное поглощение энергии усредняется по массе всего тела (70 кг).

Одна реальная разница, которая существует между дозами, рассчитанными согласно *ICRP* системы II и рассчитанными в соответствии с *ICRP* системой 30 (и *MIRD*), заключается в том, что авторы первой использовали очень упрощенный фантом для оценки поглощенных долей энергии. Все органы и тело представлялись в виде сфер с однородным заполнением. Кроме того, органы могли облучать только себя. Поэтому хотя вклад от эмиссии излучения из других органов был рассмотрен, органы могли получить дозу только, если содержали активность. Отсюда вытекает причина различия в значениях поглощенных долей энергии для эмиссии фотонов, наблюдаемая между *ICRP* системой II и *ICRP* системой 30 (и *MIRD*).

# 4. Практическое рассмотрение

В предыдущих разделах главы были представлены основные уравнения для большинства систем внутренней дозиметрии. Широкому использованию этих уравнений существенно способствовала систематическая публикация данных по основным факторам и параметрам, входящим в уравнения, для различных комбинаций органов-источников и органов-мишеней, широкого круга р/н и разных фантомов (математическое описание тела человека). Остановимся на некоторых из них, разработанных в системе *MIRD*.

# 4.1. S-Факторы для фантома стандартного человека

В 1975 г. комитет *MIRD* опубликовал компиляцию *S*-факторов [31] в гетерогенном фантоме, разработанном в Окриджской Национальной Лаборатории (США) первоначально Снайдером с коллегами [32]. Этот фантом называют чаще всего фантомом Фишера–Снайдера, но иногда фантомом *MIRD*. Он состоит из серии геометрических форм, сконструированных для представления размера, формы и массы тела и органов человека в том стандартном виде, как они описаны в *ICRP* Публикации 23 [12]. На рис. 17.4 показаны внешняя форма, размеры и разрез тела, выявляющий многие внутренние органы. Границы органов описываются математическими выражениями, они заполнены мягкой тканью, костью или легочной тканью с элементным составом, даваемым в той же публикации [12].

Данный фантом был использован для расчета методом Монте-Карло поглощенных фракций энергии фотонов для органовисточников, облучающих как себя, так и другие органы. Поглощенные фракции энергии для электронов и β-частиц (плюс или минус) в основном, были установлены равными единице при самооблучении и нулю при облучении других органов. Исключения из этого правила включают: *a*) органы, разделенные стенками, и имеющие разный состав; *б*) сегменты кости и костного мозга.

При условии, что правила оценки поглощенных долей энергии определены, значение *S*-фактора для любого р/н и заданной комбинации источник-мишень рассчитываются по формуле (17.14). Таким способом в работе [31] значения *S*-факторов были табулированы для 117 р/н, 20 источников и областей мишеней, включенных в фантом. Если имеется возможность определить кумулятивную активность для всех наиболее важных органов-источников, то поглощенная доза для любого заданного органа-мишени оценивается по простой формуле



$$D_{\vec{r}_T} = \sum_{\vec{r}_S} \overline{A}_{\vec{r}_S} \cdot S(\vec{r}_T \leftarrow \vec{r}_S).$$
(17.40)

Рис. 17.4. Изображение разреза тела (*a*) с внутренними органами, внешнего вида, формы и габаритных размеров (*б*) фантома Фишера–Снайдера [12]

Таким образом, если известны интегралы по времени от кривых активности (обычно это наиболее трудная задача при дозиметрическом анализе), то уравнение (17.40) сводит весь сложный процесс расчета поглощенной дозы применительно к модели стандартного человека с однородным распределением активности в каждом органе к двухшаговым вычислениям (для одного органа-источника).

### 4.2. Серия педиатрических фантомов

В 1987 г. Кристи и Еккерман в Окриджской Национальной Лаборатории разработали серию фантомов, представляющих детей разного возраста (новорожденный, 1, 5, 10 и 15 лет) и совершеннолетнего человека весом 70 кг [33]. Серия была создана в результате всестороннего изучения медицинской и другой литературы.

Таблица 17.2

Район	Возраст						
источника	Ново-	1	5 лет	10	15 лет	Взрослый	
	рожденный	год		лет	девушка	человек	
Полный вес	3400	9800	19000	32000	55000-	70000	
фантома					58000		
Надпочечная железа	5,83	3,52	5,27	7,22	10,5	16,3	
Мозг	352	884	1260	1360	1410	1420	
Молочная железа	0,205	1,10	2,17	3,65	407	403	
(включая кожу)							
Молочная железа	0,107	0,73	1,51	2,6	361	351	
(исключая кожу)							
Содержимое желчного пузыря	2,12	4,81	16.7	38,5	49,0	55,7	
Стенки желчного пузыря	0,408	0,91	3.73	7.28	9,27	10,5	
Желудочно-кишечный тракт							
Пониженное наполнение тол-	6,98	18,3	36,6	61,7	109	143	
стой кишки							
Пониженные стенки толстой	7,98	20,6	41,4	70,0	127	167	
кишки							
Стенки и содержимое тонкой	52,9	138	275	465	838	1100	
кишки							
Содержимое желудка	10.6	36,2	75.1	133	195	260	
Стенки желудка	6,41	21.8	46.1	85,1	118	158	

Массы (г) разных районов источников в серии фантомов Кристи [33]

Продолжение	табл.	17.2
-------------	-------	------

Повышенное наполнение толстой кишки	11,2	28,7	57.9	97,5	176	238
Стенки толстой кишки при повышенном		27,8	55,2	93.4	168	220
наполнении		-	-			
Содержимое сердца	36,5	72,7	134	219	347	454
Стенки сердца	25,4	50,6	92,8	151	241	316
Почки	22,9	62,9	116	173	248	299
Печень	121	292	584	887	1400	1910
Легкие	50,6	143	290	453	651	1000
Яичники	0.328	0,71	1.73	3,13	10,5	8,71
Поджелудочная железа		10,3	23,6	30,0	64,9	917.3
Остальная ткань	2360	6400	13300	23100	40000	51800
Кожа	118	271	538	888	2150	3010
Селезенка	9,11	25,5	48,3	77,4	123	183
Яички	0,843	1,21	1,63	1,89	15/5	39,1
Вилочковая железа		22,9	26.6	31,4	28,4	17.9
Щитовидная железа		1,78	3,45	7,93	12,4	20,7
Содержимое мочевого пузыря		32,9	64,7	103	160	211
Стенки мочевого пузыря		7,70	117.5	23,2	35,9	47,6
Матка		1,45	2,7	4,16	79,0	79,0
Все тело		9720	19800	33200	56800	73700



Рис. 17.5. Внешний вид и два разреза, показывающие внутренние органы для серии педиатрических фантомов Кристи и Еккермана [33]

На рис. 17.5 представлена внешняя форма этих фантомов и два среза, показывающих внутренние органы. *S*-факторов. Однако пока эта работа выполнена частично (только для <sup>99m</sup>Tc [24]).

В табл. 17.2 приводятся средние массы органов, принятые для разных фантомов. Для этой серии фантомов были рассчитаны удельные поглощенные фракции (поглощенные доли энергии на единицу массы в органе-мишени). Их можно скомбинировать с данными по схемам распада для получения полной поглощенной дозы.

#### 4.3. Серия фантомов беременных женщин

Серия фантомов беременных женщин была разработана в Окриджской Национальной Лаборатории Стабином с коллегами [34]. Серия состоит из трех фантомов, представляющих женщину в конце каждого трехмесячного периода беременности. Для этой серии снова были рассчитаны, в основном, только удельные поглощенные фракции.

### 4.4. Воксельные (томографические) фантомы всего тела

Воксельные или томографические фантомы всего тела отличаются от рассмотренных выше стилизованных фантомов тем, что отдельные органы в таких фантомах не моделируются с помощью геометрических аппроксимаций. Вместо этого, как в традиционной КТ визуализации, фантом формируется из индивидуальных вокселей (3-мерных прямоугольных ячеек), которые затем сегментируются и группируются для представления отдельных органов и структур внутри органов в качестве областей источника и мишени. Воксели могут сами выступать как отдельные источники и мишени.

Воксельные томографические фантомы обеспечивают более детальное и реалистическое описание человеческого тела, что, в свою очередь, повышает точность дозиметрических расчетов для конкретного пациента, особенно когда фантом создается на базе томографических исследований. Такой подход составляет фундамент дозиметричеких расчетов применительно к конкретному пациенту.

Отметим, что в диагностической ЯМ подобный подход не очень актуален, так как стандартные поглощенные дозы невелики, и ошибки в два-три раза представляются допустимыми. Обратная ситуация имеет место в терапевтической ЯМ.

# 4.5. Эффективный период полувыведения

Как известно, радиоактивный распад происходит согласно кинетике первого порядка, и, соответственно, число атомов и активность р/н уменьшаются со временем по закону радиоактивного распада, имеющего вид:

 $dN/dt = -\lambda N;$   $N = N_0 \exp(-\lambda t);$   $A = A_0 \exp(-\lambda t),$  (17.41) где  $N_0$  и  $A_0$  – первоначальное количество атомов и активность р/н;  $\lambda$  – постоянная радиоактивного распада.

Выход многих вещества и препаратов из тела и из определенных органов также описывается дифференциальными уравнениями первого порядка. Уравнение для определения уменьшения количества нерадиоактивного вещества в органе в таком случае имеет вид, подобный (17.41):

$$X(t) = X_0 \exp(-\lambda_b t), \qquad (17.42)$$

где  $X_0$  и X – первоначальное количество и количество вещества в момент времени t соответственно;  $\lambda_b$  – константа биологического выведения (исчезновения), равная  $\lambda = 0,693/T_b$ , где  $T_b$  – время биологического полувыведения, аналогичное периоду полураспада  $T_{1/2}$  (или  $T_p$ ) для радиоактивных веществ.

Если теперь ввести в тело или в определенный орган определенное количество радиоактивного материала, то на изменение его количества будут влиять два кинетических процесса первого порядка: радиоактивный распад и биологическое выведение. Соответственно можно ввести эффективную константу выведения  $\lambda_e$ , равную сумме

$$\lambda_e = \lambda_p + \lambda_b, \qquad (17.43)$$

где  $\lambda_p$  – постоянная радиоактивного (физического) распада.

Эффективный период полувыведения для объединения двух процессов будет равен

$$T_e = \frac{T_p \cdot T_b}{T_p + T_b}.$$
(17.44)

Для веществ, подчиняющихся данным закономерностям, интеграл от кривой активность-время, можно определить из следующего соотношения:

$$\overline{A} = \int_{0}^{\infty} A(t) \cdot dt = \int_{0}^{\infty} fA_{0} \exp(-\lambda_{e}t) \cdot dt = \frac{f \cdot A_{0}}{\lambda_{e}} = 1,443 fA_{0}T_{e}, \quad (17.45)$$

где  $A_0$  – назначенная активность; f – доля от назначенной активности в области (органе) в начальный момент времени.

Таким образом, эффективное время полувыведения является критическим параметром при определении кумулятивной активности и кумулятивной дозы.

### 4.6. Резидентное время

Резидентное время (или время пребывания) определяется в системе *MIRD* следующим образом:

$$\tau = \overline{A} / A_0, \qquad (17.46)$$

где  $A_0$  – назначенная активность.

Единицей измерения этой величины является (мкКи/(ч·мкКи = ч). Используя введенную величину, уравнение для поглощенной дозы (17.40) можно переписать в виде:

$$D_{\vec{r}_T} / A_0 = \sum_{\vec{r}_S} \tau_S \cdot S(\vec{r}_T \leftarrow \vec{r}_S).$$
(17.47)

Последняя форма уравнения дает возможность определять дозу на единицу назначаемой активности (мГр/МБк или рад/мкКи), что позволяет легко применять формулу к нескольким разным исследованиям пациента, каждое из которых назначается с разным количеством активности. Отсюда можно получить и другую формулу для расчета т:

$$\tau = 1,443 f \cdot T_e. \tag{17.48}$$

# 5. Программное обеспечение и ресурсы Интернета

### 5.1. Програмные комплексы MIRDOSE и OLINDA

Широкое распространение в сообществе ЯМ получил программный комплекс для персональных компьютеров *MIRDOSE* [35] для расчетов в области внутренней дозиметрии. Коды *MIRDOSE* 2 и 3 внедрили в практику использование человеческих фантомов *MIRD*, представляющих мужчин, женщин в качестве базиса, детей и беременных женщин. Эти программные комплексы автоматизируют расчеты внутренней дозы для широкого круга РФП (> 200) для различных органов и областей в этих фантомах, позволяют выполнять быстрое сравнение расчетов для разных случаев, исследовать дозовые распределения в разных органах и разных районах костного мозга. Эти коды также широко применяются как инструмент обучения внутренней дозиметрии в университетах и профессиональных тренировочных центрах.

Позднее комлекс *MIRDOSE* был усовершенствован и получил название *OLINDA/EMX* (Organ Level INternal Dose Assessment/Exponential Modeling) [36]. Этот комплекс написан на языке *Java*, но основные принципы и функции *MIRDOSE* сохранились и добавились новые. Увеличилось число органов и число радионуклидов (стало более 800, включая многие альфа-эмиттеры).

# 5.2. Cucmeмa RADAR

Система *RADAR* была разработана для обеспечения сообщества ЯМ данными в электронной форме для выполнения расчетов дозы [37]. Группа, работавшая над этой системой, создала и поддерживает в Интернете вебсайт (адрес: <u>www.doseinfo-radar.com</u>), откуда можно получить оценки доз внутреннего и внешнего облучений. Большая часть данных доступна для прямой загрузки. Дозовые факторы преимущественно для р/н, предсталяющих интерес для ЯМ, сделаны сейчас доступными для распространения с программным обеспечением *MIRDOSE* [35], но сами факторы никогда не публиковались. Ситуация несколько изменилась с выходом моно-

графии Стабина [24], в которой дозовые факторы приводятся частично (в основном для <sup>99m</sup>Tc).

Сайт *RADAR* обеспечивает данными по схемам распада и дозовым факторам в геометрии фантомов Кристи и Еккермана для более чем 800 р/н [38]. Данные по дозовым факторам определяются на базе принципов, описанных в работе [25] и рассмотренных в настоящей главе.

## 6. Актуальные проблемы

Внутренняя дозиметрия является предметом активных исследований многие десятилетия и доведена до очень высокого теоретического и практического уровня. Несмотря на это, многие задачи остаются мало изученными, особенно в областях, связанных с биологией. Кроме того, всегда будут появляться новые препараты, кинетику и дозовые распределения которых необходимо исследовать. В настоящее время для таких исследований существует ряд хорошо зарекомендовавших себя методов, однако эта работа является достаточно трудоемкой и требует высокой квалификации. Особенно не простую задачу представляет получение необходимых экспериментальных данных. Во многих областях существуют большие пробелы информации. Примеры включают проникновение РФП через плаценту, данные по кинетике РФП для детей разного возраста и во время беременности, данные по распределению РФП внутри тканей и клеток. Математические методы и компьютерные модели для расчета доз, создаваемых ионизирующим излучением в тканях и даже на уровне клеток, сегодня имеются в достаточном количестве, однако их широкому внедрению часто препятствует недостаток биологических данных и параметров. Основной приоритет в краткосрочном периоде следует уделить развитию и внедрению адекватных дозиметрических моделей кости и костного мозга [38].

Связи радиационной дозы с ближайшими и отдаленными последствиями облучения по-прежнему остаются в центре внимания и трудно анализируются на уровне доз, получаемых пациентами в

ЯМ. Оценка радиационных доз является обязательным условием при разработке новых РФП, однако, радиационная дозиметрия редко используется в рутинной клинической практике. Вместе с тем, применение различных диагностических И терапевтических средств (маркеров) позволяет дать объективную оценку и оптимизировать безопасность пациента. Медицинский персонал часто скептически относится к способности радиационной дозиметрии прогнозировать наблюдаемые эффекты как результат корреляции между значениями доз, рассчитанными на основе разработанных в ЯМ модельных представлений, и проявляемых на практике токсических эффектах в костном мозге, почках, селезенке и других радиочувствительных органах.

В настоящее время много усилий фокусируется на четырех направлениях:

1. Проведение расчетов доз для конкретных пациентов с их индивидуальной анатомией. Учитывая все возрастающую мощь вычислительной техники, следует ожидать перехода от расчета доз в отдельных органах к полномасштабным 3-мерным расчетам дозовых распределений в теле пациентов с применением строгих методов теории переноса, как, например, метод Монте-Карло. На важность такого подхода указывают результаты работы А. Диволи с коллегами, которые сравнили результаты расчета доз у пациентов от р/н <sup>131</sup>I по программе *OLINDA* с использованием *S*-факторов, с результатами расчета методом Монте-Карло по программе *MCNPX* [39]. Расхождение между результатами составило 26 %.

2. Выявление сложных связей полученных доз со специфической биологией отдельного пациента с целью более адекватного прогнозирования индуцированных излучением эффектов.

3. Создание миниатюрных дозиметрических детекторов для invivo внутренней дозиметрии. Особенно актуально это направление для радионуклидной терапии.

4. Разработка адекватных методов индивидуального дозиметрического планирования радионуклидной терапии.

1. ICRP (1977) Recommendations of the International commission on radiological protection – ICRP publication 26. International commission on radiological protection. Pergamon. Oxford.

2. ICRP (1987) Biokinetics and dosimetry: general considerations – ICRP publication 53. International commission on radiological protection. Pergamon. Oxford.

3. ICRP (1991) Recommendations of the International commission on radiological protection – ICRP publication 60. International commission on radiological protection. Pergamon. Oxford.

4. ICRP (2007) Recommendations of the International commission on radiological protection – ICRP publication 103. International commission on radiological protection. Pergamon. Oxford.

5. ICRP (1979) Limits for intakes of radionuclide workers – ICRP publication 103. International commission on radiological protection. Pergamon. Oxford.

6. ICRP (1994) Human respiratory tract model for radiological protection – ICRP publication 66. International commission on radiological protection. Pergamon. Oxford.

7. ICRP (1995) Basic anatomical and physiological data for use in radiation protection: skeleton – ICRP publication 70. International commission on radiological protection. Pergamon. Oxford.

8. ICRP (2006) Human alimentary tract model for radiological protection – ICRP publication 100. International commission on radiological protection. Pergamon. Oxford.

9. ICRP (1991) Radiation dose to patient from radiopharmaceuticals: addendum 1 to ICRP publication 53. International commission on radiological protection. Pergamon. Oxford.

10. ICRP (1998) Radiation dose to patient from radiopharmaceuticals: addendum 2 to ICRP publication 53. International commission on radiological protection. Pergamon. Oxford.

11. ICRP (2008) Radiation dose to patient from radiopharmaceuticals: addendum 3 to ICRP publication 53. International commission on radiological protection. Pergamon. Oxford.

12. ICRP (1975) Report on the task group on reference man – ICRP publication 23. International commission on radiological protection. Pergamon. Oxford.

13. Loevinger R., Berman M. A shema for absorbed-dose calculations for biologically-distributed radionuclides – MIRD pamphlet number 1 // J. Nucl. Med. V. 9 (suppl. 1), 1968. P.7–117.

14. Bolch W.E., Eckerman K.F., Sgouros G., Tomas S.P. MIRD pamphlet number 21: a generalized schema for radiopharmaceutical dosimetry – standardization of nomenclature // J. Nucl. Med. V. 50. 2006. P. 477 - 4817.

15. McParland. Nuclear medicine radiation dosimetry. Advanced theoretical principles // Springer. 2010.

16. Marinelli L.D. Dosage determination with radioactive isotopes // Am. J. Roentgen Radium Therapy. V. 47. 1942. P. 210–216.

17. Marinelli L.D., Quimby E.H., Hine G.J. Dosage determination with radioactive isotopes I. Fundamental dosage formulae // Nucleonics. V. 2. 1948. P.56 – 66.

18. Marinelli L.D., Quimby E.H., Hine G.J. Dosage determination with radioactive isotopes II. Practical considerations in therapy and protection // Nucleonics. V.2. 1948. P. 56 – 66.

19. Hine G., Brownell G. Radiation dosimetry / New York. 1956. Academic Press.

20. Машкович В.П., Кудрявцева А.В. Защита от ионизирующего излучения. Справочник / 4-е издание. М.: Энергоатомиздат. 1995.

21. Loevinger R., Budinger T., Watson E. MIRD primer for absorbed dose calculations // New York. 1988. Society of Nuclear Medicine.

22. Watson E.E., Stabin M.G., Siegel J.A. MIRD formulation // Med. Phys. V.17. 1993. P. 511 – 5117.

23. "S" absorbed dose per unit cumulated activity for selected radionuclides and organs // MIRD pamphlet no.11. New York. 1975. Society of Nuclear Medicine.

24. Stabin M.G. Fundamental of nuclear medicine dosimetry // New York. 2008. Springer.

25. Stabin M.G., Siegel J.A. Physical models and dose factors for use in personal dose assessment // Health Phys. V. 85. 2003. P. 294 – 310.

26. Williams L., Wong J., Findley D., Forell B. Measurement and estimation of organ bremsstrahlung radiation dose // J. Nucl. Med. V. 30. 1986. P. 1373 – 1377.

27. Stabin M.G., Eckerman K.F., Ryman J.C., Williams L.E. Bremstrahulung radiation dose in yttrium-90 therapy applications // J. Nucl. Med. V. 35. 19917. P. 1377 - 1380.

28. ICRP (1960) Report of committee II on permissible dose for internal radiation – ICRP Publication II // Health Phys. V. 3. 1960. P. 1 – 380.

29. ICRP (1979) Limits for intakes of radionuclides by workers – ICRP Publication 30 // New York. 1976. Pergamon Press.

30. Гусев Н.Г., Климанов В.А., Машкович В.П., Суворов А.П. Защита от ионизирующих излучений. Том 1. Физические основы защиты от излучений // М.: Энергоатомиздат,1986.

31. Snyder W., Ford M., Warner G., Watson S. "S," absorbed dose per unit cumulated activity for selected radionuclides and organs // MIRD Pamphlet 11. New York. 1975. Society of Nuclear Mtdicine.

32. Snyder W., Ford M., Warner G., Fisher H. MIRD Pamphlet no. 5: Estimation of absorbed fractions for monoenergetic photon sources uniformly distributed in various organs of a heterogeneous phantom // J. Nucl. Med. V. 3 (suppl). 1966. P. 7 - 52.

33. Cristy M., Eckerman K. Specific absorbed fractions of energy at various ages from internal photon sources // ORNL/TM-8381V1-V7. Oak Ridge. Tenn. 1987. OaK Ridge National Laboratory.

34. Mathematical models and specificabsorbed fractions of photon energy in the nonpregnant adult female and at the end of each trimester of pregnancy / M. Stabin, E. Watson, M. Cristi et al // ORNL/TM-12907. Oak Ridge.Tenn. 1995. Oak Ridge National Laboratory.

35. Stabin M.G. MIRDOSE: personal computer software for internal dose assessment in nuclear medicine // J. Nucl. Med. V. 37(3). 1996. P. 538 – 546.

36. Stabin M.G., Sparks R.B. MIRDOSE4 does not exist // J. Nucl. Med. V. 40 (suppl.). 1996. P. 306.

37. Radar – the radiation dose assessment resource. An online source of dose information for nuclear medicine and occupational radiation safety / M. Stabin, J. Siegel, J. Hunt et al // J. Nucl. Med. V. 42(5). 2001. P. 243.

38. Stabin M.G., da Luz P.L. New decay data for internal and external dose assessment // Health Phys. V. 83(4).2002. P. 471 – 475.

39. Effect of patient morphology on dosimetric calculations for internal irradiation as assessed by Monte Carlo versus conventional methodologies / A. Divoli, S. Chivassa, L. Ferrer et al // J. Nucl. Med. V. 50, 2009. P. 316 - 323.