# Министерство образования и науки Российской Федерации

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

В.А. Климанов

# Физика ядерной медицины

Часть 1

Физический фундамент ядерной медицины, устройство и основные характеристики гамма-камер и коллиматоров γ-излучения, однофотонная эмиссионная томография, реконструкция распределений активности радионуклидов в организме человека, получение радионуклидов

Рекомендовано УМО «Ядерные физика и технологии» в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений. УДК 539.07(075)+615.015.3(075) ББК 31.42я+51.2я7 К49

Климанов В.А. ФИЗИКА ЯДЕРНОЙ МЕДИЦИНЫ. Часть 1. Физический фундамент ядерной медицины, устройство и основные характеристики гамма-камер и коллиматоров уизлучения, однофотонная эмиссионная томографии, реконструкция распределений радионуклидов в организме человека, получение радионуклидов. Учебное пособие. М.: НИЯУ МИФИ, 2012. 308 с.

В первой части пособии изложены: физический фундамент ядерной медицины; методы регистрации и детекторы ионизирующих излучений, применяемые в ядерной медицине; устройство и основные характеристики гамма-камеры и систем коллимации γ-излучения; однофотонная эмиссионная томография; принципы и методы реконструкции распределений активности радионуклидов в организме пациентов из экспериментальных данных, полученных на гамма-камере, способы получения диагностических и терапевтических радионуклидов. В основу пособия положен курс лекций, читаемых студентам НИЯУ МИФИ по специальностям "Медицинская физика" и "Радиационная безопасность человека и окружающей среды" (специализация "Медицинская радиационная физика").

Пособие предназначено для студентов, преподавателей, аспирантов и научных работников инженерно-физических и физико-технических вузов, специализирующихся в области ядерной медицины, а также для работников медицинских учреждений, связанных с ядерной медициной.

Подготовлено в рамках Программы создания и развития НИЯУ МИФИ.

Рецензент д-р физ.-мат. наук, проф. Е.С. Матусевич

ISBN 978-5-7262-1757-4

© Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 2012

Редактор Е.К. Коцарева

Подписано в печать 15.11.2012. Формат 60х84 1/16 Уч.-изд. л. 19,25. Печ. л. 19,25. Тираж 100 экз. Изд. № 24/1. Заказ № 39.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ». 115409, Москва, каширское шоссе, 31.

ООО «Полиграфический комплекс «Курчатовский». 144000, Московская область, г. Электросталь, ул. Красная, д. 42

Список основных сокращений	10
Предисловие	11
Введение	. 14
Список литературы	. 17
ГЛАВА 1. ИОНИЗИРУЮЩИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ И ИХ	4.0
ВЗАИМОДЕИСТВИЕ С ВЕЩЕСТВОМ	18
1. Основные понятия	18
1 Физические величины и единицы их измерения	18
1.2. Классификация излучений	19
2. Строение атома и ядра	20
2.1. Основные определения атомной структуры	20
2.2. Модель атома Резерфорда	21
2.3. Строение ядра	25
2.4. Ядерные реакции	25
2.5. Радиоактивность	28
2.5. Виды радиоактивного распада	29
2.6. Генераторные системы	32
3. Характеристики поля излучения	35
3.1. Флюенс и плотность потока	. 35
3.2. Керма и поглощенная доза	36
4. Взаимодействие излучений с веществом	39
4.1. Сечения взаимодействия	39
4.2. Взаимодействие заряженных частиц с веществом	42
4.3. Взаимодействие фотонов с веществом	54
5. Производство радионуклидов	67
5.1. Общее рассмотрение	67
5.2. Производство р/н в реакторах	68

# ОГЛАВЛЕНИЕ

5.3. Производство р/н на циклотронах	70
Контрольные вопросы	71
Список литературы	73
ГЛАВА 2. МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ И ДЕТЕКТОРЫ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ПРИМЕНЯЕМЫЕ В ЯДЕРНОЙ МЕДИЦИНЕ	( 75
1. Газовые ионизационные детекторы	75
1.1. Вводные замечания	75
1.2. Основы теории работы газонаполненного ионизационного	-
детектора	77
1.3. Ионизационные радиационные детекторы в ядерной	
медицине	82
<ol> <li>Сцинтилляционные детекторы и системы регистрации</li> <li>2.1. Общие требования к детекторам</li></ol>	87 87 .87
2.2. Сциптилиторы	07 R
спинтиллянионном метоле	91
2.4. Спектрометрия с кристаллом Nal(Tl)	93
3. Полупроводниковые детекторы	108
3.1. Общие замечания	108
3.2. Физика полупроводниковых детекторов	109
3.3. Захват носителей заряда	114
3.4. Теорема Рамо и индукция сигнала	. 115
3.5. Транспорт заряда и мобильность дрейфа	116
3.6. Коррекция захватов	118
4. Статистика регистрации ионизирующих излучений	119
4.1. Погрешность, точность и воспроизводимость	119
4.2. Распределение вероятности	121
4.3. Распространение (передача) ошибок	125
4.4. Тестирование гипотез	127
4.5. Доверительный интервал	128

4.6. тест X <sup>2</sup>	129
4.7. Статистики и анализ изображения	132
Контрольные вопросы	133
Список литературы	136
ГЛАВА З. ГАММА-КАМЕРА1	137
1. Краткая история	137
2. Принцип работы гамма-камеры Ангера	139
3. Основные физические характеристики медицинских гамма-	
камер	143
3.1. Собственная эффективность	143
3.2. Эффективность коллиматора	145
3.3. Системная чувствительность	149
3.4. Пространственное разрешение	150
3.5. Собственное энергетическое разрешение	156
3.6. Рассеяние в пациенте и коллиматоре	156
3.7. Пространственная однородность, линейность и энергетичеся	кая
чувствительность	158
3.8. Многокристальные и полупроводниковые гамма-камеры	166
4. Тесты контроля качества работы гамма-камер	169
4.1. Ежедневные тесты	170
4.2. Еженедельные тесты	172
4.3. Ежегодные тесты	172
Контрольные вопросы	173
Список литературы	. 174
ГЛАВА 4. КОЛЛИМАТОРЫ ГАММА-КАМЕРЫ:	

### ТЛАВА 4. КОЛЛИМАТОРЫ ГАММА-КАМЕРЫ: ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПРОЕКТИРОВАНИЕ...... 176

1.	Параметры конструкции коллиматоров	176
	1.1. Общее рассмотрение	176
	1.2. Системные параметры	177
	1.3. Базовые конструкционные параметры коллиматора	179
	1.4. Подстроечные параметры геометрии коллиматора	180
2.	Визуализационные свойства коллимационных систем	182
	2.1. Геометрическое разрешение коллиматора	182
	2.2. Чувствительность коллиматора	186
	2.3. Компромисс между чувствительностью и разрешением	188
	2.4. Проблема видимости схемы расположения отверстий	189
	2.5. Прохождение через септу	191
3.	Оптимизация конструкции коллиматоров с параллельными	
	каналами	193
4.	Некоторые нерешенные проблемы в конструктивном решени коллиматоров	и 202
K	онтрольные вопросы	203
C	писок литературы	205
Γ	ЛАВА 5. ПОЛУЧЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ В ГАММА	۱-
КАМ	1EPAX	206
1.	Представление в компьютере изображений, создаваемых гам	ма-
	камерами	206
	1.1. Дискретизация аналоговых данных	206
	1.2. Структура цифрового изображения	207
		-
		209
	1.4. Формат DICOM, архивация изображений и система	209
	<ol> <li>1.3. Соор цифровых данных</li> <li>1.4. Формат DICOM, архивация изображений и система коммуникации</li> </ol>	209 212
2.	<ul> <li>1.3. Соор цифровых данных</li></ul>	209 212 <b>213</b>
2.	<ul> <li>1.3. Соор цифровых данных</li></ul>	209 212 <b>213</b> 214
2.	<ul> <li>1.3. Соор цифровых данных</li></ul>	209 212 <b>213</b> 214 214
2.	<ul> <li>1.3. Соор цифровых данных</li></ul>	209 212 <b>213</b> 214 214 214

3. Некоторые математические преобразования, используемые п	ы
обработке изображений	217
3.1. Анализ в частотном пространстве	217
3.2. Теория выборки	219
3.3. Свертка функций	220
3.4. Дискретные преобразования Фурье	222
3.5. Графическое изображение дискретного преобразования Фурье	223
3.6. Модель процесса визуализации	225
4. Фильтрация цифрового изображения	226
4.1. Линейная и нелинейная фильтрация	226
4.2. Стационарные и нестационарные фильтры	226
4.3. Низкочастотные фильтры и восстанавливающие фильтры	. 227
5. Проектирование оптимального фильтра	231
5.1. Фильтр Метца	232
5.2. Фильтр Винера	234
Контрольные вопросы	236
Список литературы	237
ГЛАВА 6. ПРИМЕНЕНИЕ ПЛАНАРНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ДЛЯ КОЛИЧЕСТВЕННОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ АКТИВНОСТИ <i>IN-VIVO</i>	238
1. Процесс ослабления ү-излучения	238
2. Метод геометрического среднего	240
3. Накопление рассеянного излучения	243
Контрольные вопросы	246
Список литературы	247

7

# ГЛАВА 7. ОДНОФОТОННАЯ ЭМИССИОННАЯ КОМПЬЮТЕРНАЯ ТОМОГРАФИЯ (ОФЭКТ)...... 248

1. Системы однофотонной эмиссионной томографии на базе гами	ма-
камер	248
1.1. Получение томографических данных	248
1.2 . Разрешение и чувствительность	250
1.3 . Коллиматоры	251
1.4. Типы орбит	255
1.5. Корректировка ослабления	256
2. Трансаксиальная томография	258
3. Реконструкция изображений	261
3.1. Простое обратное проецирование	261
3.2. Обратное проецирование с фильтрацией	264
3.3. Метод итеративной реконструкции	268
4. Количественная ОФЭКТ	271
4.1. Количественное определение	271
4.2. Факторы, влияющие на количественную ОФЭКТ	272
4.3. Методы компенсации ослабления	275
4.4. Методы компенсации отклика детектора	278
4.5. Методы компенсации рассеяния	279
5. Тесты контроля качества для ОФЭКТ	280
5.1. Ежедневные тесты	280
5.2. Еженедельные тесты	281
Контрольные вопросы	282
Список литературы	284
ГЛАВА 8. ПРОИЗВОДСТВО РАДИОНУКЛИДОВ 2	288
1. Уравнения производства радионуклидов	288
2. Производство радионуклидов на ядерных реакторах	290

3. Производство радионуклидов на ускорителях	294
3.1. Циклотрон	294
3.2. Линейный ускоритель	297
4. Генераторы	297
4.1. Общая концепция	297
4.2. Математические соотношения	299
4.3. Практическое применение	302
5. Мишени	303
<b>5. Мишени</b> 5.1. Физическая и химическая форма	<b>303</b> 304
5. Мишени	<b>303</b> 304 304
<ul> <li>5. Мишени</li></ul>	<b>303</b> 304 304 305
<ul> <li>5. Мишени</li></ul>	<b>303</b> 304 304 305 306
<ul> <li>5. Мишени</li></ul>	<ul> <li><b>303</b></li> <li>304</li> <li>304</li> <li>305</li> <li>306</li> <li><b>306</b></li> </ul>

# Список основных сокращений

ААИ – амплитудный анализатор импульсов

АЦК – аналого-цифровой конвертер

КПК – коллиматор с параллельными каналами

КТ – рентгеновский компьютерный томограф

ОФЭКТ- однофотонная эмиссионная компьютерная томография

ПД – полупроводниковый детектор

ПЭТ – позитронно-эмиссионный томограф

р/н – радионуклид

РФП – радиоактивный фармацевтический препарат

СИ – международная система единиц

ФЭУ – фотоэлектронный умножитель

ЭКТ – эмиссионная компьютерная томография

ЯМ – ядерная медицина

*DICOM* – формат "Цифровые изображения и передача данных в медицине"

FOV-поле зрения (обзора) гамма-камеры

*FWHM* – полная ширина на половине высоты

HIS – информационная система клиники (госпиталя, больницы)

*HOLSEP* – расстояние между геометрическими осями каналов коллиматора

*LEAP* – коллиматор с промежуточным разрешением и промежуточной чувствительностью (универсальный коллиматор)

*LSF* – функция расширения линии (аппаратная функция)

*MTF* – модуляционная передаточная функция

*MUGA* – многократные последовательные изображения (режим работы гама-камеры)

PACS – архивация изображений и система коммуникации

*PSRF* – функция чувствительности (отклика) детектора для точечного источника

*RIS* – радиологическая информационная система

*SDR* – полупроводниковое устройство с прямым детектированием

SPD – полупроводниковый светодиод

UFOV - полезное поле обзора гамма-камеры

# Предисловие

Ядерная медицина определяется как направление медицины, связанное с использованием радиоактивных материалов для диагностики и терапии пациентов и в определенной степени для изучения болезней человека. В настоящее время ее методы и инструментарий широко используются в различных областях научной и практической медицины – в онкологии, кардиологии, гепатологии, урологии, пульмонологии, иммунологии и др. На нужды ядерной медицины (ЯМ) расходуется более 50 % годового производства радионуклидов во всем мире. Чтобы лучше уяснить место ядерной медицины в современном мире, приведем некоторые цифры по США.

Более трети пациентам, направляемым в медицинские учреждения США, проводятся процедуры с использованием радиофармпрепаратов. У 28 % таких пациентов полученные результаты радионуклидных исследований вынуждают менять тактику дальнейшего лечения. Продажа радиофармацевтических препаратов (РФП) приносит около \$500 млрд. дохода в год во всем мире, 70 % этих продаж совершается в США. По прогнозам Society of Nuclear Medicine (*SNM*) в течение последующих 10 лет ожидается прирост числа проводимых радионуклидных процедур на 7-16 % ежегодно. Сегодня в США сертифицировано 4000 врачей-специалистов по ядерной медицине, и 14000 технических специалистов, которые планируют и непосредственно проводят инструментальное обследование и лечение больных с помощью методов ядерной медицины.

Несмотря на богатейший потенциал в плане производства различных радионуклидов (р/н) и РФП, развитие ядерной медицины в России сильно отстало в последние десятилетия от мирового уровня. Однако недавние решения Президента и Правительства РФ свидетельствуют, что плачевное положение с ядерной медициной в нашей стране может в недалеком будущем существенно измениться. В разных регионах России планируется строительство нескольких крупных, хорошо оснащенных центров ядерной медицины и лучевой терапии (центр в г. Димитровграде уже строится) и более 100 центров позитронно-эмиссионной томографии (ПЭТ). Необходимым условием успешного функционирования этих центров является наличие высококвалифицированных кадров как медицинского, так и физического профиля. Перед Высшей школы России встает ответственная задача быстрого увеличения количества специалистов разного профиля, всесторонне подготовленных для работы в области ядерной медицины в соответствии с современными стандартами образования. Возможность решения этой важнейшей задачи в существенной степени зависит от наличия качественной учебной литературы, отвечающей современному уровню развития ядерной медицины. К сожалению, в настоящее время таких учебников по ядерной медицине в России практически нет.

В настоящем учебном пособии изложены физические основы, экспериментальные и расчетные методы и аппаратура современной ядерной медицины. Пособие разделено на две части. В часть 1 (автор: В.А. Климанов) включены следующие вопросы: физический фундамент ядерной медицины (ионизирующие излучения и их взаимодействие с веществом, методы, детекторы и статистика регистрации ионизирующих излучений); устройство и основные характеристики гамма-камеры и коллиматоров у-излучения; система однофотонной эмиссионной томографии (ОФЭКТ); основные принципы и методы реконструкции пространственного плоскостного и объемного распределений активности радионуклидов в организме пациентов из экспериментальных данных; способы получения диагностических и терапевтических радионуклидов. В части 2 (авторы: В.Н. Беляев, В.А. Климанов) рассмотрено: устройство и основные характеристики позитронно-эмиссионных сканеров; принцип и методы реконструкции медицинских изображений в позитронно-эмиссионной томографии (ПЭТ), вопросы томографической визуализации для комбинированных систем ОФЭКТ/КТ, ПЭТ/КТ и ОФЭКТ/ПЭТ; способы получения основных радиофармпрепаратов (РФП) и их кинетика; внутренняя дозиметрия и основные принципы камерных моделей; радионуклидная терапия; проблемы радиационной безопасности в ядерной медицине.

В методическом плане пособие построено традиционным способом. В конце каждой главы приводится список контрольных вопросов, часть материала сопровождается конкретными, в том числе и численными примерами. В пособии имеется большое количество рисунков и графических иллюстраций, помогающих усвоению материала. Пособие полностью отвечает современному состоянию науки в области ядерной медицины, наиболее важные главы завершаются обсуждением нерешенных вопросов в рассматриваемых направлениях.

Содержание пособия полностью соответствует программе дисциплины "Ядерная медицина", и предназначено для студентов технических вузов, обучающиеся в специалитете по специальностям "Медицинская физика" и "Радиационная безопасность человека и окружающей среды (специализация "Медицинская радиационная физика") и по уровневой схеме обучения бакалавр-магистр в рамках направления "Медицинская физика". Пособие будет также полезным для аспирантов и научных работников, работающих в области ядерной медицины, и для студентов и выпускников медицинских вузов, решивших специализироваться в области радионуклидной диагностики или радионуклидной терапии.

В заключении автор выражает глубокую благодарность кандидатам физико-математических наук Петрову Д.Э. и Моисееву А.Н. за предоставленную возможность ознакомиться с зарубежными публикациями в области ядерной медицины.

## Введение

Ядерная медицина является относительно молодым многодисциплинарным направлением современной науки и практической деятельности человека. Развитие ядерной медицины (ЯМ) все время осуществлялось совместными усилиями физиков, особенно ядерных физиков, химиков, математиков, специалистов по информационным технологиям и, конечно, медиков. Ее принципиальная особенность заключается в широком использовании радиоактивных материалов в виде радиофармпрепаратов (РФП) для диагностики и терапии болезней пациентов, а также для исследования самих заболеваний человека. Отличительной чертой методов диагностической ядерной медицины является их функциональность. Не обладая столь высоким пространственным разрешением, как изображения, получаемые с помощью рентгеновской компьютерной или магнитно-резонансной томографии, сцинтиграммы способны отражать физиологические и патофизиологические изменения, происходящие в организме. Это дает возможность выявлять отклонения от нормы на самых ранних стадиях и точно локализовать патологию.

В РФП терапевтического назначения радионуклид является основным лечебным началом, позволяющим локализовать лечебную дозу излучения непосредственно в органе-мишени или, иногда, в пораженных клетках и, соответственно, обеспечить минимальное облучение окружающих здоровых клеток органов и тканей.

Дату рождения ЯМ условно по предложению известного ученого С. Edwards [1] можно поместить где-то между изобретением циклотрона в 1930 г. (О. Lawrence) и открытием искусственной радиоактивности в 1934 г. (F. Joliot and I. Curie). Уже в 1937 г. J. Lawrence впервые применил циклотрон для получения <sup>32</sup>P, который он успешно использовал для лечения пациента, больного лейкемией. Хотя дату рождения ЯМ можно совместить и с другими более ранними знаменитыми открытиями в физике, химии и медицине, например, созданием атомной теории материи (J. Dalton, 1808 г.) или открытием рентгеновских лучей (W. Rontgen, 1895 г.) и эффекта их воздействия на биологические ткани и др.

Следующий мощный толчок развитию ЯМ дал процесс мирного использования атомной энергии, начавшийся в конце 40-х и начале 50-х годов прошлого века в США, СССР, Великобритании и Франции. Важной вехой на этом этапе можно считать директиву президента США Трумена (1946 г.) о производстве на реакторе Окриджской национальной лаборатории <sup>131</sup>I с целью его использования квалифицированными медиками в лечебном процессе. Несколько позднее подобные решения были приняты и в СССР. Уже в декабре 1946 г. была опубликована знаменитая работа Seidlin в Журнале Американской Медицинской Ассоциации, в которой автор описывал полное исчезновение метастазов в щитовидной железе в результате лечения радиоактивным йодом [2]. Хотя первоначальное применение <sup>131</sup>I произошло в терапии, очень скоро <sup>131</sup>I стал использоваться и в диагностических целях. Для автоматизации и убыстрения процедуры радиоизотопной диагностики состояния щитовидной железы были созданы в 1950 г. первые подвижные сцинтилляционные сканеры [3]. В течение нескольких лет после этого события в научных лабораториях и клиниках наблюдалась высокая активность по изучению возможности применения радиоизотопного сканирования для решения других клинических проблем кроме болезней щитовидной железы.

Несмотря на успешное использование подвижных сцинтилляционных сканеров, молодой физик Н.О. Апдег, работавший в Калифорнийском университете, пришел к убеждению, что наилучшим подходом к визуализации является разработка неподвижного детекторного устройства. В результате своих исследований он создал свою стационарную сцинтилляционную камеру, которую описал в 1957 г. в работе [4]. Эта камера имела неподвижный кристалл NaI(Tl) диаметром 10 см и толщиной 6,2 мм. Используя один пинхольный коллиматор, Н.О. Anger успешно визуализировал щитовидную железу. Так родилась знаменитая гамма-камера Ангера, сыгравшая выдающуюся роль в прогрессе ЯМ.

Выдающимся достижением этого периода является также открытие для медицины короткоживущего низкоэнергетического радионуклида <sup>99m</sup>Tс и разработка на его основе первых представителей этого семейства РФП, которые очень скоро стали самыми назначаемыми РФП в ЯМ. Сам радионуклид был открыт в 1937 г. С. Perrier и E. Segre, но так как он является радиоактивным и в природе не существует, то его можно получить только искусственным путем. Отсюда и название этого изотопа, которое дали ему первооткрыватели, означающее в переводе с греческого "искусственный" (не существующий в природе). Доступным для использования в медицине этот радионуклид стал после того, как группа ученых под руководством Р. Richards создала в 1960 г. <sup>99</sup>Mo/<sup>99m</sup>Tc генераторную систему. После нескольких лет интенсивных клинических исследований свойств <sup>99m</sup>Tc, обобщенных в работе [5], генератор <sup>99</sup>Mo/<sup>99m</sup>Tc поступил в 1965 г. на рынок.

Первые попытки использовать радиоактивные индикаторы для исследования в области кардиологии относятся к 1927 г., когда Н. Blumgart изобрел метод введения радона в кровеносную систему для измерения скорости крови [6]. Однако широкое применение радионуклидной диагностики началось значительно позднее (в 1975 г.), после работ Е. Leibowitz с коллегами, которые продемонстрировали визуализацию системы кровоснабжения, используя РФП, меченный радионуклидом <sup>201</sup>Tl [7].

Важнешим достижением 80-х годов прошлого века явилось внедрение в клиническую практику однофотонной эмиссионной компьютерной томографии (ОФЭКТ) и позитронно-эмиссионной томографии (ПЭТ). Возможность ОФЭКТ была продемонстрирована ранее в 1979 г. R. Jasczak, а "позитронная камера совпадений" была предложена создателем гамма-камеры Н. Anger еще в 1957 г. Однако только через пять лет системы ОФЭКТ стали коммерчески доступными. Еще через несколько лет на рынок поступили <sup>82</sup>Ru/<sup>82</sup>Kr генераторы, которые существенно облегчили проблему снабжения медицинских учреждений радионуклидами, излучающими позитроны. Это послужило сильным импульсом для начала широкого распространения позитронно-эмиссионной томографии в медицине. В последние десятилетия происходит энергичная разработка и выпуск на рынок комбинированных систем ПЭТ/КТ, ОФЭКТ/КТ и ОФЭКТ/ПЭТ, которые очень существенно подняли качество медицинских диагностических изображений за счет объединения изображений от разных модальностей. Таким образом, формирование ЯМ как высокотехнологичного направления современной медицины происходило с участием специалистов из разных областей знаний, которые активно внедряли важнейшие открытия

и достижения из своих областей в научную и практическую медицину.

Параллельно с развитием методов и инструментальной базы ЯМ происходило и организационное оформление специалистов в области ЯМ. Наиболее активные участники нарождающейся атомной медицины организовали в начале 1954 г. Общество Ядерной Медицины США. В 1972 г. специальность "ядерная медицина" получила в США официальный статус. Радиоизотопные методы диагностики и терапии несколько позднее начали развиваться и в СССР, однако организационное оформление в виде общества произошло только в 1996 г. Первым президентом Общества ядерной медицины России стал д. м. н., профессор, заведующий отделом радиофармацевтических препаратов ФМБЦ им. А.И. Бурназяна В.Н. Корсунский.

### Список литературы

1. Edwards C.L. Tumor localizing radionuclides in retrospect and prospect // Semin. Nucl. Med. V.3. 1979. P.186 – 189.

2. Brucer M. A chronology of nuclear medicine / Heritage. St. Louis. 1990.

3. Cassen B., Curtis L. The in vivo delineation of thyroid glands with automatically scanning recorder // UCLA report 130. 1951.

4. Anger H.O. A new instrument for mapping gamma-ray emitters // Biol. Med. Q. Rep. U. Cal. Res. Lab. 3653. 1957. P. 38 –42

5. Harper P.V. The use of  $^{99m}$ Tc as pertechnetate for thyroid, liver and brain scanning // In: Med. Radioisotope. scanning. IAEA. Vienna. 1964.

6. Blumgart H.I., Weiss S. Studies on the velocity of blood flow. VII. The pulmonary circulation time in normal resting individuals // J. Clin. Invest. V. 4. 1927. P.399 – 425.

7. Thallium-201 for medical use / E. Leibowitz, M.W. Greene, R. Fairchild et al // J. Nucl. Med. V. 16. 1975. P. 151 - 155.

# Глава 1. Ионизирующие излучения и их взаимодействие с веществом

# 1. Основные понятия

### 1.1. Физические величины и единицы их измерения

Используемая в настоящее время метрическая система единиц, известная в России как СИ (англ. *SI* – International System of units) базируется на семи основных физических величинах:

Длина 1	:	метр (м)
Macca m	:	килограмм (кг)
Время <i>t</i>	:	секунда (с)
Электрический ток	<i>I</i> :	ампер (А)
Температура Т	:	кельвин (К)
Количество вещести	ва:	моль (моль)
Сила света	:	канделла (кд)

Все остальные величины и единицы их измерения определяются из семи основных. В то же время на практике нередко используется ряд внесистемных единиц, причем применение некоторых из них разрешается действующими ГОСТами. Соотношение между этими единицами приводится в табл. 1.1.

Таблица 1.1.

Физическая	Обозна	Единицы	Единицы,	Соотношение между единицами
величина	чение	измере-	используемые	
		ния в СИ	на практике	
Длина	l	М	см, нм, Å, фм	$1 \text{ м}=10^2 \text{ см}=10^9 \text{ нм}=10^{10} \text{ Å}=$
			_	=10 <sup>15</sup> фм
Macca	т	КГ	MэB/c <sup>2</sup>	1 МэB/c <sup>2</sup> =1,78×10 <sup>10</sup> кг
Время	t	с	мс, мкс, нс, пс	$1 c = 10^3 mc = 10^6 mc =$
_				$=10^9 \text{ Hc}=10^{12} \text{ mc}$
Ток	Ι	А	мА, мкА, нА	1 А=10 <sup>3</sup> мА=10 <sup>6</sup> мкА==10 <sup>9</sup> нА
Заряд	Q	Кл	е	1 е=1,602×10 <sup>9</sup> Кл
Энергия	Ε	Дж	эВ, кэВ, МэВ	1 эВ=1,602×10 <sup>-19</sup> Дж=10 <sup>-3</sup> кэВ

#### Соотношение между единицами измерения физических величин

### 1.2. Классификация излучений

Излучения в зависимости от их способности ионизировать вещество разделяются на две основных категории: неионизирующее и ионизирующее излучение (рис.1.1). Ионизационный потенциал атомов, т.е. минимальная энергия, требуемая для ионизации атома, находится в интервале от нескольких электронвольт для щелочных веществ до 24,5 эВ для гелия (благородный газ). Ионизирующее излучение, в свою очередь, подразделяется на непосредственно и косвенно ионизирующее.



Рис. 1.1. Классификация излучения

К непосредственно ионизирующему излучению относится излучение, состоящее из заряженных частиц (электроны, позитроны, протоны, α-частицы, тяжелые ионы). Это излучение передает свою энергию в среду, главным образом, через кулоновское взаимодействие между заряженными частицами и орбитальными электронами среды. Косвенно ионизирующее излучение, состоящее из незаряженных частиц, например из фотонов или нейтронов, передает свою энергию в среду в два этапа:

• на первом этапе оно в результате взаимодействия со средой создает заряженные частицы;

• на втором этапе уже эти заряженные частицы передают свою энергию, производя ионизацию среды.

Фотоны или ү-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), являющиеся результатом кулоновского взаимодействия электронов с ядрами атомов;

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

• аннигиляционное излучение (или аннигиляционные γ-кванты), образующиеся при аннигиляции позитрона с электроном.

Принято различать также первичное и вторичное ионизирующее излучение. Под первичным понимается ионизирующее излучение, которое в рассматриваемом процессе взаимодействия со средой является или принимается за исходное. Вторичное ионизирующее излучение возникает в результате взаимодействия первичного ионизирующего излучения с данной средой. Вторичное ионизирующее излучение по отношению к нему и третичное по отношению к первичному и т.д.

Распределение ионизирующего излучения в рассматриваемой среде называется полем ионизирующего излучения. В зависимости от величины, характеризующей ионизирующее излучение, различают характеристики поля по плотности потока ионизирующих частиц, мощности поглощенной дозы, мощности кермы и др. (см. далее).

## 2. Строение атома и ядра

### 2.1. Основные определения атомной структуры

Основными элементарными частицами, из которых состоят атомы, являются протоны, нейтроны и электроны. Протоны и нейтроны называют нуклонами и они образуют ядро атомов. Для характеристики атомов используются следующие понятия:

• атомный номер, Z, равный числу протонов в ядре и числу электронов на орбитах атома;

• атомный массовый номер (или массовое число), *A*, указывающий на суммарное количество нуклонов в ядре;

• атомная масса, M, выражается в единицах атомной массы u, где 1 u равняется 1/12 от массы атома углерод-12 или 931,5 МэВ/с<sup>2</sup>. Атомная масса M немного меньше, чем сумма масс всех нуклонов ядра из-за внутренней энергии, связывающей все нуклоны внутри ядра;

• атомный грамм-атом (г-атом) равен числу грамм, соответствующих  $N_A$  элемента, где  $N_A = 6,022 \times 10^{23}$  атомов в г-атоме (число Авогадро). Атомные массовые номера всех элементов определены так, что A грамм каждого элемента содержит точно  $N_A$  атомов.

В ядерной физике принято обозначать конкретное ядро X в виде  ${}^{A}_{Z}X$ , где A – атомный массовый номер и Z – атомный номер. Например, ядро кобальта-60 идентифицируется как  ${}^{60}_{27}$ Со. На практике часто приходится определять следующие величины:

• число атомов  $N_a$  на единицу массы элемента:  $\frac{N_a}{m} = \frac{N_A}{A}$ ; • число электронов на объем V элемента:  $Z \frac{N_a}{V} = \rho Z \frac{N_a}{m}$ ; • число электронов на массу *m* элемента:  $Z \frac{N_a}{W} = Z \frac{N_a}{A}$ .

Если принять, что масса молекулы равна массе всех атомов, входящих в состав молекулы, то для любого молекулярного соединения в г-моль соединения содержится  $N_A$  молекул при условии, что г-моль определяется как сумма атомных массовых номеров атомов, образующих молекулу. Например, г-моль воды H<sub>2</sub>O равен 18 г воды и г-моль углекислого газа CO<sub>2</sub> равен 44 г углекислого газа. Таким образом, 18 г воды и 44 г углекислого газа содержат точно по  $N_A$  молекул, или по 3  $N_A$  атомов.

В заключение раздела приведем еще несколько понятий:

• нуклид – вид атомов с данными числами протонов и ней-тронов в ядре;

• изотоп – нуклид с числом протонов в ядре, свойственным данному элементу;

• радионуклид (р/н) – нуклид, обладающий радиоактивностью (см. далее);

• радиоизотоп – изотоп, обладающий радиоактивностью.

## 2.2. Модель атома Резерфорда

Первая модель атомов была предложена Томсоном. В ней предполагалось, что атом состоит из положительных и отрицательных зарядов, равномерно перемешанных внутри сферического объема. Однако экспериментальные данные по рассеянию α-частиц, полученные Гейгером и Марсденом, противоречили этой модели. Основываясь на этих экспериментальных данных, Резерфорд предположил, что положительный заряд и основная масса атома сосредоточены в атомном ядре диаметром несколько фм, а отрицательные электроны рассредоточены по периферии атома диаметром несколько ангстрем.

#### 2.2.1. Модель атома водорода Бора

Бор модифицировал модель атома Резерфрда, сформулировав четыре постулата, которые объединили классический нерелятивистский подход с концепцией квантования углового момента.

#### Постулат 1:

Электроны вращаются вокруг ядра Резерфорда по четко определенным разрешенным орбитам. Сила кулоновского притяжения  $F_{\text{Кул}} = Ze^2/(4\pi\epsilon_0 r^2)$  между отрицательно заряженными электронами и положительно заряженным ядром уравновешиваются центробежной силой  $F_{\text{Центр}} = m_e v^2 / r$ , где v – скорость электрона на орбите.

Постулат 2:

Находясь на орбите, электрон не теряет энергию, несмотря на постоянное ускорение.

Постулат 3:

Угловой момент электрона  $L = m_e vr$  на разрешенной орбите квантуется и задается как  $L = n\hbar$ , где n – целое число, называемое главным квантовым числом, и  $\hbar = h/(2\pi)$ , где h – постоянная Планка.

Постулат 4:

Атом или ион испускают излучение, когда электрон переходит с начальной орбиты с квантовым числом  $n_i$  на конечную орбиту с квантовым числом  $n_f$ , причем  $n_i > n_f$ .

Модель Бора хорошо описывает особенности атома водорода, однократно ионизированного атома гелия, дважды ионизированного атома лития и др. Диаграмма энергетических уровней атома водорода показана на рис. 1.2.



Рис.1.2. Диаграмма энергетических уровней атома водорода (основное состояние: *n* =1, возбужденные состояния: *n* >1) (адаптировано из [1])

#### 2.2.2. Многоэлектронные атомы

Для атомов с числом электронов более одного теория Бора дает качественное описание поведения орбитальных электронов, находящихся на дискретных уровнях, и переходов электронов между оболочками (орбитами), сопровождающееся испусканием фотонов.

Электроны в многоэлектронном атоме занимают разрешенные оболочки, но количество электронов на конкретной оболочке ограничивается значением  $2n^2$ , где n – квантовый номер оболочки (орбитальное квантовое число). Энергию связи электрона на *К*оболочке для Z > 20 можно определить из следующего уравнения:

$$E_k^B(Z) = E_{\rm H} Z_{eff}^2 = E_{\rm H} (Z - s)^2, \qquad (1.1)$$

где  $E_{\rm H}$  – энергия Бора, равная 13,61 эВ;  $Z_{eff}$  – эффективный атомный номер; *s* – константа экранирования, равная 2 для *К*-оболочки.

Возбуждение атома возникает при переходе электрона с данной оболочки на оболочку с более высоким *n*, которая является пустой

или не полностью заполненной. Ионизация атома происходит, когда электрон вырывается из атома, т.е получает достаточно энергии, чтобы преодолеть энергию связи на оболочке. Процессы возбуждения и ионизации возникают в атоме при различных взаимодействиях, в результате которых электрон получает достаточное количество энергии. К таким взаимодействиям относятся: а) кулоновское взаимодействие с заряженной частицей; б) фотоэффект; в) комптоновское рассеяние; г) внутренняя конверсия; д) захват электрона; е) эффект Оже и др.

Орбитальные электроны с высоких оболочек (с более высоким n) при появлении вакансий на низших оболочках (с меньшим значением n) переходят на последние. Разность между энергиями связи на оболочках или высвечивается в виде характеристического фотона, или передается электрону на высокой оболочке, который покидает атом (электроны Оже). Диаграмма энергетических уровней многоэлектронного атома похожа на одноэлектронную диаграмму за исключением того, что энергия связи электронов на внутренних оболочках существенно больше (рис. 1.3).



Рис. 1.3. Диаграмма энергетических уровней многоэлектронного атома (свинец) (адаптировано из [1])

Количество характеристических фотонов (называемых также флюоресцентными фотонами), испускаемых на одну орбитальную электронную вакансию, называется флюоресцентным выходом  $\omega$ , в то время как число электронов Оже, испускаемых на одну орбитальную электронную вакансию, равняется (1-  $\omega$ ). Флюоресцентный выход зависит от атомного номера Z атома и квантового числа оболочки. Для атомов с Z < 10 флюоресцентный выход  $\omega_K = 0$ ; для  $Z \approx 30 \ \omega_K = 0,5$  и для более высоких он достигает  $\omega_K = 0,96$ , где индекс K относится к K-оболочке.

### 2.3. Строение ядра

Большая часть массы атома сосредоточена в его ядре. Радиус ядра можно оценить из формулы

$$r = r_0 \sqrt[3]{A}, \tag{1.2}$$

где  $r_0$  – константа, равная ~ 1,2 фм.

Протоны и нейтроны удерживаются в ядре ядерными силами (сильное взаимодействие). Эти силы в отличие от электромагнитных и гравитационных сил действуют на очень коротких расстояниях порядка нескольких фемтометров, и на этих расстояниях на много порядков превосходят по величине две первых силы. Энергия связи нуклона в ядре  $E^{B}$  зависит от A и составляет ~ 8 МэВ. Эту энергию можно рассчитать на основании соотношения между массой и энергией из уравнения

$$E^{B} = \Delta mc^{2} / A = \left[ Zm_{p}c^{2} + (A - Z)m_{n} - Mc^{2} \right] / A, \qquad (1.3)$$

где M – масса ядра в единицах атомной массы u;  $m_p c^2$  – энергия массы покоя протона;  $m_n c^2$  – энергия массы покоя нейтрона.

# 2.4. Ядерные реакции

Важнейшим инструментом исследования в ядерной физике являются эксперименты по облучению (бомбардированию) мишени, состоящей из ядер выбранного нуклида *A*, определенной частицей *a*. Налетающая частица ("снаряд") инициирует один из трех возможных видов взаимодействия: а) упругое рассеяние, в результате которого налетающая частица *a* изменяет направление своего движения и кинетическую энергию, ядро нуклида A получает импульс отдачи, а суммарная кинетическая энергия системы "мишень – снаряд" сохраняется постоянной; б) неупругое рассеяние, при котором налетающая частица входит в ядро, а затем она (или такая же) испускается ядром, но уже с меньшей энергией и в другом направлении; в) ядерная реакция, в результате которой частица a входит в ядро A, ядро A трансформируется в ядро B и испускается частица другого типа b. Во всех ядерных реакциях выполняются законы сохранения ряда физических величин, в частности, заряда, массыэнергии, момента количества движения и др.

Ядерные реакции принято обозначать следующим образом:

$$A+a \rightarrow B+b$$
 или  $A(a,b)B$ . (1.4)

Некоторые ядерные реакции становятся возможными, если кинетическая энергия налетающей частицы *а* превышает определенное пороговое значение. Пороговую энергию ядерной реакции можно рассчитать, используя релятивистские законы сохранения энергии и момента, по формуле

$$E_{thr}^{K}(a) = \frac{(m_{B}c^{2} + m_{b}c^{2})^{2} - (m_{A}c^{2} + m_{a}c^{2})^{2}}{2m_{A}c^{2}},$$
 (1.5)

где  $m_A$ ,  $m_a$ ,  $m_B$  и  $m_b$  – массы покоя мишени A, налетающей частицы a и продуктов реакции B и b.

Точной законченной теории ядерных реакций, базирующейся на ядерных силах, пока не существует даже для простых ситуаций. Взамен для лучшего понимания экспериментальных данных и даже в предсказательных целях используются приближенные теории, основанные на упрощенных моделях.

Ранние трактовки феномена ядерных реакций рассматривали рассеяние падающей частицы на ядре как целом, по аналогии с рассеянием и ослаблением света кристаллическими шариками. Эта модель в настоящее время называется "оптической моделью". В ней процесс ядерной реакции представляется как взаимодействие частицы с потенциальной ямой. Она стала полезной при расчете результатов упругого рассеяния и полной вероятности реакции, но потерпела неудачу в объяснении процессов перехода из возбужденного в невозбужденное состояние и выхода продуктов реакции.

Первой моделью, оказавшейся полезной для трактовки реакций с образованием радионуклидов, явилась модель компаунд-ядра,

предложенная Бором в 1936 г. На входе в ядро падающая частица поглощается, распределяя свою кинетическую энергию и энергию связи случайным образом в ядре, и становится неразличимой от других нуклонов. Результирующее компаунд-ядро переходит в возбужденное состояние, и нуклоны быстро обмениваются энергиями в результате большого количества столкновений внутри ядра. В силу статистических флуктуаций достаточно высокая энергия может оказаться сконцентрированной на каком-либо нуклоне или небольшом кластере нуклонов, что приведет их к испусканию из ядра. Так как маловероятно, что полная энергия возбуждения будет сконцентрирована на одном нуклоне, то возможна последовательная эмиссия из ядра нескольких частиц (протоны, нейтроны, дейтроны, альфа-частицы), каждая из которых несет долю от полной энергии возбуждения. Этот процесс похож на процесс отрыва молекул от поверхности жидкости, поэтому получил название испарения нуклонов. Модель компаунд-ядра рассматривает ядерную реакцию как два независимых шага, захват бомбардирующей частицы и последующее нуклонное испарение.

Специальным видом девозбуждения компаунд-ядра в области высоких атомных номеров является деление ядра. Спонтанному разделению тяжелого ядра на два более легких заряженных фрагмента препятствует кулоновский барьер, поэтому оно имеет место только для некоторых наиболее тяжелых ядер и идет с малой вероятностью. При делении, индуцированном внешней частицей, бомбардирующая частица вносит достаточно энергии для преодоления кулоновского барьера. Особо важное значение имеет реакция деления <sup>235</sup>U при поглощении теплового нейтрона. В этом случае выделяется 195 МэВ энергии на один акт деления и происходит эмиссия нескольких нейтронов. Интерес для ЯМ представляют легкие фрагменты, образующиеся в результате деления, и особенно <sup>99</sup>Мо, <sup>131</sup>I и <sup>133</sup>Xe.

Некоторые процессы ядерных реакций не описываются сценарием компаунд-ядра и попадают в категорию прямых взаимодействий. В этом случае налетающая частица сталкивается только с одной частицей или небольшим количеством частиц ядра, которые тут же вырываются из ядра без процесса передачи энергии другим нуклонам ядра. Важность этих реакций возрастает с увеличением энергии бомбардирующих частиц выше 40 МэВ. При начальной энергии налетающей частицы выше 100 МэВ прямое взаимодействие может привести к испусканию нуклона с такой высокой энергией, что он, в свою очередь, может вызвать реакцию прямого взаимодействия. Таким образом, становится возможным большое количество последовательных нуклон-нуклонных столкновений. Некоторые из этих нуклонов вылетают из ядра, другие испытывают дополнительные столкновения в ядре. Внутриядерный каскад развивается очень быстро (~ 10<sup>-22</sup> с) и приводит ядро к общему возбужденному состоянию, при выходе из которого ядро может потерять еще больше нуклонов за счет испарения. Сумма этих взаимодействий называется процессом расщепления ядра. Для ЯМ данный процесс интересен с точки зрения получения р/н <sup>127</sup>Xe и <sup>88</sup>Y.

#### 2.5. Радиоактивность

Радиоактивность является переходом нестабильного ядра в другое ядро, которое может быть как стабильным, так и нестабильным. Образовавшееся нестабильное ядро претерпевает новый распад и таким образом продолжается до тех пор, пока не будет достигнуто стабильное ядро, т.е. создается цепочка распада, заканчивающаяся на стабильном ядре.

Активность A(t) радиоактивного вещества (радионуклида) в момент времени *t* определяется как произведение постоянной распада  $\lambda$  и числа радиоактивных ядер N(t), т.е.

$$A(t) = \lambda N(t). \tag{1.6}$$

В простейшем случае материнские радиоактивные ядра *P* распадаются с постоянной распада  $\lambda_p$  в стабильный дочерний продукт *D*, что обозначается  $P \xrightarrow{\lambda_p} D$ .

Число радиоактивных материнских ядер  $N_P(t)$  изменяется в зависимости от времени t по закону

$$N_p(t) = N_P(0) \cdot \mathrm{e}^{-\lambda_p t}, \qquad (1.7)$$

где  $N_P(0)$  – первоначальное число материнских материнских ядер при t = 0.

Таким же образом изменяется активность материнских ядер  $A_P(t)$ :

$$A_p(t) = A_p(0) \cdot e^{-\lambda_p t}, \qquad (1.8)$$

где  $A_P(0)$  – первоначальная активность материнских ядер при t = =0.

На практике часто используется понятие период полураспада  $T_{1/2}$ . Под  $T_{1/2}$  понимается время, в течении которого число радиоактивных ядер уменьшается в два раза от первоначальной величины. Период полураспада и постоянная распада связаны между собой соотношением

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}.$$
 (1.9)

Более сложный вариант радиоактивного распада наблюдается, когда материнские ядра P распадаются с постоянной распада  $\lambda_P$  в дочерние ядра D, которые оказывается тоже нестабильными и распадаются с постоянной распада  $\lambda_D$  во "внучатые" ядра G, т.е.

$$P \xrightarrow{\lambda_{P}} D \xrightarrow{\lambda_{D}} G. \tag{1.10}$$

Активность дочернего радионуклида в этом случае определяется из следующего уравнения:

$$A_D(t) = \frac{\lambda_D}{\lambda_D - \lambda_P} A_P(0) \left( e^{-\lambda_P t} - e^{-\lambda_D t} \right), \qquad (1.11)$$

где  $A_P(0)$  – начальная активность материнского радионуклида на момент времени t = 0, т.е.  $A_P(0) = \lambda_P N_0$ , где  $N_0$  – число ядер материнского радионуклида при t = 0.

Максимальная активность дочернего радионуклида в этом случае имеет место в момент времени  $t_{\text{max}}$ , равный

$$t_{\max} = \frac{\ln(\lambda_D / \lambda_P)}{\lambda_D - \lambda_P}, \qquad (1.12)$$

при условии, что  $N_D(t = 0) = 0$ .

### 2.5. Виды радиоактивного распада

Распад материнского радиоактивного ядра X с атомным номером Z и атомным массовым числом A может происходить одним из следующих шести возможных способов:

где  ${}^2_4$  He( $\alpha$ ) – ядро гелия, называемое  $\alpha$ -частицей. Как пример возьмем  $\alpha$ -распад радия-226 в радон-222 с периодом полураспада 1600 лет:

$${}^{226}_{88} \text{Ra} \to {}^{222}_{86} \text{Rn} + {}^{4}_{2} \text{He}.$$
(1.14)

$$\boldsymbol{\beta} \text{-распад: } {}^{A}_{Z} \mathbf{X} \rightarrow {}^{A}_{Z-1} \mathbf{Y} + \boldsymbol{\beta}^{-} + \boldsymbol{\overline{\nu}}_{e}.$$
(1.15)

Нейтрон превращается в протон, и из ядра испускаются  $\beta$ частица и антинейтрино, которые делят между собой выделяющуюся при распаде энергию. Результирующий энергетический спектр  $\beta$ -частиц имеет непрерывный характер. На рис. 1.4 показаны спектры некоторых часто используемых радионуклидов. В качестве примера приведем  $\beta$ -распад ядра кобальт-60 с периодом полураспада 5,26 года:

$$^{60}_{27}$$
 Co  $\rightarrow ^{60}_{28}$  Ni<sup>\*</sup> +  $\beta^-$  +  $\overline{\nu}_e$ . (1.16)

$$\beta^{+}$$
 -распад:  ${}^{A}_{Z} X \rightarrow {}^{A}_{Z-1} Y + \beta^{+} + \nu_{e}.$  (1.17)

Протон превращается в нейтрон, и из ядра испускаются  $\beta^+$ -частица (позитрон) и нейтрино, которые делят между собой выделяющуюся при распаде энергию. В качестве примера приведем  $\beta^+$ -распад азота-13:

$${}^{13}_{7}N \rightarrow {}^{13}_{6}C + \beta^{+} + \nu_{e}.$$
 (1.18)

Электронный захват:  ${}^{A}_{Z}X + e^{-}_{K} \rightarrow {}^{A}_{Z-1}Y + v_{e}$ . (1.19)

Ядро захватывает один из электронов на *К*-оболочке атома, протон трансформируется в нейтрон и испускается нейтрино. Как пример приведем захват электрона ядром йода-135, в результате которого образуется в возбужденном состоянии ядро теллура-125:

$${}^{25}_{53}\text{I} + e_{K}^{-} \to {}^{125}_{52}\text{Te}^{*} + \boldsymbol{\nu}_{e}.$$
(1.20)

Возбуждение снимается через испускание ү-кванта или внутреннюю конверсию. Освободившееся место на *К*-оболочке занимает электрон с одной из периферийных оболочек, а разность энергий связи на оболочках испускается в виде характеристических фотонов или электрона Оже.

$$\gamma$$
-распад:  ${}^{A}_{Z} X^{*} \rightarrow {}^{A}_{Z} X + \gamma.$  (1.21)

Возбужденное ядро  ${}^{A}_{Z}X^{*}$ , обычно образующееся в возбужденном состоянии после  $\beta^{-}$  или $\beta^{+}$ -распада, возвращается в основное состояние, испуская один или несколько фотонов. В качестве примера возьмем  $\gamma$ -распад возбужденного ядра  ${}^{66}_{28}$  Ni<sup>\*</sup>, образовавшееся в результате  $\beta^{-}$ -распада ядра кобальт-60 и переходящее в основное (стабильное) состояние после испускания двух фотонов с энергиями 1,17 и 1,33 МэВ.

Внутренняя конверсия:  ${}^{A}_{Z} X^{*} \rightarrow {}^{A}_{Z} X + e_{K}^{-}$ . (1.22)



Рис.1.4. Энергетические спектры β-частиц, испускаемые некоторыми радионуклидами [2]

Вместо испускания γ-излучения возбужденное ядро может передать свою энергию электрону на *К*-оболочке, который испускается атомом с кинетической энергией, равной разности между энергией возбуждения и энергией связи электрона на *К*-оболочке. Образовавшаяся вакансия на К-оболочке заполняется электроном с одной из вышерасположенных оболочек и разность в энергиях связи на оболочках высвечивается атомом в виде характеристического фотона или электрона Оже. Примером внутренней конверсии является распад возбужденного ядра теллура-125, возникающего после захвата электрона ядром иода-125, в стабильное состояние через эмиссию фотона с энергией 35 кэВ (7 %) или внутреннюю конверсию электрона.

### 2.6. Генераторные системы

Типичная ядерная процедура сканирования продолжается в медицине доли часа, поэтому оптимальная величина  $T_{1/2}$  р/н находится в интервале от нескольких минут до нескольких часов, тогда за время процедуры р/н испустит большую часть сканируемого излучения. Однако при этом возникает проблема доставки р/н в клинику. Выход из этой проблемы предоставляют генераторные системы.

При выборе радионуклидов (р/н) для использования в медицинских генераторных системах необходимо учитывать наличие у них следующих свойств:

• период полураспада р/н не должен быть слишком большим или слишком коротким;

• схема распада р/н состоит только из одной монолии γизлучения (моноэнергетических фотонов), что облегчает регистрацию этих фотонов гамма-камерой;

• в схеме распада р/н должно быть минимум других видов излучения, чтобы уменьшить общую дозу облучения;

• химические характеристики р/н должны позволять достаточно легкое мечение ими фармпрепаратов;

• стоимость производства р/н не должна быть высокой.

Если находится материнский р/н с длинным  $T_{1/2}$ , распадающийся в коротко живущий дочерний р/н, и если разделение материнского и дочернего нуклидов не является очень сложным, то такое сочетание свойств является удобным для генерирования дочерней активности в течение процедуры визуализации.

Пусть таким материнскими и дочерними р/н является р/н *P* и *D*, причем дочерний р/н распадается в стабильный нуклид *C*:

$$P \to D \to C. \tag{1.23}$$

Тогда скорость генерации атомов *D* будет равна  $\lambda_p N_p$  и скорость распада  $\lambda_D N_D$ . В начальный период времени число атомов *D* возрастает быстро, затем возрастание замедляется, число атомов *D* достигает максимума при  $t_{\text{max}}$ . В этот момент  $\lambda_p N_p = \lambda_D N_D$ , затем число атомов *D* начинает убывать. Так как активность р/н *D* пропорциональна  $N_D$ , то она изменяется в соответствии с изменением  $N_D(t)$  (рис. 1.5). Перед  $t_{\text{max}}$  активность р/н *P* выше, чем активность р/н *D*, после  $t_{\text{max}}$  наоборот меньше, и кривые A(t) для обоих р/н идут параллельно. Значения  $A_D(t)$  и  $t_{\text{max}}$  можно определить по формулам (1.11) и (1.12).



Рис. 1.5. Изменение активности материнского и дочернего р/н во времени

Наиболее значимым примером генераторной системы является распад молибдена в технеций <sup>99</sup>Мо  $\rightarrow$  <sup>99m</sup>Te (рис 1.6), так как именно последний является идеальным р/н для использования в ЯМ.



Рис. 1.6. Производство <sup>99m</sup>Те в генераторе через  $\beta$ -распад <sup>99</sup>Mo. Основное состояние <sup>99</sup>Tс тоже является нестабильным и распадается через  $\beta$ -распад в <sup>99</sup>Ru ( $T_{1/2} = =211000$  лет)

В результате распада <sup>99m</sup>Te образуются  $\gamma$ -кванты с энергией 140 кэВ, а ядро переходит в основное практически стабильное состояние. Максимальная активность достигается через 23 ч. Небольшим минорным обстоятельством является то, что только 87 % <sup>99</sup>Mo распадается в <sup>99m</sup>Te.



Рис. 1.7. Изменение активности <sup>99m</sup>Тс в адсорбционной колонне генератора при ежедневном элюировании

В стандартном генераторе технеция материнский р/н <sup>99</sup>Мо химическим путем адсорбируется в колонне из оксида алюминия. Технеций, образующийся в результате распада <sup>99</sup>Мо, вымывается (элюируется) из адсорбера соляным раствором, циркулирующим через колонну. В результате элюирования активность <sup>99т</sup>Те в адсорбционной колонне уменьшается примерно на 80 %, а затем в течение 23 ч начинает возрастать, но не достигает предыдущего максимума из-за распада  $^{99}$ Мо (рис. 1.7).

## 3. Характеристики поля излучения

Применяемые в ЯМ величины часто определяются через понятия (характеристики), используемые в радиационной физике и, особенно, в радиационной дозиметрии для количественного описания поля излучения.

В радиационной дозиметрии существуют два основных класса характеристик поля фотонов. 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.

Краткие определения некоторых понятий, наиболее важных применительно к ЯМ, рассматриваются ниже.

#### 3.1. Флюенс и плотность потока

Под понятием флюенса частиц  $\Phi$  понимается отношение количества частиц dN, вошедших в объем элементарной сферы, к площади поперечного сечения сферы dA:

$$\Phi = \frac{dN}{dS}, \, \mathrm{cm}^{-2}. \tag{1.24}$$

Понятие флюенса иллюстрируется на рис. 1.8, 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.

Плотность потока фотонов <br/> φ – флюенс фотонов за единицу времени:

$$\varphi = \frac{d\Phi}{dt}, \, \mathrm{cM}^{-2} \cdot \mathrm{c}^{-1}. \tag{1.25}$$



Рис.1.8. К определению понятия флюенса

Флюенс энергии  $\psi$  – отношение количества энергии dE, входящей в объем элементарной сферы, к площади поперечного сечения сферы:

$$\Psi = \frac{dE}{dA}, \text{ M} \Rightarrow \text{B} \cdot \text{cm}^{-2}.$$
 (1.26)

Плотность потока энергии *I* – флюенс энергии за единицу времени:

$$I = \frac{d\Psi}{dt}, \text{M} \Rightarrow \text{B} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{c}^{-1}.$$
(1.27)

#### 3.2. Керма и поглощенная доза

Понятие "Керма" было введено для косвенно ионизирующего излучения, чтобы определять количество кинетической энергии передаваемой при взаимодействии этим излучением заряженным частицам в среде. Отсюда следует и определение, и название величины (сокращение от англ.- Kinetic Energy Released per unit MAss).

Керма *К* – отношение суммы первоначальных кинетических энергий заряженных частиц *dE*<sub>tr</sub>, образованных при взаимодейст-
вии косвенно ионизирующего излучения с веществом в элементарном объеме, к массе этого объема *dm*:

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm}.$$
 (1.28)

Единицей измерения кермы в СИ является (Дж/кг), она имеет специальное название – грей (Гр). Часто используемой внесистемной единицей является рад (1рад = 0,01 Гр). Рассмотрим подробнее понятие кермы применительно к  $\gamma$ -излучению.

Между кермой и флюенсом энергии для моноэнергетического γ-излучения существует простое соотношение:

$$K = \Psi \cdot \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right),\tag{1.29}$$

где  $(\mu_{tr} / \rho)$  – массовый коэффициент передачи энергии для данной среды и данной энергии фотонов (см. далее).

Большая часть первоначальной энергии электронов, получаемых ими в результате взаимодействия фотонов в средах с низким атомным номером (воздух, вода, биологическая ткань), тратится на неупругие столкновения (ионизация и возбуждение) с атомными электронами. Некоторая часть этой энергии в результате радиационных взаимодействий с ядрами атомов трансформируется в тормозное излучение. Таким образом, керму можно разделить на две части:

$$K = K_{\text{ион}} + K_{\text{рад}}, \qquad (1.30)$$

где Кион, Крад – ионизационная и радиационная части кермы.

Эти части связаны с флюенсом энергии фотонов следующими соотношениями:

$$K_{_{\rm HOH}} = \Psi \cdot \left(\frac{\overline{\mu}_{en}}{\rho}\right) \tag{1.31}$$

И

$$K_{\rm pag} = \Psi \cdot \left(\frac{\overline{\mu}_{en}}{\rho}\right) \cdot \left(\frac{\overline{g}}{1 - \overline{g}}\right), \qquad (1.32)$$

где  $(\mu_{en}/\rho)$  – массовый коэффициент истинного поглощения энергии фотонов, усредненный по спектру флюенса энергии (см. далее); g – средняя доля энергии электрона, теряемая на тормозное излучение и усредненная по спектру флюенса энергии фотонов. Для материалов с низким Z и энергией фотонов  $E \leq 1$  МэВ величина  $g \approx 0$  и, соответственно,  $K \approx K_{ион}$ .

Поглощенная доза представляет собой отношение средней энергии *dE*, поглощенной в элементарном объеме среды, к массе *dm* этого объема:

$$D = \frac{dE}{dm}.$$
 (1.33)

Единицей измерения поглощенной дозы в СИ так же, как и кермы является грэй (Гр), который соответствует поглощению энергии 1 джоуль в 1 килограмме облученного вещества. В ядерной медицине и лучевой терапии в качестве среды выступают обычно биологическая ткань или близкая к ней по физическим свойствам вода. В дальнейшем, если не будет уточнений, под термином "поглощенная доза" (или просто доза) будет пониматься поглощенная доза в воде.

Заметим, что электроны, образующиеся при взаимодействии фотонов с веществом и, фактически, определяющие величину поглощенной дозы, имеют конечные пробеги. Поэтому энергия, передаваемая γ-излучением в среду, поглощается не локально, а в некоторой окрестности точки взаимодействия. Кроме того, часть энергии может уноситься тормозным излучением. Все это приводит к достаточно сложной связи между кермой и поглощенной дозой. В условиях существования электронного равновесия, когда энергия, вносимая заряженными частицами в элементарный объем равняется энергии, выносимой заряженными частицами из объема, справедливо следующее соотношение:

$$D = K_{_{\rm HOH}} = K(1-g). \tag{1.34}$$

В некоторых случаях на практике используется (хотя это не рекомендуется ГОСТами) также понятие экспозиционная доза или экспозиция. Экспозиционная доза определяется как отношение полного количества ионов одного знака dQ, образующихся в элементарном объеме воздуха после завершения всех процессов ионизации, к массе dm этого объема:

$$X = \frac{dQ}{dm}.$$
 (1.35)

Единицей измерения экспозиционной дозы в СИ является кулон на килограмм, Кл/кг. Внесистемной, часто используемой единицей является рентген (1 P =  $2.58 \cdot 10^{-4}$  Кл/кг).

Экспозиционная доза представляет ионизационный эквивалент ионизационной части кермы в воздухе. Их связь выражается следующей формулой:

$$X = K_{\text{ион}}^{\text{воз}} \cdot \left(\frac{e}{w}\right), \tag{1.36}$$

где *w* – средняя энергия, требующаяся для образования пары ионов в воздухе.

#### 4. Взаимодействие излучений с веществом

Под взаимодействием излучений с веществом здесь понимаются лишь первичные элементарные акты взаимодействия частиц ионизирующего излучения с веществом, которые происходят под действием кулоновских, электромагнитных и ядерных сил. В данном разделе мы ограничимся рассмотрением взаимодействия с веществом заряженных частиц (в основном, электронов), фотонов и нейтронов.

#### 4.1. 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 " поперечное сечение взаимодействия" (или короче "сечение взаимодействия"). Введем это понятие на примере взаимодействия у-излучения.

Пусть в малой окрестности определенной точки пространства, где каким-либо источником фотонов создается поле  $\gamma$ -излучения с плотностью потока  $\varphi$ , помещается мишень, содержащая  $\Delta n_a$  атомов какого-нибудь элемента (рис. 1.9,*a*). Предположим, что v падающих на мишень частиц испытывает в единицу времени взаимодей-

ствие с атомами мишени. Тогда сечением взаимодействия  $\sigma$  называется отношение

$$\sigma = \frac{v}{\varphi \cdot \Delta n_a},\tag{1.37}$$

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>).

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. 1.9, $\delta$ ). Если в единице объема данного вещества находится  $n_a$  атомов, то, исходя из формулы (1.37), полное число взаимодействий, которое будет иметь место в этом образце объемом  $dV = S \cdot dl$  в единицу времени, равно

$$d\mathbf{v} = \mathbf{\sigma} \cdot \mathbf{\phi} \cdot \mathbf{n}_a \cdot dV. \tag{1.38}$$

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

$$P = \frac{dv}{\varphi S} = \frac{\sigma \cdot \varphi \cdot n_a \cdot dl}{\varphi \cdot S} = \sigma \cdot n_a \cdot dl.$$
(1.39)



Рис. 1.9. К определению понятия поперечного сечения (*a*) и его вероятностной интерпретации (*δ*)

Теперь, если в формуле (1.39) положить  $n_a$  и dl равными единице, то вероятность P окажется численно равной сечению  $\sigma$ . Таким образом, сечение численно равно вероятности взаимодействия фотона (или другой элементарной частицы) на единичном пути в веществе, в единичном объеме которого находится один атом (или электрон, или ядро, если сечение процесса определяется по отношению к взаимодействия с этими мишенями).

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

$$\sigma = \sigma_s + \sigma_a, \qquad (1.40)$$

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

Все введенные выше сечения относились к процессам взаимодействия излучения с микрочастицами вещества (электроном, атомом, ядром), поэтому их часто называют микроскопическими 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 с  $\vec{\Omega}$  на  $\vec{\Omega}'$  вводится понятие дифференциального сечения рассеяния  $\sigma_s(E, \vec{\Omega} \to \vec{\Omega}')$ .

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. 1.10). Размерность микроскопического дифференциального сечения рассеяния квадрат длины/стерадиан, обычно используется см<sup>2</sup>/ст.

Как правило, дифференциальное сечение зависит не отдельно от направлений  $\vec{\Omega}$  и  $\vec{\Omega}'$ , а от косинуса полярного угла между этими векторами и не зависит от азимутального угла, т.е.

$$\sigma_s(E, \Omega \to \Omega') = \sigma_s(E, \cos \theta_s). \tag{1.41}$$



Рис. 1.10. К определению микроскопического дифференциального сечения рассеяния

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

$$\Sigma = \sigma \cdot n_a. \tag{1.41}$$

Эту величину называют макроскопическим сечением взаимодействия 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].

# 4.2.Взаимодействие заряженных частиц с веществом

#### 4.2.1. Общее описание взаимодействия

Наибольший интерес для ЯМ из заряженных частиц представляют электроны и, частично, протоны и α-частицы. Поэтому, рассматривая их взаимодействие с веществом, основное внимание уделим электронам, хотя значительная часть материала с небольшими модификациями может быть применена к протонам и ионам.

При прохождении через вещество электрон испытывает кулоновское взаимодействие с орбитальными электронами и ядрами атомов. В результате взаимодействий электрон может терять свою кинетическую энергию (ионизационные и радиационные потери) или изменять направление своего движения, практически не теряя свою энергию (упругие столкновения). Количество взаимодействий у электронов с энергией ~ 1 МэВ очень велико, так при замедлении от энергии 0,5 до 0,25 МэВ в алюминии электрон испытывает в среднем ~  $3 \cdot 10^4$  взаимодействий. Поэтому в большинстве практических расчетов используются макроскопические понятия.

Столкновения между падающим электроном и орбитальными электронами или ядрами подразделяются на упругие и неупругие. При упругих столкновениях электрон отклоняется от направления своего первоначального движения, теряя при этом очень небольшую часть своей энергии. При неупругих взаимодействиях электрон изменяет направление движения и передает часть своей энергии орбитальному электрону или испускает ее в форме тормозного излучения.

Вид взаимодействия, который испытывает электрон с конкретным атомом, зависит от так называемого прицельного параметра b, определяемого расстоянием между ядром атома и направлением движения электрона перед столкновением (рис. 1.11).

• Для *b* >> *a* электрон испытывает дальнее (мягкое) столкновение с атомом в целом и передает орбитальным электронам небольшое количество энергии.

• Для  $b \approx a$  электрон испытывает близкое (жесткое) столкновение с орбитальными электронами и передает им значительную часть своей кинетической энергии, в результате чего образуются, так называемые  $\delta$ -электроны.

• Для *b* << *a* электрон испытывает радиационное взаимодействие с атомным ядром, испуская при этом тормозное излучение с непрерывным энергетическим спектром, простирающимся от нуля до начальной энергии электрона (рис. 1.12).

Количество мягких столкновений на порядки превышает количество жестких столкновений. Но интересно, что количество энер-

гии, теряемой электроном в этих двух видах столкновений примерно одинаково.



Рис. 1.11. Определение прицельного параметра



Рис.1.12. Образование (а) и примерный энергетический спектр тормозного излучения, выходящего из тонкой мишени (б)

#### 4.2.2. Взаимодействие с орбитальными электронами

При кулоновском взаимодействии между быстрыми заряженными частицами и орбитальными электронами последние можно считать свободными, если их энергия связи много меньше энергии, которая им передается в результате взаимодействия. Используя классическую нерелятивистскую теорию столкновений, Бор получил, что энергия *Q*, передаваемая в результате кулоновского взаимодействия заряженных частиц, равна

$$Q = \frac{2k^2 z^2 e^4}{m_e b^2 v^2},$$
 (1.42)

где b – прицельный параметр; z – заряд первичной частицы (в единицах заряда электрона); v – скорость первичной частицы; k – константа, равная  $8,9875 \cdot 10^9 \,\mathrm{H} \cdot \mathrm{M}^{-2}$ .

Отметим, что масса первичной частицы не входит в формулу (1.42), т.е. она применима и для протонов и других заряженных частиц. Уравнение (1.42) приводит к следующему классическому выражению для поперечного сечения, дифференциального по передаваемой энергии и отнесенного к одному электрону:

$$\frac{d\sigma}{dQ} = \frac{2\pi z^2 e^4 k^2}{m_e v^2} \frac{1}{Q^2}.$$
 (1.43)

Релятивисткий квантово-механический вариант поперечного сечения кулоновского взаимодействия между свободными электронами был получен Меллером:

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = \frac{2\pi e^4 k^2}{Tm_e v^2} \left[ \frac{1}{\varepsilon^2} + \frac{1}{(1-\varepsilon)^2} + \left(\frac{\tau}{\tau+1}\right)^2 - \frac{2\tau+1}{(\tau+1)^2} \frac{1}{\varepsilon(1-\varepsilon)} \right], \quad (1.44)$$

где T – кинетическая энергия электрона;  $\varepsilon = Q/T$  – передаваемая энергия в единицах кинетической энергии электрона;  $\tau = T/m_e c^2$ ; v – скорость электрона.

Основной вклад в сечение (1.44) вносит первый член. Если пренебречь остальными членами, то выражение (1.44) переходит в классическое (1.43). Имеющаяся в обеих формулах зависимость  $1/Q^2$  показывает, что доминирующими являются малые потери энергии. Средняя величина потери энергии электроном в средах с низкими атомными номерами составляет ~ 60 эВ.

Кулоновское взаимодействия между электроном и орбитальными электронами атомов среды приводит в результате к ионизации и возбуждению атомов. Ионизация заключается в вырывании электронов из атомов. Возбуждение переводит орбитальные электроны на более высокие орбиты. В результате обоих процессов электрон теряет часть своей кинетической энергии, что количественно описывается через понятие "ионизационная тормозная способность".

#### 4.2.3. Взаимодействие с ядрами атомов

Когда заряженная частица пролетает близко к атомному ядру, то кулоновское взаимодействие происходит скорее не с орбитальными электронами, а непосредственно с ядром. Если заряженной частицей является электрон, то это взаимодействие приводит к отклонению его от первоначального направления движения (упругому рассеянию), при котором энергия электрона практически совсем не изменяется. Другим результатом взаимодействия с ядром может явиться испускание тормозного излучения, при котором происходит уже значительная потеря энергии.

Дифференциальное сечение упругого рассеяния было получено Резерфордом и впоследствии уточнялось несколькими авторами, в том числе Моттом и Мольером, которые предложили метод учета эффекта экранирования поля ядра орбитальными электронами. В этом варианте дифференциальное сечение имеет следующий вид:

$$\frac{d\sigma}{d\theta_s} = \frac{z^2 Z(Z+1) r_e^2}{4E^2} \frac{1}{(1-\cos\theta_s + 2\eta)^2},$$
 (1.45)

где *z*, *E* – заряд и энергия налетающей частицы;  $\theta_s$  – угол рассеяния;  $\eta$  – параметр экранирования.

Угловое распределение частиц после упругого рассеяния имеет очень большую вытянутость вперед (максимум сечения при  $\theta_s \sim 0$ ), но так как общее количество упругих столкновений очень велико, то в результате в сумме они приводят к существенному изменению траектории первичной частицы. В качестве примера на рис. 1.13 приводится снимок траекторий электронов в пузырьковой камере, наполненной пропаном.

Потери энергии заряженными частицами на тормозное излучение пропорциональны  $\sim(Z/m)$ , где Z – заряд ядра и m – масса первичной частицы. Отсюда следует малая вероятность рождения тормозного излучения при прохождении через вещество тжелых заряженных частиц. Поперечное сечение образования тормозного излучения имеет очень сложный вид. Его особенностью является то, что

$$\frac{d\sigma_{rad}}{dE_{\gamma}} \propto \frac{1}{E_{\gamma}}.$$
(1.46)



Рис. 1.13. Снимок узкого пучка электронов с энергией 9,3 МэВ в пузырьковой камере, наполненной пропаном [3]

Поэтому средние потери энергии при испускании тормозного излучения заметно выше, чем при столкновениях. Количественно эти потери обычно характеризуются радиационной тормозной способностью. Для оценки мощности тормозного излучения *P* можно применить ларморовского соотношение, устанавливающее, что мощность эмиссии фотонов, создаваемых ускоряемой частицей с зарядом *z*, пропорциональна квадрату ускорения *a* и квадрату заряда:

$$P = \frac{z^2 a^2}{6\pi\epsilon_0 c^3},$$
 (1.47)

Угловое распределение испускаемого тормозного излучения пропорционально  $\sin^2 \theta / (1 - \beta \cdot \cos \theta)^5$ , где  $\theta$  – угол между ускорением заряженной частицы и единичным вектором, связывающим заряд и точку наблюдения;  $\beta$  – стандартное релятивистское отношение v/c. При небольших скоростях v заряженной частицы угловое распределение пропорционально  $\sin^2 \theta$ , т.е. имеет максимум при  $\theta = 90^{\circ}$ . Однако при увеличении скорости до ~ *c*, угловое распределение приобретает большую вытянутость вперед. Направление максимальной эмиссии тормозных фотонов можно рассчитать из следующего выражения:

$$\theta_{\max} = \arccos\left[\frac{1}{3\beta}\sqrt{1+15\beta} - 1\right].$$
 (1.48)

Из формулы (1.48) следует, что при  $\beta \rightarrow 0$   $\theta_{max} \rightarrow \pi/2$  и при  $\beta \rightarrow 1$   $\theta_{max} \rightarrow 0$ . Это указывает, что в диагностической радиологии (ортовольтовые пучки) большая часть рентгеновского излучения испускается под углом 90° по отношению к направлению падения пучка электронов на мишень, в то время как в мегавольтном диапазоне (линейные медицинские ускорители электронов (ЛУЭ)) угол максимальной интенсивности близок 0°.

Потери энергии на тормозное излучение прямо пропорциональны атомному номеру среды и кинетической энергии электронов. Выход *x*-лучей из мишеней в энергетическом диапазоне диагностической радиологии (~ 100 кэВ) составляет ~ 1 %, а в мегавольтном диапазоне энергий выход ~ 10 – 20 %.

#### 4.2.4. Тормозная способность

Число взаимодействий электронов с атомами среды, как отмечалось выше, на много порядков превышает число взаимодействий, которые испытывают фотоны до своего поглощения в веществе. Поэтому для количественного описания взаимодействия электронов с веществом в дозиметрии используются, в основном, не микроскопические сечения отдельных процессов, а макроскопические характеристики, связанные со скоростью потери электроном своей энергии на единице пути в конкретном веществе.

Наиболее употребительной величиной, характеризующей свойства вещества по отношению к поглощению энергии электронов, является понятие полной массовой тормозной способности –  $(S/\rho)_{tot}$ . Под этой величиной в соответствии с рекомендациями Международной комиссии по радиационным единицам (МКРЕ) понимается отношение *dE* к произведению  $\rho \cdot dl$ , где *dE* – полные потери кинетической энергии электрона при прохождении им пути *dl* в материале с плотностью  $\rho$ . Кроме плотности эта величина зависит также от атомного номера материала Z и энергии электрона E. Принято представлять  $(S/\rho)_{tot}$  в соответствии с разными видами потерь энергии в виде суммы:

$$\frac{1}{\rho} \left( \frac{dE}{dl} \right)_{tot} = (S/\rho)_{tot} = (S/\rho)_{col} + (S/\rho)_{rad}, \qquad (1.49)$$

где  $(S/\rho)_{col}$  – связана с потерями электроном энергии на ионизацию и возбуждение атомов среды и называется массовой тормозной способностью столкновений;  $(S/\rho)_{rad}$  связана с потерями электроном энергии на испускание тормозного излучения и называется радиационной массовой тормозной способностью. Обычно используемая размерность массовой тормозной способности МэВ/(см<sup>2</sup>·г).

Массовая тормозная способность столкновений может быть рассчитана из выражения, приводимого, например, в работе [3]:

$$(S/\rho)_{col} = \frac{2\pi r_e^2 m_e c^2 N_A Z}{\beta^2 A} \cdot \{ \ln[\frac{\tau^2(\tau+2)}{2(I/m_e c^2)^2}] + F(\tau) - \delta \}, \quad (1.50)$$

где  $\delta$  – поправка на эффект плотности вещества;  $\tau = E/m_e c^2$  – отношение кинетической энергии *T* частицы к энергии массы покоя электрона;  $r_e$  – классический радиус электрона; *Z* – атомный номер среды; *A* – атомный вес вещества; *I* – средний ионизационный потенциал вещества;

$$F(\tau) = 1 - \beta^2 + \left[\tau^2 / 8 - (2\tau + 1) \ln 2\right] / (\tau + 1)^2.$$
 (1.51)

Интересно отметить, что величина  $(S/\rho)_{col}$  выше для материалов с низким атомным номером. Это является следствием того, что материалы с высоким атомным номером имеют меньше электронов на грамм вещества, чем материалы с низким атомным номером.

Для расчета массовой тормозной способности частиц более тяжелых, чем электроны, в работе [3] рекомендуется формула, полученная Аттиксом:

$$(S/\rho)_{col} = \frac{2\pi N_A r_e^2 z^2}{\beta^2} \left(\frac{Z}{A}\right) \left\{ \ln \left[\frac{2m_e c^2 \beta^2 T_{max}'}{I^2 (1-\beta^2)}\right] - 2\beta^2 - 2\frac{C}{Z} - \delta \right\},$$
(1.52)

где  $T'_{\text{max}}$  – максимальная энергия, которая в одном столкновении может передаваться электронам (например, для 10 МэВ протонов

 $T'_{\text{max}}$ =20 кэB, в то время как для электронов той же начальной энергии  $T'_{\text{max}}$ = 5 МэB).

Если кинетическая энергия первичной заряженной частицы  $T < < M_0 c^2$ , то  $T'_{\text{max}} \approx 2m_e c^2 \left[ \beta^2 / (1 - \beta^2) \right]$ . Уравнение (1.52), следуя Аттиксу, можно упростить до следующего выражения:

$$(S/\rho)_{col} = 0.154 \frac{z^2}{\beta^2} \times \left[ 27,68 + 2\ln\left(\frac{\beta^2}{1-\beta^2}\right) - 2\beta^2 - 2\ln I - \frac{2C}{Z} - \delta \right] \cdot \left(\frac{Z}{A}\right), \qquad (1.53)$$

где C/Z – так называемая оболочечная поправка. Она необходима, потому что приближение Борна ( $2Z_z/137 \ll \beta$ ) не действует при приближении скорости частицы к скорости орбитальных электронов.

Радиационная массовая тормозная способность не может быть выражена в простой общей форме для всех энергий и веществ. Приведем здесь формулу из [4] для электронов высоких энергий (случай полного экранирования:  $\tau >> 1/\alpha Z^{1/3}$ ):

$$\left(\frac{S}{\rho}\right)_{rad} = \frac{4r_e^2\alpha}{\beta^2} N_A \frac{Z(Z+1)}{M_A} (\tau+1)m_e c^2 \ln(183Z^{-1/3}+1/18), \quad (1.54)$$

где *а* – постоянная тонкой структуры.

Как видно из формулы (1.54),  $(S/\rho)_{rad}$  растет почти линейно с увеличением кинетической энергии электрона в мегавольтной области, в то время как  $(S/\rho)_{col}$  имеет в этом районе слабую логарифмическую зависимость (1.54). В более широком энергетическом диапазоне зависимость этих величин от энергии электрона демонстрируется для воды и свинца на рис. 1.14. Отметим также существенно более сильную зависимость  $(S/\rho)_{rad}$  от атомного номера среды, чем это имеет место для  $(S/\rho)_{rad}$ .

Используя массовую тормозную способность, можно определить пробег электрона, R, с энергией  $E_e$ :

$$R = \int_{0}^{E_{e}} \left(\frac{S}{\rho}(E)\right)_{\text{tot}}^{-1} dE.$$
 (1.55)



Рис. 1.14. Зависимость массовых тормозных способностей электронов от энергии для воды и свинца:  $1 - (S/\rho)_{col}$ ;  $2 - (S/\rho)_{rad}$ ; (адаптировано из [4])

# 4.2.5. Ограниченная массовая тормозная способность и поглощенная доза

При неупругом взаимодействии с веществом электрон, как отмечалось выше, может передать часть своей энергии электронам среды (вторичным электронам) или испустить тормозное излучение. В большинстве случаев вторичные электроны получают относительно небольшую долю энергии первичных электронов, но имеют место и случаи большой передачи энергии (до половины от энергии первичного электрона, а если передается больше половины, тогда вторичный электрон называют первичным, а вторичный - первичным). Такие высокоэнергетические вторичные электроны имеют уже достаточно большие пробеги в веществе и, следовательно, потеряют свою энергию на некотором удалении от точки образования. Аналогичная ситуация имеет место и для тормозных фотонов. Так как понятие поглощенной дозы D связывается с локальным поглощением энергии, то для расчета величины  $D(\vec{r})$ , исходя из знания пространственно-энергетического распределения флюенса электронов  $\Phi(\vec{r}, E)$ , использование понятия массовой тормозной способности будет некорректным. Для определения связи между этими двумя величинами вводится понятие ограниченной тормозной способности столкновений.

Ограниченная тормозная способность столкновений относится к концепции линейной потери энергии. Под понятием линейной передачи энергии L понимается отношение энергии dE, теряемой заряженной частицей на ионизацию и возбуждение атомов среды, к величине пути dl, т.е. L=(dE/dl). Таким образом, в величину L не входят потери энергии на испускание тормозного излучения. Чтобы отделить локальное поглощение энергии, имеющее место вблизи точки взаимодействия, от энергии, которая будет потеряна электроном на определенном расстоянии от точки взаимодействия, вводится понятие ограниченной тормозной способности столкновений,  $(L/\rho)_{col,\Delta}$ . Другими словами, величина  $(L/\rho)_{col,\Delta}$  представляет собой частное от деления dE на  $\rho \cdot dl$ , при условии, что в dE включаются все потери энергии, величина которых меньше  $\Delta$ :

$$\left(\frac{L}{\rho}\right)_{col,\Delta} = \left(\frac{dE}{\rho dl}\right)_{col,\Delta}.$$
(1.56)

Выбор значения  $\Delta$  зависит от специфики рассматриваемой проблемы. Для задач, связанных с расчетом ионизационных камер, значение  $\Delta$  берется равным 10 кэВ, что соответствует пробегу электрона в воздухе порядка 2 мм. Для микродозиметрических расчетов обычно берут  $\Delta = 100$  эВ. На рис. 1.15 приводятся для сравнения массовые тормозные способности с разными значениями  $\Delta$ .

Количественные значения ограниченной тормозной способности для различных значений  $\Delta$  и веществ были рассчитаны в работе [6]. Используя это понятие, значение поглощенной дозы, создаваемой электронами, можно определить из следующего выражения:

$$D(\vec{r}) = \int_{\Delta}^{E_0} \Phi(\vec{r}, E) \cdot \left(\frac{L}{\rho}\right)_{col,\Delta} \cdot dE.$$
 (1.57)



Рис.1.15. Зависимости массовой тормозной способности от значения ∆ (адаптировано из [1])

#### 4.2.6. Угловое распределение рассеянных электронов и массовая рассеивающая способность

При прохождении пучка электронов через вещество последние, как отмечалось выше, под действием кулоновских сил испытывают очень большое количество взаимодействий. В результате электроны приобретают составляющие скорости и смещения перпендикулярные к направлению их первоначального движения (см. рис. 1.13). Для большинства практических задач угловое и пространственное расширение узкого коллимированного пучка (тонкого луча) электронов в малоугловом приближении может быть аппроксимировано гауссовским распределением [7].

Пусть такой узкий пучок падает на плоскую поверхность рассеивателя вдоль оси z (геометрическая ось пучка параллельна оси z), которая, в свою очередь, нормальна к этой поверхности. Тогда угловое распределение флюенса электронов после прохождения ими слоя рассеивателя толщиной z, будет описываться выражением, предложенным в работах [7,8]:

$$\Phi(z,\theta) = \Phi_0(z) \frac{\exp\left\{-\frac{\theta^2}{\overline{\theta^2}(z)}\right\}}{\pi\overline{\theta^2}(z)}, \qquad (1.58)$$

где  $\theta$  – угол по отношению к оси *z*;  $\theta^2(z)$  – средний квадрат углового расширения пучка;  $\Phi_0(z) = 2\pi \int_0^{\pi} \Phi(z, \theta) \theta d\theta$ .

Значение  $\overline{\theta^2}(z)$  определяется из выражения:

$$\overline{\theta^2}(z) = \overline{\theta_i^2} + \int_0^z \left(\frac{T}{\rho}\right) \cdot \rho \cdot dl, \qquad (1.59)$$

где  $(T/\rho)$  – массовая угловая рассеивающая способность, значения которой для некоторых веществ приводятся в работах [5, 9];  $\overline{\theta_i^2}$  – начальное значение среднего квадрата углового расширения пучка.

По аналогии с массовой тормозной способностью МКРЕ [9] определяет массовую угловую рассеивающую способность как отношение приращения среднего квадрата угла рассеяния к  $\rho \cdot dl$ :

$$\frac{T}{\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{d\overline{\theta}^2}{dl}.$$
(1.60)

Эксперименты показывают, что для материалов с низким атомным номером наблюдается линейная зависимость между  $\overline{\theta^2}$  и глубиной проникновения пучка в достаточно широком интервале глубин [6,10]. С дальнейшим увеличением глубины формируется равновесное угловое распределение, так как электроны, рассеянные на большие углы, быстро выбывают из пучка. Массовая угловая рассеивающая способность пропорциональна примерно квадрату атомного номера вещества и обратно пропорциональна кинетической энергии электрона.

#### 4.3. Взаимодействие фотонов с веществом

#### 4.3.1. Общее рассмотрение

При прохождении через вещество фотоны испытывают взаимодействие с сильно связанными электронами, т.е. с атомом как с целым (фотоэлектрический эффект, когерентное рассеяние), с полем ядер (образование электроно-позитронных пар) или со свободными электронами (эффект Комптона, образование триплетов).

В контексте фотонных взаимодействий связанный электрон – это орбитальный электрон с энергией связи на оболочке порядка или немного выше, чем энергия фотонов, в то время как свободный электрон – это электрон с энергией связи много меньшей, чем энергия фотона.

В области энергий фотонов от нескольких килоэлектронвольт до нескольких мегаэлектронвольт, представляющих наибольший интерес для ЯМ, основными процессами взаимодействия фотонов с веществом являются фотоэлектрический эффект, комптоновское рассеяние и образование электронно-позитронных пар. Значительно меньшую роль играют когерентное (или томсон-релеевское рассеяние) на связанных электронах и фотоядерные реакции. Во время взаимодействия фотоны могут полностью исчезнуть (фотоэффект, образование пар и триплетов) или рассеяться когерентно (когерентное рассеяние) или некогерентно (эффект Комптона). Поперечные сечения взаимодействия фотонов зависят от их энергии  $E_{\gamma}$  и от атомного номера среды Z.

#### 4.3.2. Фотоэлектрический эффект

При фотоэлектрическом эффекте фотон взаимодействует с орбитальным электроном, находящимся на *i*-оболочке, и поглощается, передавая всю свою энергию этому электрону, который в результате выбивается из атома с кинетической энергией

$$E_e = E_{\gamma} - BE_i, \qquad (1.61)$$

где *BE<sub>i</sub>* – энергия связи на *i*-оболочке.

После выбивания связанного электрона появившаяся на оболочке свободная вакансия заполняется электроном с вышерасположенной оболочки и событие фотопоглощения заканчивается испусканием характеристического фотона или электрона Оже (рис. 1.16).

При  $E_{\gamma} > BE_{K}$  основную роль в фотоэффекте играют электроны на *К*-оболочке, и сечение фотоэффекта  $\sigma_{\phi}$  на *К*-оболочке составляет 80 % от полного сечения фотоэффекта. При  $E\gamma < BE_{K}$  процесс будет идти и на других оболочках. Поэтому в зависимости  $\sigma_{\phi}$  от энергии фотонов наблюдаются скачки при энергиях фотонов, равных энергии связи на *K*-, *L*-, *M*- и других оболочках.



Рис. 1.16. Схематическое изображение фотоэлектрического поглощения фотона и последующего испускания характеристического фотона

Существует немало формул, в том числе и теоретических, выражающих зависимость  $\sigma_{\phi}$  от  $E_{\gamma}$  и от Z. Однако все они имеют приближенный характер, поэтому на практике лучше пользоваться справочными данными. Качественная зависимость  $\sigma_{\phi}$  на *К*оболочке от этих переменных для фотонов больших энергий ( $E\gamma >> >> m_ec^2$ ) описывается формулой Заутера:

$$\sigma_{\phi,K} \approx 4\pi r_e^2 Z^5 m_e c^2 / 137 E_{\gamma},$$
 (1.62)

где  $r_e = e^2 / (m_e c^2) = 2,82 \cdot 10^{-15}$  м – классический радиус электрона.

Для нерелятивистской области ( $BE_K < E_{\gamma} << m_e c^2$ ) справедлива приближенная формула Гайтлера

$$\sigma_{\phi,K} = 32\sqrt{2}\pi r_e^2 (m_e c^2)^{7/2} Z^5 / (3 \cdot 137 \cdot E^{7/2}).$$
(1.63)

Как видно из (1.62) и (1.63)  $\sigma_{\phi,K}$  убывает в релятивистской области значительно медленнее (1/*E*), чем в нерелятивистской области ( $E^{-7/2}$ ). Полное сечение фотоэффекта при  $E_{\gamma} > BE_K$  связано с  $\sigma_{\phi,K}$  следующей формулой (погрешность 2 – 3 %):

$$\sigma_{\phi} / \sigma_{\phi,K} \approx 1 + 0.0148 \cdot \ln^2 Z - 0.000788 \cdot \ln^3 Z.$$
 (1.64)

Таким образом, сечение фотоэффекта сильно зависит от атомного номера среды ( $\sim Z^5$ ) и быстро убывает с ростом энергии фотона (рис. 1.17). Поэтому этот эффект играет особо существенную роль в области малых энергий фотонов и для веществ с большими Z.



Рис.1.17. Зависимость микроскопических сечений взаимодействия фотонов, отнесенная к одному атому, от энергии фотонов для углерода и свинца

Средняя энергия, передаваемая в среде электронам при фотоэффекте фотонов с энергией  $E_{\gamma} > BE_{K}$ , равна

$$\overline{E}_{tr} = E_{\gamma} - P_K \cdot \omega_K \cdot BE_K, \qquad (1.65)$$

где  $P_K$  – доля событий фотоэффекта, происходящих на *K*-оболочке;  $\omega_K$  – выход характеристического излучения с *K*-оболочки. Величина  $P_K$  изменяется от 1.0 для элементов с малым *Z* до 0,8 для элементов с большим *Z*.

#### 4.3.3. Комптоновское (некогерентное) рассеяние

При комптоновском рассеянии фотоны, как следует из названия эффекта, не поглощаются, а в результате взаимодействия со "свободным" электроном передают ему часть своей энергии и сами отклоняются от направления своего первоначального движения на угол  $\theta_s$  (рис. 1.18).



Рис. 1.18. Диаграмма комптоновского рассеяния фотонов

Так как скорость орбитальных электронов мала по сравнению со скоростью света, при  $E_{\gamma} \ge E_K$  электрон до взаимодействия с фотоном допустимо считать свободным и покоящимся. Отсюда потерю энергии и угол рассеяния фотона можно связать с помощью уравнений закона сохранения и импульса как при упругом рассеянии:

$$E_{\gamma} = E_{\gamma}' + m_e c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right); \quad \vec{\mathbf{P}}_{\gamma} = \vec{\mathbf{P}}_{\gamma}' + \frac{m_e \vec{\mathbf{v}}}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (1.66)$$

где  $E_{\gamma}$  и  $E'_{\gamma}$  – энергия фотона до и после рассеяния;  $\vec{P}_{\gamma}$  и  $\vec{P}'_{\gamma}$  – импульсы фотона до и после рассеяния ( $|\vec{P}_{\gamma}| = E/c$ );  $\vec{v}$  – скорость электрона отдачи.

В результате преобразования уравнений (1.66) получаем следующие соотношения:

$$E'_{\gamma} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2} (1 - \cos \theta_s)}, \quad \operatorname{ctg} \phi = (1 + \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2}) \cdot \operatorname{tg} \theta_s. \quad (1.67)$$

Из уравнения (1.67) следует, что с увеличением угла рассеяния  $\theta_s$  энергия, уносимая рассеянным фотоном уменьшается, а энергия, передаваемая электрону отдачи, возрастает. Минимальное значение  $E_{\gamma}$ , соответствующей рассеянию на угол  $\theta_s = 180^\circ$ , равно

$$E'_{\gamma,\min} = E_{\gamma} / (1 + 2E_{\gamma} / m_e c^2).$$
(1.68)

Как видно из выражения (1.68), для фотонов с высокой энергией  $(E_{\gamma}/m_ec^2 >> 1)$  минимальная энергия рассеянных фотонов стремится к  $m_ec^2/2 = 0.255$  МэВ, т.е. потеря энергии очень значительна. В области же низких начальных энергий  $(E_{\gamma}/m_ec^2 << 1)$  наоборот, минимальная энергия  $E'_{\gamma,\min} \approx E_{\gamma}$ , т.е. потери энергии в результате комптоновского рассеяния незначительны.

Так как комптоновское рассеяние имеет место на свободных электронах, то микроскопическое сечение, отнесенное к одному электрону  $\sigma_{\kappa,e}$ , не зависит от атомного номера среды Z, а отнесенное к одному атому линейно зависит от Z (для элементов с малым и средним Z). Для веществ с большим Z зависимость  $\sigma_{\kappa,e}$  от Z появляется (не очень сильная) из-за эффекта экранирования полей электронных оболочек.

С увеличением начальной энергии фотонов  $\sigma_{\kappa,e}$  постепенно уменьшается от значения  $0.665 \times 10^{-24}$  см<sup>2</sup>/электрон при очень низких энергиях до  $0,051 \times 10^{-24}$  см<sup>2</sup>/электрон при  $E_{\gamma} = 10$  МэВ (рис. 1.17).

Угловое распределение рассеянных фотонов определяется дифференциальным сечением рассеяния. Согласно теории Клейна-Нишины-Тамма это сечение, отнесенное к одному атому равно

$$\sigma_{\kappa}(\alpha,\cos\theta_{s}) = \frac{Zr_{e}^{2}}{2\left[1+\alpha(1-\cos\theta_{s})\right]^{2}} \left[1+\cos^{2}\theta_{s}+\frac{\alpha^{2}(1-\cos\theta_{s})^{2}}{1+\alpha(1-\cos\theta_{s})}\right],$$
(1.69)

где  $\alpha = E_{\gamma}/m_e c^2$  – безразмерная начальная энергия фотона.



Рис. 1.19. Зависимость микроскопического дифференциального сечения комптоновского рассеяния от косинуса угла рассеяния для разных начальных энергий фотонов (*a*) и зависимость полного и парциальных сечений комптоновского рассеяния от энергии фотонов ( $\delta$ )

Зависимость микроскопического дифференциального сечения комптоновского рассеяния от угла рассеяния для разных начальных энергий фотонов показана на рис. 1.19,*а*. Из приводимых графиков наглядно видно, что с увеличением энергии фотонов возрастает анизотропия рассеяния, проявляющаяся во все большей вытянутости вперед рассеянных фотонов.

Важной характеристикой комптоновского рассеяния является средняя относительная потеря фотоном энергии в этом процессе

$$f_{tr}^{\kappa} = \frac{E_{\gamma} - E_{\gamma}'}{E_{\gamma}} = \frac{\overline{\alpha - \alpha'}}{\alpha} = 2\pi \int \frac{\left[\alpha - \alpha'(\theta_{s})\right]}{\alpha} \frac{\sigma_{\kappa}(\alpha, \cos\theta_{s})}{\sigma_{\kappa}(\alpha)} \cdot d\cos\theta_{s}.$$
(1.70)

Данная величина пропорциональна энергии, передаваемой комптоновским электронам отдачи. На рис. 1.20 показана зависимость этой величины от начальной энергии фотонов. Из рисунка видно, что доля энергии, передаваемая комптоновским электронам с ростом энергии фотонов возрастает. Так 1-МэВ фотоны при комптоновском рассеянии в среднем передают электронам отдачи 440 кэВ и 560 кэВ рассеянным фотонам, 100-кэВ фотоны 15 кэВ и 85 кэВ и 10-МэВ фотоны 6,9 МэВ и 3,1 МэВ соответственно.



Рис. 1.20. Зависимость максимальной и средней доли энергии фотонов, передаваемой в среду комптоновским электронам, от начальной энергии фотонов [1]

При расчете кермы и поглощенной дозы необходимо учитывать, что комптоновское рассеяние сопровождается передачей комптоновским электронам только части энергии фотона. Поэтому для выполнения таких расчетов целесообразно разделить сечение комптоновского рассеяния на две составляющие:

$$\sigma_{\rm k} = \sigma_{\rm k,s} + \sigma_{\rm k,tr}, \qquad (1.71)$$

где  $\sigma_{\kappa,tr}$  – принято называть сечением передачи энергии при комптоновском взаимодействии;  $\sigma_{\kappa,tr}$  – сечением рассеяния энергии при комптоновском взаимодействии. Эти величины определяются из следующих уравнений.

$$\sigma_{\kappa,s}(\alpha) = 2\pi \int \frac{\alpha'(\cos\theta_s)}{\alpha} \sigma_{\kappa}(\alpha,\cos\theta_s) \cdot d\cos\theta_s; \quad (1.72)$$

$$\sigma_{\kappa,tr}(\alpha) = 2\pi \int \left(1 - \frac{\alpha'(\cos\theta_s)}{\alpha}\right) \cdot \sigma_{\kappa}(\alpha,\cos\theta_s) \cdot d\cos\theta_s. \quad (1.73)$$

Зависимость парциальных составляющих сечения комптоновского взаимодействия от начальной энергии фотонов показано на рис. 1.19, б. В зависимости  $\sigma_{\kappa,tr}(\alpha)$  наблюдается пик, что связано с небольшими потерями энергии фотонами при их комптоновском взаимодействии в области малых энергий.

#### 4.3.4. Когерентное (релеевское) рассеяние

При когерентном рассеянии фотон взаимодействует со связанным орбитальном электроном, т.е. с атомом как целом. В результате когерентного рассеяния фотон только отклоняется на небольшой угол относительно направления первоначального движения, практически не изменяя свою энергию. Дифференциальное микроскопическое сечение когерентного рассеяния имеет следующий вид:

$$\sigma_{\rm KOF}(\cos\theta_s) = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2\theta_s) \Big[ F(|\vec{P}_e|, Z) \Big]^2, \qquad (1.74)$$

где  $F(|P_e|,Z)$  – формфактор представляет вероятность передачи импулься  $|P_e|$  совокупности Z электронов атома. В первом приближении  $F \sim Z^2$ , что указывает на возрастании роли когерентного рассеяния для материалов с высокими Z. Интегральное микроскопическое сечение когерентного рассеяния, отнесенное к одному атому, пропорционально ~  $(Z/E_{\gamma})^2$ . Так, например, для 1 МэВ фотонов отношение сечений когерентного и комптоновского рассеяния возрастает от 10<sup>-3</sup> для легких до 0,05 для тяжелых элементов.

#### 4.3.5. Образование электронно-позитронных пар

Эффект образования электронно-позитронной пары состоит в образовании фотоном в поле ядра пары заряженных частиц: электрон и позитрон. Сам фотон при этом исчезает, а его энергия идет на создание двух масс покоя ( $2m_ec^2 = 1,022$  МэВ), кинетическую энергию заряженных частиц и энергию отдачи ядра (~ 5 кэВ), которая делится между частицами поровну. Таким образом, энергетическая зависимость сечения этого процесса  $\sigma_{\pi}$  имеет пороговый характер (см. рис. 1.17) с порогом  $E_{nop}\sim1,02$  МэВ и монотонно возрастает с увеличением энергии фотонов до примерно постоянного значения в области энергий ~ 50 МэВ.

Когда образование пары происходит в поле орбитального электрона, то этот процесс называется "образование триплета" (электрон, позитрон и орбитальный электрон) и кинетическая энергия распределяется уже между тремя частицами. Порог данного эффекта равен  $4m_ec^2$ . Сечение образования пар в поле орбитального электрона пропорционально Z, а в поле ядра пропорционально  $Z^2$ . Абсолютная величина сечения  $\sigma_{n}$  в поле орбитального электрона много меньше (примерно в 50 раз) сечения образования пар в поле ядра.



Рис. 1.21. Схематическое изображение эффекта образования пары: электрон и позитрон

Электрон и позитрон испускаются главным образом в том же направлении, в каком двигался родительский фотон, точнее, в пределах телесного угла  $0.511/E_{\gamma}$  радиан. Свободный позитрон неста-

билен и преимущественно в конце пробега аннигилирует с одним из электронов среды. В результате аннигиляции образуются два фотона с энергией по 0,511 МэВ (рис. 1.21). Поскольку аннигиляция имеет наибольшую вероятность при малых энергиях позитрона, угол между направлениями разлета аннигиляционных фотонов составляет ~180°.

#### 4.3.6. Фотоядерные реакции

При фотоядерной реакции высокоэнергетичный фотон поглощается ядром атома. В результате происходит эмиссия нейтрона (( $\gamma$ ,n)-реакция) или протона (( $\gamma$ ,p)-реакция) и ядро трансформируется в радиоактивный продукт. Данная реакция имеет пороговый характер и происходит при превышении энергии фотона над энергией связи нуклонов в ядре. В большинстве случаев эта энергия равна 6 – 8 МэВ. Исключение составляют дейтерий и бериллий, для которых пороговая энергия реакции ( $\gamma$ ,n) довольно мала (2,23 и 1,665 МэВ).

Данная реакция слабо влияет на распространение фотонов в среде из-за ее малой вероятности. Даже для тяжелых ядер сечение процесса не превышает 1 б. Однако ее следует учитывать при работе медицинских ускорителей, так как возникающие потоки нейтронов могут приводить к заметной активации оборудования.

# 4.3.7. Полные микроскопические и макроскопические сечения взаимодействия фотонов

Полное микроскопическое сечение взаимодействия фотонов представляет сумму всех парциальных сечений:

$$\sigma = \sigma_{\phi} + \sigma_{\kappa} + \sigma_{\pi} + \sigma_{\kappa\sigma} + \sigma_{\gamma,n} + \dots \qquad (1.75)$$

Однако в практических расчетах прохождения фотонов через среды обычно не учитываются процессы, слабо влияющие на перенос излучения. К таким процессам относится когерентное рассеяние, не изменяющее энергию фотонов, образование триплетов,  $(\gamma, n)$ -реакция и др. Таким образом, учитываются только три основных вида взаимодействия, поэтому полное сечение равно

$$\sigma = \sigma_{\phi} + \sigma_{\kappa} + \sigma_{\pi}. \tag{1.76}$$

Характерной особенностью зависимости  $\sigma(E)$  является наличие минимума. Он объясняется убыванием сечений фотоэффекта и комптоновского рассеяния с ростом энергии фотонов и возрастанием сечения образования пар. Положение минимума зависит от атомного номера вещества. Так, для азота энергия минимума соответствует 45 МэВ, а для свинца 3,4 МэВ. Полезно выделить для разных материалов области энергии, где тот или иной эффект играют наиболее важную роль (рис. 1.22).



Рис.1.22. Области относительного доминирования одного из трех основных видов взаимодействия фотонов с веществом (адаптировано из [1])

Макроскопические сечения взаимодействия фотонов с веществом, как отмечалось в разделе 4.1, принято называть линейными  $\mu$  и массовыми  $\mu_m$  коэффициентами ослабления  $\gamma$ -излучения. Они определяются из следующих очевидных формул:

$$\mu = n_a \sigma; \, \mu \, \mu_m = n_a \sigma / \rho. \tag{1.77}$$

Физический смысл этих величин был определен в разделе 4.1. Интересно сравнить зависимости массовых коэффициентов ослабления фотонов от энергии для разных материалов (рис. 1.23). Отметим такой непривычный факт, что в области энергий от 1 до 4 МэВ значение  $\mu_m$  для воды больше, чем для свинца.



Рис. 1.23. Зависимость массового коэффициента ослабления фотонов для разных материалов от начальной энергии фотонов [11]

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 источника равна

$$\varphi(t) = \varphi_0 \cdot \exp(-\mu \cdot t), \qquad (1.78)$$

где  $\varphi_0$  – плотность потока  $\gamma$ -излучения, падающего на слой материала, т.е. при t = 0.

Однако на практике часто требуется знать не потоковые, а дозовые характеристики поля (мощность кермы и мощность поглощенной дозы или керму и поглощенную дозу). Данные характеристики связаны с плотностью потока энергии или флюенсом энергии (см. формулы (1.29 - 1.32) и (1.34)) через массовые коэффициенты передачи энергии ( $\mu/\rho$ )<sub>tr</sub> и поглощения энергии ( $\mu/\rho$ )<sub>en</sub>. Расчет этих коэффициентов выполняется с учетом той доли энергии фотона, которая при конкретном виде взаимодействия передается электро-

нам среды. Соответствующая формула для (µ/р)<sub>tr</sub> имеет следующий вид:

$$(\mu/\rho)_{tr} = (f_{tr}^{\phi}\sigma_{\phi} + f_{tr}^{\kappa}\sigma_{\kappa} + f_{tr}^{\pi}\sigma_{\pi}) \cdot \frac{n_{a}}{\rho}, \qquad (1.79)$$

где  $f_{tr}^{\phi}, f_{tr}^{\kappa}, f_{tr}^{\pi}$  – средние доли энергии от начальной энергии фотонов, передаваемые электронам при фотоэффекте, комптоновском рассеянии и эффекте образования пары электрон-позитрон, соответственно.

Значение  $f_{tr}^{\phi}$  можно рассчитать по формуле

$$f_{tr}^{\Phi} = \left(E_{\gamma} - P_{K} \cdot \omega_{K} \cdot BE_{K}\right) / E_{\gamma}, \qquad (1.80)$$

где  $BE_K$  – энергия связи электрона на *K*-оболочке;  $P_K$  – доля фотоэлектрических взаимодействий, имеющих место на *K*-оболочке;  $\omega_K$  – выход характеристического излучения для *K*-оболочки. На практике нередко приближенно принимают  $f_{tr}^{\phi} = =1$ .

Значение  $f_{tr}^{\kappa}$  можно рассчитать из выражения (1.68) или по формуле

$$f_{tr}^{\kappa} = \sigma_{\kappa,tr} / \sigma_{\kappa}. \qquad (1.81)$$

Наконец для расчета  $f_{tr}^{\Pi}$  применяется уравнение

$$f_{tr}^{n} = (E_{\gamma} - 2m_{e}c^{2})/E_{\gamma}.$$
 (1.82)

Массовый коэффициент поглощения энергии применяется для расчете поглощенной дозы в условиях существования электронного равновесия. Соответствующая формула имеет вид

$$(\mu/\rho)_{en} = (\mu/\rho)_{tr}(1-g),$$
 (1.83)

где *g* – доля энергии, идущая на образование электронами тормозного излучения.

## 5. Производство радионуклидов

#### 5.1. Общее рассмотрение

Большая часть р/н, используемых в ЯМ, производится либо на ядерных реакторах, либо на циклотронах. В табл. 1.2 приводится список наиболее употребительных в настоящее время р/н.

Период полураспада	Вид распада	Энергия фотонов, кэВ
Визуализация с использованием гамма-камер		
6,0 ч	М	140
8, 0 дней	β <sup>-</sup>	365
13 ч	<u>Э</u> З	160
5,2 дня	β <sup>-</sup>	81
3,0 дня	Э3	69-81 (90 %), 167 (10 %)
3,3 дня	Э3	93 (50 %), 185 (30 %),300 (20 %)
2,8 дня	Э3	173 (50 %), 247 (50 %)
13 c	М	190
Исследования in vitro		
28 дней	Э3	320
60 дней	Э3	27-31 (95 %), 35 (5 %)
12 лет	β <sup>-</sup>	Нет
5730 лет	β	Нет
270 дней	Эз	122 (86 %), 136 (24 %)
71 день	Э3, β+	811 (76 %), 511 (24 %)
Визуализация с использованием ПЭТ		
20 мин	$\beta^+$	511
10 мин	$\beta^+$	511
2 мин	$\beta^+$	511
110 мин	$\beta^+$	511
1,3 мин	$\beta^+$	511
1,1 ч	$\beta^+$	511
	Период полураспада использованием гамм 6,0 ч 8, 0 дней 13 ч 5,2 дня 3,0 дня 3,3 дня 2,8 дня 13 с vitro 28 дней 60 дней 12 лет 5730 лет 270 дней 71 день использованием ПЭТ 20 мин 10 мин 2 мин 110 мин 1,3 мин 1,1 ч	Период полураспада         Вид распада           использованием гамма-камер         6,0 ч         M $8, 0$ дней $\beta^{-}$ 13 ч         93 $13$ ч $33$ $5,2$ дня $\beta^{-}$ $3,0$ дня $33$ $3,3$ дня $33$ $3,3$ дня $33$ $2,8$ дня $33$ $2,8$ дня $33$ $33$ $13$ с         M           vitro $28$ дней $33$ $60$ дней $33$ $12$ лет $\beta^{-}$ $5730$ лет $\beta^{-}$ $270$ дней $33$ $71$ день $33, \beta^{+}$ использованием ПЭТ $20$ мин $\beta^{+}$ $10$ мин $\beta^{+}$ $110$ мин $\beta^{+}$ $110$ мин $\beta^{+}$ $110$ мин $\beta^{+}$

# Радионуклиды, наиболее широко используемые в ядерной медицине и некоторые их свойства

### 5.2. Производство р/н в реакторах

Для производства р/н в ядерных реакторах применяются две технологии: а) реакция активации стабильных изотопов в потоке нейтронов; б) извлечение р/н из продуктов деления урана, накапливающихся в тепловыделяющих элементах. Рассмотрим их поочередно.

Внутри активной зоны ядерного реактора, как известно, существуют очень интенсивные потоки нейтронов, возникающие в результате деления ядер урана. Если в такой поток поместить некоторое количество стабильного изотопа (мишень), то под действием бомбардирования нейтронами ядра изотопа будут подвергаться ядерным превращениям, становясь радиоактивными.

Так как нейтроны не имеют заряда, они могут приблизиться к ядру на расстояние действия ядерных сил и в результате ядерной реакции образовать новое составное ядро, имеющее дополнительный нейтрон. Данный процесс называется активацией. Схематически он обозначается следующим образом

$$P \xrightarrow{\sigma \cdot \Phi} D \xrightarrow{\lambda_{\mathbf{D}}} G \tag{1.84}$$

Образовавшееся в результате активации дочернее ядро D имеет излишек нейтронов по сравнению с ядром стабильного изотопа, поэтому обычно оно распадается с испусканием  $\beta^{-}$ -частицы.

В простейшем случае для получения гипотетического р/н  $_Z^A X$  используется как мишень ядро  $_Z^{A-1} X$ . В результате бомбардировки потоком нейтронов оно захватывает нейтрон, новое ядро оказывается в возбужденном состоянии, которое снимается путем испускания  $\gamma$ -излучения. Таким образом,

 $^{A-1}_{Z}X + n \rightarrow ^{A}_{Z}X + \gamma$  или символически  $^{A-1}_{Z}X(n,\gamma)^{A}_{Z}X.$  (1.85)

Активность получаемого дочернего изотопа будет равна

$$A_{D}(t) = \frac{\sigma \cdot \Phi \cdot \lambda_{D}}{\lambda_{D} - \sigma \cdot \Phi} N_{P}(0) \left( e^{-\sigma \cdot \Phi \cdot t} - e^{-\lambda_{D} t} \right), \qquad (1.86)$$

где t – время облучения мишени;  $N_p(0)$  – число ядер материнского изотопа в начальный период времени;  $\Phi$  – флюенс нейтронов.

Максимальная активность дочернего р/н достигается после облучения в течение времени  $t_{max}$ , равному

$$t_{\max} = \frac{\ln[\lambda_D / (\sigma \cdot \Phi)]}{\lambda_D - \sigma \cdot \Phi}.$$
 (1.87)

При облучении мишени в течении периода полураспада активность дочернего р/н достигнет половины от максимальной Если  $\sigma\Phi << \lambda_D$ , то уравнение (1.86) переходит в простую зависимость экспоненциального роста активности дочернего р/н

$$A_D(t) = \sigma \cdot \Phi \cdot N_P(0) \left( 1 - e^{-\lambda_D t} \right).$$
(1.88)

Одна из серьезных проблем при реакторном производстве радионуклидов заключается в том, что вещество мишени и образующегося р/н представляют один и тот же химический элемент. Поэтому их нельзя разделить химическим путем и, следовательно, требуемый радионуклид получается в смеси с дочерним изотопом или, как принято говорить, с "носителем". При мечении фармпрепарата такой смесью присутствие носителя уменьшает отношение активности к полной массе элемента в радиофармпрепарате. Это отношение называют специфической активностью продукта и его по возможности следует увеличивать.

По второй технологии некоторые р/н получают из продуктов деления урана, образующихся в тепловыделяющих элементах (твелах) при работе реактора. К таким р/н относятся <sup>99</sup>Mo, <sup>131</sup>I, <sup>133</sup>Xe и др. Эти нуклиды выделяют химическим путем из твэлов, когда они извлекаются из реактора для замены свежими. Радионуклиды, извлекаемые из твэлов, как правило, имеют более высокую специфическую активность, чем получаемые с помощью бомбардировки нейтронами.

#### 5.3. Производство р/н на циклотронах

В циклотронах используются электромагнитные поля для ускорения до высоких энергий пучков протонов, дейтронов и α-частиц, которые затем направляются на мишени. В типичном случае столкновение элементарных частиц с ядрами мишени приводит к увеличению числа протонов в ядре. Такие ядра склонны к  $\beta^+$ распаду или электронному захвату. Они имеют атомные номера, отличные от атомных номеров ядер мишени, поэтому химическое разделение их не представляет особых проблем, позволяя получать р/н, свободные от носителей. Проблемы появляются, когда при облучении возникают кроме основного, так называемые примесные радиоактивные изотопы, схемы распада которых содержат высокоэнергетическое у-излучение. Это излучение ухудшает качество визуализации. В качестве примера можно указать на образование после облучения протонами мишени, состоящей из <sup>124</sup> Te, кроме нужного р/н <sup>123</sup>І небольшого количества <sup>124</sup>І, испускающего при распаде у-кванты высокой энергии.

На циклотронах получают многие важные для ЯМ р/н (<sup>201</sup>Tl, <sup>67</sup>Ga, <sup>123</sup>I, <sup>111</sup>I и др.) и для ПЭТ исследований (<sup>15</sup>O, <sup>18</sup>F, <sup>13</sup>N и др).

### Контрольные вопросы

1. Какие основные физические величины используются в СИ и в каких единицах они измеряются?

2. Что такое ионизационный потенциал атомов и в каком энергетическом диапазоне он находится?

3. На какие виды принято разделять фотоны в зависимости от способа их получения?

4. Какая разница в способах ионизации между непосредственно и косвенно ионизирующими излучениями?

5. Опишите основные элементарные частицы, из которых состоит атом.

6. Опишите модели атома Резерфорда и Бора.

7. Какое различие между энергией связи орбитального электрона и энергией связи нуклона в ядре?

8. Почему атомная масса *M* немного меньше, чем сумма масс всех нуклонов ядра?

9. Какая разница между ионизацией и возбуждением атома?

10. Опишите структуру энергетических уровней многоэлектронного атома.

11. От чего зависит флюоресцентный выход атома?

12. Опишите упрощенные модели ядерных реакций.

13. Что такое внутриядерный каскад и при каких энергиях бомбардирующих частиц он возникает?

14. Какое соотношение существует между постоянной распада и периодом полураспада?

15. В какой момент времени активность дочернего радионуклида достигает максимального значения, если его начальная активность была равной нулю?

16. Охарактеризуйте основные виды радиоактивного распада.

17. Рассчитайте (*a*) количество атомов и (б) массу <sup>131</sup>I, содержащиеся в образце <sup>131</sup>I ( $T_{1/2} = 8,0$  дней) активностью 1,11 ГБк (30 мКи).

18. Рассчитайте (*a*) скорость распада в минуту и (*б*) активность в кюри и в беккерелях образца <sup>201</sup>Tl массой 1 мг ( $T_{1/2} = 73$  ч).

19. Какое время потребуется, чтобы образцы <sup>123</sup> ( $T_{1/2} = 13,2$  ч) активностью 370 МБк (10 мКи) и <sup>99m</sup> Тс ( $T_{1/2} = 6$  ч) активностью 1,85 МБк (50 мКи) сравнялись по активности?

20. Если N атомов образца распалось за  $T_{1/2,}$ , какое количество атомов распадется за следующий отрезок времени, равный  $T_{1/2}$ ?

21. Как образуются электроны Оже?

22. Какой вид имеют энергетические спектры β-частиц?

23. Какие требования предъявляются при выборе радионуклидов, используемых в генераторных системах?

24. В чем различие между флюенсом частиц и плотностью потока частиц?

25. В чем различие между ионизационной кермой и поглощенной дозой?

26. Как связаны между собой экспозиционная доха и ионизационная керма в воздухе?

27. Что характеризует поперечное сечение взаимодействия и в каких единицах оно изменяется?

28. Как определяется микроскопическое дифференциальное сечение рассеяния?

29. Как влияет величина прицельного параметра на результат взаимодействия заряженной частицы с атомом?

30. Что понимается под понятием б-электроны?

31. Какая энергия в среднем требуется для образования пары ионов в воздухе?

32. Дайте определения полной тормозной способности, линейной потере энергии и пробегу заряженных частиц в веществе.

33. В чем различие между полной тормозной способностью и ограниченной тормозной способностью?

34. Почему фотоны и электроны имеют более низкие значения линейных потерь энергии, чем тяжелые заряженные частицы при одинаковой энергии?

35. Объясните почему пробег α-частиц практически равен полному пути, проходимого частицей, в то время как пробег электрона значительно меньше полного пути, проходимого электроном.

36. Какой вид имеет спектр тормозного излучения, испускаемого электроном?

37. Как зависит от энергии электрона дифференциальное (по энергии) сечение испускания тормозного излучения?

38. Как меняется угловое распределение тормозного излучения при изменении энергии электрона?
39. Охарактеризуйте зависимость потери энергии электроном от его начальной энергии для материалов с низкими и высокими атомными номерами.

40. Дайте характеристику зависимости основных эффектов взаимодействия фотонов с веществом от начальной энергии фотонов и атомного номера вещества.

41. Если фотон с относительно высокой энергией испытывает комптоновское рассеяние на 180°, какую максимальную энергию может иметь рассеянный фотон?

42. Какие электроны атомов поглотителя участвуют, в основном, в процессах фотоэлектрического поглощения и комптоновского рассеяния фотонов?

43. Как зависит угловое распределение рассеянных фотонов и средняя доля от энергии фотонов, передаваемая в среду, от энергии фотонов при комптоновском рассеянии?

44. Каким образом в веществе образуется аннигиляционное у-излучение?

45. Какая разница между линейными коэффициентами передачи энергии и поглощения энергии для фотонов?

46. Предположив, что только 5 % фотонов, испускаемых <sup>131</sup>I ( $E_{\gamma} = 364$  кэВ), проходит через слой свинца толщиной 10 см, определите слой половинного ослабления для этих фотонов в свинце.

47. Охарактеризуйте особенности получения радионуклидов разными способами.

# Список литературы

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

2. Машкович В.П., Кудрявцева А.В. защита от ионизирующих излучений. Справочник // М.: Энергоатомиздат. 1995.

3. A. Nahum. 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).

4. Koch H.W., Motz J.W. Bremsstrahlung cross-section formulas and related data // Rev. Mod. Phys. V. 31. 1959. P.921.

5. ICRU. Radiation dosimetry: electron beams with energy between 1 and 50 MeV // Report No. 35. 1988. Maryland. USA.

6. Roos H., Drepper P., Harder D. The transition from multiple scattering to complete diffusion of high energy electron // In: Proceedings of the fourth symposium on microdosimetry. 1973. EUR 5122.

7. Eyges L. Multiple scattering with energy loss  $\prime\prime$  Phys. Rev. V. 74.1948. P. 1534.

8. Brahme A. Simple relations for the penetration of high energy electron beams in matter / 1975-011,Dep. Radiation physics, Karolinska institutet, Stockholm, Sweden, 1975.

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

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

11. 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 2. Методы регистрации и детекторы ионизирующего излучения, применяемые в ядерной медицине

# 1. Газовые ионизационные детекторы

## 1.1. Вводные замечания

Человек не чувствителен даже к опасному уровню ионизирующего излучения. Мы совершенно не способны обнаруживать цепочки энергичных заряженных частиц, образующихся при взаимодействии фотонов, бета- или альфа-частиц с тканями организма. В самом деле, человечество неплохо жило, не обращая внимания на естественно возникающее ионизирующие излучения в течение большей части своей истории. И только пять поколений назад таинственная люминесценция некоторых кристаллов привела к открытию рентгеновского излучения и излучения, испускаемого ураном, знаменуя наступление эры современной ядерной физики и радиологии.

Самые ранние устройства для детектирования радиации были не машинными, а человеческими. "Детектор" излучения, сидя в темноте, подсчитывал вспышки света, испускаемые сцинтилирующими материалами под действием ионизирующего излучения. И только в 1928 г. Г. Гейгер предложил детектирующее радиацию электронное устройство, которое обладало достаточной чувствительностью для обнаружения индивидуальных радиационных событий, лишенное человеческого субъективизма. Детектор Гейгера работал не с испускающими свет кристаллами, а непосредственно превращал электрические заряды, образующиеся в газовой среде при поглощении излучения, в электрические сигналы.

*Х*-лучи (тормозное излучение), фотоны, альфа- и бета-частицы и нейтроны являются ионизирующими излучениями. При их прохождении через среду электроны отрываются от атомов среды вследствие взаимодействия радиации с веществом. Эти взаимодействия могут располагаться в пространстве с определенными интервалами как в случае фотонов, так и, практически, непрерывно, как в случае альфа-частиц. Каждый свободный отрицательно заряженный

электрон и атом, ставший после потери электрона положительно заряженным ионом, образуют пару ионов. Заряды электрона и положительного иона равны по абсолютной величине 1,6·10<sup>-19</sup> Кл, но противоположны по знаку, в то время как массы очень сильно отличаются.

Для отрыва электрона от атома радиация должна передать ему энергию, достаточную для преодоления энергии связи электрона в атоме. Для газов эта энергия, *w*, находится в интервале от 24 эВ (аргон) до 41 эВ (гелий), средняя энергия, необходимая для образования одной пары ионов в воздухе, равна 34 эВ. Если взять 140 кэВ фотон, испускаемый радионуклидом <sup>99m</sup>Tc, то при его поглощении в воздухе образуется 140000 эВ/(34 эВ/пара ионов) = 4118 пар ионов, что соответствует заряду 6,6·10<sup>-16</sup> Кл. Такой маленький заряд нелегко зарегистрировать.

Рассмотрим цилиндрический контейнер, заполненный воздухом или похожим газом (рис. 2.1). Взаимодействие ионизирующего излучения с атомами газа приведет к образованию ионов. Если к объему приложено электрическое поле, то оно вызовет ускоренное движение электронов к положительному электроду (аноду) и положительных ионов к отрицательному электроду (катоду). Сила ускорения равна произведению напряженности электрического поля на заряд иона.



Рис. 2.1. Газонаполненные ионизационные детекторы излучения с электродами в плоской параллельной (*a*) и в цилиндрической концентрической геометриях (б)

Наиболее популярными расположениями электродов являются плоская параллельная (рис. 2.1,a) и цилиндрическая концентрическая (рис.  $2.1,\delta$ ) геометрии. Таким образом, вследствие ионизации газа в объеме детектора под действием радиации в электрической цепи, включающей такой детектор, возникает ток, который можно измерить с помощью подходящего прибора, например, электрометра (рис. 2,2).



Рис. 2.2. Упрощенная схема электрической цепи газонаполненного ионизационного детектора излучения

Измеряемый электрометром ток в цепи (см. рис. 2.2) связан с количеством зарядов, образующихся в газе детектора в единицу времени, последнее же зависит от количества энергии, поглощаемой в газе в единицу времени при взаимодействии с падающим излучением.

# 1.2. Основы теории работы газонаполненного ионизационного детектора

Предположим, что происходит изменение разности потенциалов, приложенных к электродам детектора на рис. 2.2. Это вызовет соответствующее изменение тока, протекающего в цепи, которое называется вольт-амперной характеристикой и иллюстрируется на рис. 2.3. Рассмотрим ее подробнее.

## 1.2.1. Область рекомбинации

При выключении разности потенциалов между электродами детектора ток в цепи пропадает, так как ионы, образующиеся в газе под действием радиации, не ускоряются по направлению к электродам. Если теперь начать постепенно повышать разность потенциалов при неизменном поле излучения, то в цепи появляется ток, величина которого также постепенно возрастает. Причина здесь заключается в том, что при отсутствии потенциала создаваемые в газе ионы рекомбинируют между собой, образуя нейтральные молекулы. Появление в газе электрического поля препятствует этому процессу, направляя ионы к своим электродам. Чем выше напряженность поля, тем меньшая доля ионов успевает рекомбинировать за время перемещения до электродов. Отметим, что, как правило, детекторы не работают в этой области.



Разность потенциала между электродами



#### 1.2.2.Область ионизационного насыщения

Выше некоторого порогового потенциала, величина которого зависит от газа и геометрии детектора, сила электрического поля вполне достаточна для полного сбора ионов, создаваемых в газе излучением. Дальнейшее повышение разности потенциалов приводит только к увеличению энергии собираемых ионов, но не их количества. Показания электрометра в данном районе, именуемом областью ионизационного насыщения, остаются практически постоянными и независимыми от приложенного напряжения. Детекторы, работающие в этой области, называются ионизационными камерами. В ядерной медицине они применяются чаще всего для мониторинга поля излучения и дозовой калибровки. Конструкция таких камер далеко не тривиальна. Для уменьшения возмущающих эффектов, связанных с токами утечки и вкладом ионизации, происходящей за пределами измерительного объема, приходится преодолевать непростые проблемы [1].

## 1.2.3. Область пропорциональности

Если разность потенциалов между электродами продолжает увеличиваться, то вольт-амперная характеристика переходит в область пропорционального режима. В данной области при увеличении разности потенциалов ток также увеличивается. Этот эффект называемый газовым усилением, обусловлен тем, что в сильном электрическом поле образовавшиеся в газе электроны набирают при ускорении к аноду достаточно энергии, чтобы произвести вторичную ионизацию молекул газа. Вторичные электроны сами, в свою очередь, ускоряются и производят следующее поколение пар ионов, что, в конечном счете, усиливает собираемый на аноде детектора заряд в тысячи раз.

Для сохранения прямой пропорциональности выходного сигнала величине начальной ионизации коэффициент газового усиления должен быть не зависимым от начальной ионизации. Это условие выполняется, если пространственный заряд положительных ионов не очень велик, а первичные электроны проходят одинаковые пути в части детектора, где имеет место газовое усиление. Если при первичной ионизации образуется одна пара ионов, то коэффициент газового усиления может достигать 10<sup>6</sup>, прежде чем пространственный заряд начнет нарушать пропорциональность.

В хорошо сконструированных детекторах наблюдается линейная зависимость между зарядом, первоначально создаваемым в газе частицей ионизирующего излучения, и зарядом, собираемым на аноде детектора. Собирающим электродом (анодом) всегда служит одна или несколько тонких металлических нитей диаметром порядка 0,025 мм. Связано это с особенностями зависимости напряженности электрического поля в цилиндрической геометрии от расстояния, r, до геометрической оси детектора, где располагается обычно анодная нить. Эта зависимость для цилиндрического детектора с радиусом собирающего электрода (анода)  $r_1$  и радиусом катода  $r_2$  определяется формулой:

$$\mathbf{E} = \frac{U}{r \cdot \ln(r_2/r_1)},\tag{2.1}$$

где U – разность потенциалов между электродами

Из выражения (2.1) видно, что напряженность электрического поля достаточно велика только в непосредственной близости к центральному электроду, поэтому вся вторичная ионизация происходит вблизи нити. Таким образом, каждая элементарная частица, производящая ионизацию в газовой полости пропорционального детектора, создает импульс тока в электрической цепи детектора, причем общий собранный от этого импульса заряд оказывается многократно усиленным первоначальным зарядом. Степень усиления зависит от приложенной разности потенциалов. Этот класс детекторов называется пропорциональными счетчиками.

Обычно воздух не используется в качестве газа в таких детекторах, так как кислород, как и некоторые другие электроотрицательные газы, имеет склонность к прикреплению свободных электронов. Это приводит к образованию медленно движущихся отрицательных ионов  $O_2^-$ , которые не производят вторичную ионизацию. Для наполнения пропорциональных счетчиков, как правило, применяются благородные газы.

Традиционно пропорциональные счетчики редко применяются в клинической ядерной медицине, чаще их используют в исследовательских работах для детектирования бета- и альфа-частиц. Однако в связи с повышением интереса к радиофармпрепаратам, испускающим альфа-частицы, следует ожидать в ближайшем будущем и более широкого клинического применения таких детекторов.

## 1.2.4. Плато Гейгера–Мюллера

Во время своего движения к анодной проволоке ускоряемые электроны не только создают вторичную ионизацию, но также вызывают возбуждение большого количества молекул газа. Возбужденная молекула может испустить избыточную энергию в виде ультрафиолетового фотона, который перемещаясь к другой части детектирующего объема, может там испытать эффект фотоэлектрического поглощения. При этом образуется новый свободный электрон, который включается в процесс ускорения и последующей вторичной ионизации и возбуждения молекул газа. Таким образом, лавинный процесс ионизации быстро распространяется в объеме газа, приводя к большому импульсу тока на аноде, который легко регистрируется электронным пересчетным устройством. Данный процесс называется гейгеровским разрядом. Так как каждый акт поглощения энергии излучения в объеме газа приводит к такой цепной реакции, все импульсы от детектора в этом режиме одинаковы и не содержат никакой другой информации, кроме регистрации события первичного поглощения энергии. Гейгеровские счетчики обычно заполняются неэлектроотрицательным газом (электроны при столкновении с молекулами такого газа "не прилипают" к ним), как например гелием при пониженном давлении, и герметически запаиваются.

Гейгеровский разряд продолжается до тех пор, пока весь газ вокруг анодной проволоки не будет ионизован. Процесс развития разряда завершается полностью в течение долей микросекунды. В этот же короткий промежуток времени происходит собирание электронов. Чехол же положительных ионов в течение этого времени практически не смещается вследствие малой подвижности тяжелых положительных ионов. В конце концов, этот чехол вокруг анодной нити сильно снижает напряженность поля и гейгеровский разряд затухает. Однако может возникнуть следующий разряд, когда положительные ионы достигнут катода. Некоторые из этих ионов при столкновении с катодом выбивают из него электроны, которые начинают ускоряться к аноду, и в результате гейгеровский разряд возобновляется. Для предотвращения данного эффекта к основному газу счетчика добавляют порядка 10 % гасящего разряд газа, в качестве которого применяют галогены (хлор или бром) и пары углеводородов. При столкновении с положительными ионами молекул таких газов, последние передают электрон ионам и, таким образом, нейтрализуют положительные ионы. Теперь к катоду движутся положительно заряженные молекулы гасящего газа, но их столкновение с катодом приводит не к вырыванию электронов с поверхности катода, а к диссоциации молекул гасящего газа.

Гейгеровские счетчики, в которых для гашения разряда используются пары тяжелой органики, имеют конечный ресурс работы (~ $10^9$  импульсов), так как молекулы этих газов не рекомбинируют. В то же время галогены обладают способностью к рекомбинации (например,  $Cl+Cl \rightarrow Cl_2$ ), поэтому такие счетчики имеют очень большой ресурс работы.

Гейгеровские детекторы излучения нашли широкое применение в ядерной медицине, особенно в качестве различных мониторов и приборов радиационного контроля.

## 1.2.5. Область непрерывного разряда

При достаточно высоком потенциале газ в детекторе перестает работать как изолятор. Очень сильное электрическое поле, обусловленное большой разностью потенциалов на электродах детектора, способно ионизировать газ непосредственно без необходимости первичной ионизации, вызываемой излучением. В результате будет создан громадный импульс тока, который с большой вероятностью расплавит электроды и разрушит детектор.

## 1.3. Ионизационные радиационные детекторы в ядерной медицине

Рассмотрим несколько практических аспектов, связанных с применением и особенностью конструкции некоторых типов ионизационных детекторов в ядерной медицине.

Первое, для того чтобы зарегистрировать ионизирующее излучение, оно должно быть направлено на детектор. Это имеет особое значение при детектировании излучения, которое испускается изотропно, т.е. с равной вероятностью по разным направлениям. Относительная доля частиц, движущаяся в направлении детектора, называется геометрической эффективностью,  $\varepsilon_g$ , и зависит от размера и формы детектора и расстояния между источником и детектором. Специальный, но достаточно распространенный случай представляет точечный источник, расположенный в неослабляющей излучение среде на расстоянии r от оси цилиндрического детектора радиусом a (рис. 2.5,a). Доля излучения, испускаемая в конус в направлении детектора, равна

$$\varepsilon_g = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{r}{\sqrt{r^2 + a^2}} \right) \approx \frac{1}{4} \left( \frac{a}{r} \right)^2, \qquad (2.2)$$

где приближенное равенство выполняется для r >> a. Погрешность приближения меньше 1 %, если источник находится дальше, чем на 5 диаметров от детектора.



Рис. 2.4. Радиоактивный источник в неослабляющей излучение среде (*a*) и внутри детектора колодезного типа (б)

Как пример важности геометрической эффективности рассмотрим два случая. Пусть маленькая капля радиоактивности разлита на торцовой поверхности цилиндрического детектора. В этом варианте r = 0, поэтому  $\varepsilon_g = 1/2$ , т.е. половина эмиссии направляется в сторону детектора, а половина уходит в пространство вне детектора. Пусть теперь небольшой источник размещается на дне цилиндрической воздушной полости (колодца) в цилиндрическом детекторе (рис. 2.4, $\delta$ ). Такая геометрия используется при дозовой калибровке. Уравнение (2.2) теперь определяет долю испускаемого источником излучения, которое выходит через открытый верх колодца в детекторе. Если глубина колодца 27 см и диаметр 7 см, то эта

доля равняется 0,0041. Следовательно, доля частиц, проходящих через детектор в этом варианте, равна 0,996. Таким образом, этот тип детекторов очень высокую геометрическую эффективность.

Второе, чтобы произошла регистрация частицы излучения, она должна иметь возможность или проникнуть в детектор через стенки детектора, или образовать в стенках детектора вторичные электроны, проникающие в чувствительный объем детектора. Эта проблема ввиду малости пробегов имеет особое значение для α-частиц и низкоэнергетических β-частиц. Поэтому при их регистрации входные окошки детекторов делают очень малой толщины и изготавливают из материалов с малым атомным номером. Конструкция некоторых пропорциональных счетчиков позволяет вводить источники прямо внутрь чувствительного объема счетчика, после чего объем заполняется электроотрицательным газом. При регистрации же у-излучения, так как оно является редко ионизирующим излучением, возникает противоположная проблема, а именно, малая вероятность взаимодействия фотонов с веществом газа при средних и высоких энергиях излучения. Чтобы процесс регистрации таких фотонов проходил с заметной эффективностью необходимо взаимодействие излучения со стенками детектора.

Таким образом, физическая (внутренняя) эффективность детектирования представляет собой вероятность того, что частица радиации, входящая в детектор, будет иметь взаимодействие с веществом детектора, в результате чего произойдет передача энергии от частицы в вещество, приводящее к образованию первичной ионизации в чувствительном объеме детектора.

Другими словами, эффективность регистрации  $\gamma$ -излучения  $\varepsilon_{\gamma}$  с помощью счетчиков Гейгера–Мюллера можно определить как число вторичных электронов, попадающих в чувствительный объем счетчика, приходящихся на один фотон, падающий на счетчик. Отсюда вытекает, что ослабление фотонов стенками счетчика влияет на величину эффективности регистрации. Она зависит не только от того, какая доля фотонов поглощается в стенках, но и от того, достигают ли вторичные электроны, возникающие при взаимодействии фотонов с материалом стенки, чувствительного объема счетчика. Попасть в чувствительный объем и вызвать разряд могут лишь те вторичные электроны, которые образуются в стенках на расстояниях от внутренней поверхности, не превышающих длину пробега этих электронов в материале стенки. Точное вычисление  $\epsilon_{\gamma}$  представляет трудную задачу. Приближенное выражение имеет вид

$$\varepsilon_{\gamma} \approx \tau R_{\tau} + \sigma R_{\sigma} + 2\chi R_{\chi}, \qquad (2.3)$$

где т,  $\sigma$ ,  $\chi$  – линейные коэффициенты ослабления фотонов в материале стенок путем фотоэлектрического поглощения, комптоновского рассеяния и процесса образования пар;  $R_{\tau}$ ,  $R_{\sigma}$ ,  $R_{\chi}$  – пробеги соответствующих вторичных электронов в материале стенок.

Типичные зависимости эффективности регистрации от энергии уизлучения для счетчиков Гейгера–Мюллера с разными материалами катодов показаны на рис. 2.5.



Рис.2.5. Зависимость эффективности регистрации фотонов от их энергии для счетчиков Гейгера-Мюллера с разными материалами катодов



Рис. 2.6. Радиометр РИС-А1 "ДОЗКАЛИБРАТОР", используемый для измерения активности у-излучающих радионуклидов. Детектором является вертикальная герметизированная газонаполненная ионизационная камера со свинцовым защитным экраном толщиной 6 см. В базовой комплектации прибор настраивается на измерение активности Тс-99m, для экспонирования образцов большой активности применяется специальный пенал для измерения шприцев



Рис. 2.7. Дозиметр-радиометр ДРБП-03. Прибор состоит из пульта со встроенным детектором γ-излучения, выносного блока детектирования γ-излучения БДГ-01 и выносного блока α- и β-излучения БДБФ-02. В качестве детекторов использованы газоразрядные счетчики

В клинической ядерной медицине газовые ионизационные детекторы нашли широкое применение. Аппаратуру, в которых они используются, можно разделить на три вида: приборы радиационного контроля на основе ионизационных камер; приборы радиационного контроля и мониторы на основе счетчиков Гейгера-Мюллера; приборы для дозовой калибровки. В России наиболее широкий выбор приборов для радиометрии и дозиметрии ионизирующих излучений и отдельно детекторов предлагает ЗАО "НПП" "Доза". На рис. 2.6 и 2.7 приводится образцы приборов, предлагаемых "НПП" "Доза", в которых применяются газонаполненные ионизационные детекторы.

# 2. Сцинтилляционные детекторы и системы регистрации

# 2.1. Общие требования к детекторам

Радионуклиды обладают двумя принципиальными особенностями, которые их делают привлекательными как трассеры. Первое, масса радиоактивного вещества, необходимая для клинических исследований очень мала (обычно меньше, чем 10<sup>-10</sup> моля), поэтому добавление радиотрассера (или радиоиндикатора) не приводит к заметному возмущению в исследуемом органе. Второе, фотоны, испускаемые при радиоактивном распаде таких веществ, имеют достаточно высокую энергию, чтобы выйти из тела и быть зарегистрированными каким-либо прибором. Это позволяет осуществлять неинвазивный мониторинг поступления, распределения и выведения радиотрассеров. Для реализации такого мониторинга необходимо иметь соответствующую аппаратуру. Идеальный детектор γизлучения должен обладать многими свойствами, в том числе следующими:

- высокой вероятностью поглощения фотонов (высокой физической эффективностью);
- способностью преобразовывать поглощенную энергию фотона в электрический сигнал;
- способностью количественного определения поглощенной энергии фотона (энергетическое разрешение).

Этим требованиям в комплексе наилучшим образом отвечают сцинтилляционные детекторы, и в особенности йодистый натрий, активированный таллием (NaI(Tl)).

# 2.2. Сцинтилляторы

Сцинтиллятором называется вещество, которое испускает световое излучение при поглощении энергии частиц ионизирующих излучений. Большая часть сцинтилляторов, применяемых для реги-

страции *х*-лучей и фотонов, являются твердыми веществами, хотя имеется и ряд жидких органических сцинтилляторов, применяемых в основном для регистрации низкоэнергетического β-излучения. В этом разделе речь пойдет, главным образом, о неорганических сцинтилляторах.

Сцинтилляции возникают в кристаллических структурах. Механизм возникновения сцинтилляций хорошо описывается при помощи зонной теории твердого тела. В одиночном атоме энергетические уровни, занимаемые электронами, имеют малую ширину и отделены друг от друга (рис. 2.8,*a*).



Рис. 2.8. Энергетические уровни в твердом теле: (*a*) – дискретные энергетические уровни отдельного атома; (*б*) – структура энергетических уровней в твердом кристалле; (*b*) – энергия, поглощенная в кристалле при взаимодействии с фотоном, идет частично на перевод возбужденного электрона из валентной зоны в зону проводимости; (*c*) – при переходе электрона из возбужденного состояния в невозбужденное испускается фотон с энергией, равной ширине запрещенной зоны

В чистом кристалле энергетические состояния электронов определяются уже структурой кристалла. В кристалле образуется валентная непрерывная зона, которая при нормальных условиях полностью заполнена электронами, и непрерывная зона проводимости, которая обычно не заполнена. Последняя зона расположена выше первой и отделена от нее запрещенной зоной энергии. Любые дефекты в кристалле, такие как атомы примеси или свободные места в решетке, могут создавать в отдельных точках внутри кристалла уровни энергии в запрещенной зоне (рис.  $2.8, \delta$ ).

Когда электроны в нижней зоне поглощают достаточно энергии (например, при взаимодействии с фотоном), то они оказываются в возбужденном состоянии и в результате могут перейти в зону проводимости. Электроны могут снять возбуждение и вернуться обратно в валентную зону. При этом электронами будет освобождаться энергия, равная ширине запрещенной зоны. Эта энергия может диссипироваться различными способами, одним из которых является испускание фотона с энергией, равной ширине запрещенной зоны (рис. 2.8,*г*). Если данная энергия попадает в интервал видимого света, то такой материал называется сцинтиллятором.

Хотя чистый кристалл йодистого натрия является сцинтиллятором, количество света, образующегося в нем при комнатной температуре, очень небольшое. Однако, если в кристалл добавлено небольшое количество таллия, структура уровней изменяется, и внутри запрещенной зоны создаются новые энергетические уровни, известные как ловушки. Эти ловушки очень сильно увеличивают вероятность диссипации энергии, поглощенной в кристалле при взаимодействии фотонов, через сцинтилляции. По этой причине таллий называют активатором, а новые энергетические уровни – активационными центрами.

Желательными качествами сцинтиллятора являются высокие атомный номер и плотность, высокий выход света, хорошая прозрачность, низкий коэффициент преломления, малое время высвечивания, стабильность и невысокая стоимость. Высокий атомный номер и плотность необходимы для эффективного поглощения γизлучения. Высокий световой выход, хорошая прозрачность и низкий коэффициент преломления нужны для хорошего энергетического разрешения. Длительность высвечивания сцинтилляции определяет максимально допустимую скорость счета детектора. Немногие кристаллы обладают полным набором таких свойств. В табл. 2.1 приводятся характеристики наиболее часто используемых сцинтилляторов.

Йодистый натрий, активированный таллием, начал широко применяться в пятидесятых годах прошлого века в ядерной физике. У кристаллов Na(Tl) 13 % поглощенной энергии испускается в виде световых фотонов, что является очень хорошим показателем. Его эффективный атомный номер равен 50, плотность 3,67 г/см<sup>3</sup>. Он имеет высокую эффективность регистрации для фотонов с энергией ниже 200 кэВ и может выпускаться различных размеров и формы (диаметр от 1 до 60 см). Вместе с тем, Na(Tl) обладает ограниченной механической прочностью, имеет тенденцию к растрескиванию при изменении температуры со скоростью выше, чем 5 градусов/час, является гигроскопичным. Поэтому этот кристалл требует прочной герметической оболочки. Кроме того, его коэффициент преломления выше, чем у стекла, поэтому на границе между кристаллом и стеклом используется специальная оптическая смазка.

Таблица 2.1

Сцинтиллятор	Германат	Силикат	Силикат га-	Бромид	Йодистый	Йодистый
	висмута	лютеция	долиния	лантана	цезий	натрий
	(BGO)	(LSO)	(GSO)	(LaBr3)	(CsI(Tl))	(NaI(Tl))
Формула	Bi <sub>4</sub> Ge <sub>3</sub> O <sub>12</sub>	Lu <sub>2</sub> SiO <sub>5</sub> :Ce	Gd <sub>2</sub> SiO <sub>5</sub> :Ce	LaBr <sub>3</sub> :Ce	CsI(Tl)	NaI(Tl)
Плотность,	7,13	7,4	6,71	5,3	4,51	3,67
г/см <sup>3</sup>						
Эффективный	75	66	60	46,9	54	50
Z						
Пробег для	1,04	1,15	1,42	2,13	2,29	2,91
511 кэВ, см						
Выход света,	10	75	35	160	45	100
отн. ед.						
Время высве-	300	42	30-60	35	1000	230
чивания, нс						
Длина волны,	480	420	440	358	565	410
HM						
Коэффициент	2,15	1,82	1,95	1,88	1,8	1,85
преломления						

Характеристики неорганических сцинтилляторов, наиболее часто применяемых в ядерной медицине и ПЭТ

Йодистый натрий не является лучшим сцинтиллятором для регистрации высокоэнергетического γ-излучения, такого как фотоны с энергией 511 кэВ, возникающие при аннигиляции позитронов в установках для ПЭТ.

## 2.3. Фотоэлектронные умножители и электронные устройства в сцинтилляционном методе

Энергия фотонов, поглощенная в детекторе, для последующего анализа преобразовывается в электрический сигнал или импульс. Амплитуда этих импульсов служит измерителем количества поглощенной энергии, а время поступления импульса используется в схемах совпадения.

Преобразование световых вспышек в сцинтилляторе в электрический импульс производится с помощью фотоэлектронных умножителей (ФЭУ). Основными частями ФЭУ являются фотокатод и серия динодов (рис. 2.9).



Рис. 2.9. Фотоэлектронный умножитель, конвертирующий вспышку света из сцинтиллятора в электрический импульс

Для использования в сцинтилляционном методе наиболее удобны ФЭУ, фотокатоды которых нанесены на плоский торец колбы. Полупрозрачный фотокатод может наноситься непосредственно на стекло колбы или на прозрачную металлическую подложку. Поступающие из сцинтиллятора световые фотоны выбивают из фотокатода электроны. Последние ускоряются в электрическом поле между фотокатодом и первым динодом. Энергии электронов оказывается достаточно для вырывания из динода нескольких электронов на каждый упавший на динод электрон. Эти электроны, в свою очередь, ускоряются в электрическом поле между первым и вторым динодом и умножают число электронов, вырываемых из второго динода. Далее процесс повторяется на следующих динодах. Результирующий заряд собирается анодом. Общий коэффициент усиления ФЭУ зависит от приложенной разницы потенциалов, и в типичном варианте он равен  $\sim 10^6$ . Амплитуда импульса пропорциональна числу первичных световых фотонов, упавших на фотокатод, т.е. пропорциональна энергии излучения, поглощенной в сцинтилляторе.

Вместе с несомненными достоинствами ФЭУ имеют ряд недостатков. Они достаточно громоздки, чувствительны к изменениям температуры, влажности, магнитным полям и довольно дорогие. В некоторых сцинтилляционных детекторах вместо ФЭУ используются твердотельные детекторы фотонов, как например, лавинные диоды.



Рис. 2.10. Электроника сцинтилляционного детектора

Импульс, генерируемый ФЭУ, должен иметь достаточную мощность для прохождения по коаксиальному кабелю к другим электронным устройствам. Поэтому он сначала поступает в предусилитель (рис.2.10). Предусилитель согласовывает выходное сопротивление ФЭУ и передающего коаксиального кабеля. Далее импульс попадает в основной усилитель, который увеличивает амплитуду импульса и корректирует его форму, делая ее более удобной для амплитудного анализа. Импульс, приходящий от предусилителя имеет быстрое нарастание и медленный спад. Усилитель расширяет импульс и усиливает его. Амплитудный анализатор далее сравнивает амплитуду импульса с регулируемыми верхним и нижним значениями амплитудного окна. Если импульс попадает внутрь окна, то анализатор выдает стандартизованный логический импульс, который поступает на пересчетное устройство и измеритель скорости счета. В настоящее время вместо одноканальных анализаторов импульсов обычно используются многоканальные амплитудные анализаторы.

## 2.4. Спектрометрия с кристаллом Nal(TI)

#### 2.4.1. Вводные замечания

Кристаллы NaI(Tl) обладают достаточным энергетическим разрешением для измерения спектрального распределения γизлучения, испускаемого радионуклидами. Энергии фотонов в типичных для ядерной медицины случаях находятся в интервале от 30 кэВ до 1.0 МэВ. Напомним, что основными эффектами взаимодействия фотонов с веществом кристалла в данной энергетической области являются фотоэлектрическое поглощение и комптоновское рассеяние.

При фотоэлектрическом поглощении электрон, находящийся в ~80 % случаев на *К*-оболочке, вырывается из атома с энергией, равной энергии фотона минус энергия связи электрона на оболочке. Место электрона быстро занимает электрон с вышерасположенной оболочки, и при этом испускается характеристическое излучение с энергией, равной разности энергий связи электронов на оболочках. Это излучение тоже может поглотиться в кристалле. Сечение процесса пропорционально ~ $Z^3$  и ~  $(1/E_{\gamma})^3$ . Так как эффективный атомный номер кристалла достаточно высок (см. табл. 2.1), фотоэлектрическое поглощение играет важную роль в рассматриваемом диапазоне энергий, а для  $E_{\gamma} \leq 300$  кэВ является доминирующим эффектом.

При комптоновском рассеянии электрону передается только часть энергии фотона, величина которой зависит от угла рассеяния. С увеличением угла рассеяния доля передаваемой электрону энергии увеличивается, но никогда не происходит полной передачи энергии. Сечение эффекта, отнесенное к одному электрону, приближенно не зависит от Z и линейно уменьшается с увеличением энергии фотонов.

## 2.4.2. Аппаратурная форма линии спектрометра

При спектрометрии моноэнергетического γ-излучения в многоканальном анализаторе (или другом регистрирующем устройстве) создается амплитудное распределение поступающих от детектора (через усилитель) импульсов, которое обычно называют аппаратурной линией. Аппаратурная форма линии сцинтилляционного спектрометра имеет достаточно сложный характер, что связано с особенностями взаимодействия фотонов с веществом. С помощью калибровки (см. далее) амплитудная шкала связывается с поглощаемой в кристалле энергией излучения.

**Фотопик.** Наиболее заметной и важной частью амплитудного распределения импульсов при спектрометрии моноэнергетических фотонов (форма линии) является фотопик (рис. 2.11). Он соответствует полному поглощению энергии фотона в кристалле. Положение максимума этого пика в энергетической шкале спектрометра определяет энергию измеряемого излучения.

Помимо фотопоглощения, тот же результат может дать многократное рассеяние фотонов в кристалле, так как часть у-квантов, первоначально претерпевших в кристалле многократное рассеяние, может затем испытать фотоэлектрическое поглощение. Спектр импульсов, обусловленных многократным рассеянием с последующим фотопоглощением, также имеет форму пика и неотделим от спектра фотоэлектронов. Поэтому фотопик часто называют пиком полной энергии. Площадь под этим пиком служит мерой интенсивности излучения. Вклад многократного рассеяния в пик полной энергии увеличивается с увеличением размера кристалла и зависит от коллимации падающего излучения и его энергии. Для характеристики спектрометра с этой точки зрения вводится величина, называемая фотоэффективностью спектрометра. Она определяется как отношение числа импульсов, зарегистрированных в пике полной энергии к числу фотонов, упавших за то же время на поверхность кристалла. Произведение фотоэффективности на геометрическую эффективность определяет светосилу спектрометра.



Рис. 2.11. Распределение амплитуд импульсов при спектрометрии сцинтилляционным спектрометром с кристаллом NaI(Tl) размером 2,5 x 2,5 см<sup>2</sup> моноэнергетических фотонов с энергией  $E_{\gamma} = 0,765$  МэВ

Комптоновское плато (распределение). Часть фотонов, падающих на кристалл, выходит из кристалла, испытав комптоновское рассеяние. Энергия, передаваемая при этом электронам и поглощаемая в кристалле, зависит от угла рассеяния. В результате образуется так называемое комптоновское распределение или плато (рис. 2.11 и 2.12). Максимальная энергия комптоновских электронов соответствует рассеянию фотона на 180° и равна

$$(E_{\beta})_{\max} = \frac{2E_{\gamma}^2}{1+2E_{\gamma}},$$
 (2.4)

где  $E_{\beta}$  и  $E_{\gamma}$  – энергии комптоновского электрона и начальная энергия фотона в единицах  $m_e c^2$ . Эта максимальная энергия соответствует высокоэнергетическому краю распределения.

При небольших размерах кристалла для вычисления спектра комптоновских электронов для фотонов с энергией не менее 150 кэВ в первом приближении можно использовать формулу Клейна– Нишины–Тамма:

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{\pi r_0^2}{m_e c^2} \frac{1}{E_{\gamma}^2} \left[ 1 + \left( \frac{E_{\gamma} - E_{\beta} (1 + E_{\gamma})}{E_{\gamma} (E_{\gamma} - E_{\beta})} \right)^2 + \frac{E_{\beta}^2}{E_{\gamma} (E_{\gamma} - E_{\beta})} \right], \quad (2.5)$$

где  $d\sigma/dE$  – число комптоновских электронов (на электрон мишени) с энергией  $E_{\beta}$  на единичный энергетический интервал;  $r_{o} = =2,818 \cdot 10^{-13}$  – классический радиус электрона.

Согласно формуле (2.5) комптоновское распределение должно иметь резкий подъем вблизи своей максимальной границы. Однако в аппаратурной форме линии этот подъем сглаживается за счет многократного рассеяния фотонов и конечного энергетического разрешения спектрометра.

**Обратное рассеяние.** В аппаратурном спектре высокоэнергетичных фотонов в области энергий 150 ÷ 200 кэВ над непрерывным комптоновским плато имеется небольшой пик (см. рис. 2.11), связанный с процессом обратного рассеяния фотонов. Близлежащие к кристаллу части ФЭУ и конструкционные элементы являются источниками рассеянного излучения, часть которого может быть зарегистрирована детектором.



Рис. 2.12. Особенности аппаратурной формы линии сцинтилляционного спектрометра, связанные с утечкой характеристического излучения йода (*a*) и характеристическим излучением свинцовой защиты (б)

**Пики утечки.** Кроме фотонов, выходящих из кристалла после комптоновского взаимодействия, имеются и другие пути выхода из кристалла, которые приводят к образованию в спектре дискретных пиков. Эти пики называют пиками утечки. Такой дополнительный пик создается и при фотоэлектрическом поглощении фотонов. Со-

провождающее этот эффект характеристическое излучение имеет изотропное распределение и в основном поглощается в кристалле. Однако часть характеристических фотонов, образующихся около поверхности кристалла, покидает кристалл без взаимодействия. Это приводит к образованию небольшого дополнительного пика, называемого йодным пиком утечки и отстоящего от фотопика на расстоянии ~ 28 кэВ (рис. 2.12,а). Заметен этот пик только при регистрации фотонов с энергией ≤ 100 кэВ.

Другой вид пиков утечки возникает при регистрации высокоэнергетических фотонов ( $E_{\gamma} > 1,02$  МэВ). При этих энергиях возможно образование пар, и один или два фотона с энергией 511 кэВ, образующиеся в результате аннигиляции позитрона, могут покинуть кристалл без взаимодействия. Как следствие, образуются два дополнительных пика, отстоящие от фотопика на расстоянии 0,511 и 1,02 МэВ.

Характеристическое излучение. Обычно большинство сцинтилляционных детекторов для уменьшения фона окружаются свинцовой защитой. Фотоэлектрическое поглощение фотонов в свинце может сопровождаться испусканием характеристического излучения с энергией ~ 80 кэВ. Если это излучение образуется близко к внутренней поверхности свинцовой защиты и недалеко от кристалла, то имеется вероятность его регистрации спектрометром. Отсюда и возможное появление в спектре пика вблизи энергии 80 кэВ (рис. 2.12.6).

Характеристическое излучение испускается также радионуклидами, распад которых происходит через захват электрона. Тогда на внутренней оболочке образуется вакансия и ее заполнение сопровождается эмиссией характеристического излучения. В результате в спектре появляются дополнительный пик, который при небольшой вероятности распада через испускание γ-излучения может оказаться даже доминирующим.

*Суммарные пики совпадения.* Если два фотона поглощаются в кристалле в пределах короткого временного интервала (меньше временного разрешения спектрометра), то в аппаратурном спектре появляются импульсы, амплитуда которых соответствует сумме амплитуд. Как результат в спектре образуется пик соответствующей энергии, равной сумме энергий "совпавших" при регистрации фотонов (рис. 2.13).



Рис. 2.13. Спектральное распределение с пиком совпадения, наблюдаемое на сцинтилляционном спектрометре с кристаллом NaI(Tl)

Пики совпадения в наблюдаемом спектре появляются по разным причинам: а) фотоны могут быть испущены в каскадном распаде (<sup>111</sup>I); б) эмиссия фотона и характеристического кванта при электронном распаде (<sup>125</sup>I); в) измерения с источником высокой активности. Наиболее часто пики совпадения наблюдаются у спектрометров колодезного типа.

## 2.4.3. Общие характеристики сцинтилляционных детекторов с кристаллом Nal(Tl)

Сцинтилляционные детекторы с кристаллом NaI(Tl) используются в разнообразной аппаратуре и для разных целей, вместе с тем имеется ряд характеристик, имеющих важное зачение во всех приложениях. К ним относятся энергетическое разрешение, линейность, калибровка по энергии, эффективность детектирования и допустимая скорость счета. Рассмотрим их более подробно.

Энергетическое разрешение. В силу статистической флуктуации числа электронов, освобождаемых на фотокатоде, и коэффициента усиления ФЭУ амплитуды импульсов сцинтилляционного детектора при одинаковой величине поглощенной энергии в кристалле не является одинаковыми. Кроме того свой вклад вносит неравномерное распределение активатора по объему кристалла, вариация в коэффициенте отражения отражателя и в условиях отражения на границе между кристаллом и окном ФЭУ. В результате при одной и той же поглощенной энергии в аппаратурном спектре создается пик не в виде монолинии, а в виде непрерывного распределения импульсов по амплитудам (рис. 2.14). Обычно это распределение близко к нормальному распределению. Расширение пика измеряется в кэВ на половине высоты пика ( $W_{1/2}$ ) и количественно описывается с помощью понятия "энергетическое разрешение" детектора, R, рассчитываемого по следующей формуле:

$$R = \frac{W_{1/2}}{E_{\gamma}} \cdot 100\%, \qquad (2.6)$$

где  $E_{\gamma}$  – поглощенная энергия фотонов в килоэлектронвольтах.

При увеличении энергии энергетическое разрешение сцинтилляционного детектора улучшается приближенно по закону  $R \sim E^{-1/2}$ . В типичном случае для фотонов с энергией 662 кэВ (<sup>137</sup>Cs) энергетическое разрешение ~ 7 %.



Рис. 2.14. К определению понятия "энергетическое разрешение"

Калибровка спектрометра. Так как у сцинтилляционных детекторов наблюдается пропорциональность между амплитудой импульса и поглощенной в кристалле энергией фотонов, то возможна калибровка амплитудного анализатора импульсов в единицах энергии. Обычно анализатор имеет специальный регулятор для подстройки нижнего уровня дискриминации и второй регулятор для установки энергетического окна. Во многих случаях удобно калибровать многоканальный анализатор при расположении переключателя усиления на 1, так чтобы нижний уровень дискриминации точно соответствовал 1 кэВ энергии. В работе [3] это рекомендуется делать следующим образом:

1. Выбрать два радионуклида с разными энергиями фотонов, как например, <sup>131</sup>I и <sup>99m</sup>Tc. Значения энергии фотонов не должны быть близкими или очень сильно различаться.

2. Отрегулировать нижний уровень и установку окна так, чтобы 10-процентное энергетическое окно центрировались на наивысшей энергии фотонов при положении переключателя усиления на 1. Для 364-кэВ пика<sup>131</sup>І это соответствует установке окна, равной 36, и нижнего уровня дискриминации, равного 346.

3. Поместить источник с более высокой энергией перед детектором и отрегулировать коэффициент усиления усилителя или высокое напряжение на ФЭУ для получения максимальной скорости счета.

4. Изменить регулировку амплитудного анализатора так, чтобы 10-процентное окно находилось (центрировалось) на меньшей энергии γ-излучения при реальном усилении 1. Для 140-кэВ пика <sup>99m</sup>Tc это соответствует установке ширины окна, равной 14, и нижнего уровня дискриминации, равном 133.

5. Поместить источник с низкой энергией перед детектором и убедиться, что скорость счета максимальна. Если это не так, то отрегулировать коэффициент усиления усилителя и высокое напряжение и повторить шаги 3 – 5 до достижения максимальной скорости счета для обоих радионуклидов.

Энергетическая линейность. Пропорциональность амплитуды сцинтилляционного сигнала поглощенной энергии фотонов выполняется не во всем возможном интервале изменения энергии фотонов по причине существования некоторой нелинейности спектрометра. Например, если переключатель усиления находится на 1, то вряд ли, оба пика как от низкоэнергетичных фотонов (таких как 30-кэВ от  $^{125}$ I), так и от высокоэнергетичных фотонов (таких как 662-кэВ от  $^{137}$ Cs) оказутся в ожидаемых (исходя из предполагаемой линейности) местах (каналах). Таким образом, если для не очень сильно отличающихся энергий фотонов линейность энергетической шкалы спектрометра практически существует, то при анализе спектров радионуклидов, испускающих фотоны в очень широком

интервале энергии, этот вопрос требует специального рассмотрения.

Эффективность детектора. Эффективность детектора определяется количественно с двух позиций: а) как доля регистрируемых фотонов от количества упавших на кристалл; б) как доля регистрируемых фотонов от количества испущенных источником. В первом случае эта величина связана с внутренней (физической) эффективностью детектора или эффективностью регистрации, а во втором – зависит как от внутренней, так и от геометрической эффективности.

Геометрическая эффективность. Плотность потока и интенсивность  $\gamma$ -излучения, испускаемого точечным изотропным источником, в неослабляющей излучение среде (воздух при не очень больших расстояниях можно считать такой средой) подчиняется закону обратных квадратов, что является прямым следствием прямолинейного распространения фотонов. Если такой источник испускает Q фотонов в единицу времени, то на расстоянии r плотность потока равна

$$\varphi(r) = \frac{Q}{4\pi r^2}, \, \mathrm{cm}^{-2} \cdot \mathrm{c}^{-1}.$$
 (2.7)

Пусть на поверхности сферы радиусом r, в центре которой находится точечный изотропный источник, имеется детектор площадью S. Доля фотонов, падающих на поверхность детектора, прямо пропорциональна площади, которую занимает детектор на поверхности сферы (рис. 2.15,a). Геометрическая эффективность для этого случая определяется как

$$\varepsilon_g = \frac{S \cdot \cos \eta}{4\pi r^2},\tag{2.8}$$

где  $\eta$  – угол между поверхностью сферы и детектором. Если нормаль к поверхности детектора направлена прямо на источник, то  $\theta = 0$ .

Геометрическая эффективность может быть увеличена как за счет увеличения площади детектора, так и за счет уменьшения расстояния между источником и детектором. Максимальной величины геометрическая эффективность достигает для детекторов с колодцем в кристалле, куда и помещается источник.



Рис. 2.15. К расчету геометрической эффективности источника

Уравнение (2.8) не подходит для небольших расстояний между детектором и источником. В такой геометрии для источника, находящегося на геометрической оси, геометрическая эффективность детектора определяется по формуле:

$$\varepsilon_{g} = \frac{1}{2} \Big[ 1 - \cos(\theta_{0}) \Big] = \frac{1}{2} \Bigg[ 1 - \frac{h}{\sqrt{R^{2} + h^{2}}} \Bigg], \qquad (2.9)$$

где  $\theta_0$  – угол между лучом к краю детектора и геометрической осью; *R* и *h* – радиус детектора и расстояние от источника до детектора соответственно (рис. 2.15,*б*).

**Физическая эффективность.** Физическая эффективность или эффективность регистрации,  $\varepsilon_{\gamma}$ , определяется как отношение числа зарегистрированных детектором фотонов к числу упавших на детектор фотонов или как доля от упавших на детектор фотонов, которые регистрируются детектором. Если фотоны падают нормально на торцовую поверхность цилиндрического кристалла толщиной *t*, то физическую эффективность можно рассчитать по формуле:

$$\varepsilon_{\gamma} = 1 - \exp(-\mu t), \qquad (2.10)$$

где µ – линейный коэффициент ослабления материала кристалла.

На практике, как отмечалось в разделе 2.4.2, часто применяется понятие фотоэффективности детектора,  $\epsilon_{\phi}$ . С увеличением энергии фотонов  $\mu$  для кристалла NaI(Tl) быстро уменьшается, поэтому для

сохранения требуемых значений  $\epsilon_{\gamma}$  и  $\epsilon_{\varphi}$  необходимо увеличивать толщину кристалла.

Мертвое время. Преобразование поглощенной энергии фотона в электрический импульс происходит не мгновенно. Каждое событие для своего завершения требует определенного конечного временного интервала. Аналогичная ситуация имеет место и в электронном тракте спектрометра, т.е. формирование и амплитудный анализ каждого импульса требует определенного времени для процессинга. Временной интервал между приходом соседних событий, необходимый системе для их корректной обработки, обычно называют мертвым временем. Если же следующее событие происходит до того как закончилась обработка предыдущего события, то, с точки зрения результирующего поведения, системы классифицируются на два вида: непарализуемая и парализуемая системы. В первом случае информация о событии просто теряется, но это не влияет на процессинг первого события. К таким системам относятся усилитель, анализатор импульсов и счетчики.

В парализуемой системе не происходит восстановления ее чувствительности до тех пор, пока не закончится процессинг. Таким образом, если события приходят слишком быстро, детектор не может никогда восстановиться и фактически прекращает работу. Кристалл NaI(Tl) относится к парализуемым системам. Если интенсивность падающих фотонов слишком высока, то кристалл начинает светиться непрерывно. Поэтому, с точки зрения допустимой скорости счета, лимитирующим звеном в спектрометре является кристалл.

**Программа "Гарантии качества".** Для контроля корректности работы спектрометра рекомендуется регулярно выполнять его тестирование. Ежедневно следует проверять по положению фотопика калибровку и чувствительность детектора. Для этого лучше использовать радионуклиды с большим периодом полураспада, такие как <sup>137</sup>Cs или <sup>129</sup>I. Значения высокого напряжения и коэффициента усиления, необходимые для установки пика в нужном месте, и количество зарегистрированных импульсов от источника и фона в стандартной геометрии за несколько фиксированных временных интервалов целесообразно записывать в рабочую тетрадь. Отклонение этих данных от установленных величин служат указанием на возникновение проблем, требующих корректировки.

Ежеквартально следует проверять энергетическое разрешение и выполнение  $\chi^2$ - критерия. Энергетическое разрешение обычно контролируют, используя 662-кэВ линию от <sup>137</sup>Cs. Обычно оно находится вблизи 7 %. Уменьшение разрешения указывает на проблемы с электроникой или сочленением кристалла и ФЭУ, или пожелтением кристалла.

Тест на  $\chi^2$ - критерий является статистической мерой корректности работы установки. Для тестирования выполняется не менее 10 измерений. Число импульсов в каждом измерении должно примерно соответствовать типичным клиническим значениям. Значения  $\chi^2$ рассчитываются по формуле:

$$\chi^{2} = \sum_{i=1}^{N} (x_{i} - \overline{x})^{2} / \overline{x}, \qquad (2.11)$$

где N – число измерений;  $\overline{x} = \sum x_i / N$ .

Далее из таблиц определяется вероятность получения конкретного значения  $\chi^2$  для данного количества измерений *N*. Если эта вероятность находится между 0,1 и 0,9, то аппаратура функционирует правильно, обратный случай свидетельствует о неисправности установки.

## 2.4.4. Детектирование совпадений

Система детектирования, описанная выше, предназначена для регистрации некоррелллированных фотонов. Аннигиляционные фотоны, испускаемые при аннигиляции позитронов, рождаются одновременно и лежат практически на одной прямой. Поэтому, применяя детектирование совпадений с помощью противоположно расположенных детекторов, можно достаточно точно получить пространственную локализацию мест аннигиляции позитронов (рис. 2.16). Так как аннигиляционные фотоны имеют относительно высокую энергию (0,511 МэВ), то для их уверенной регистрации требуются сцинтилляторы с высоким атомным номером и плотностью. Учитывая, что таким детекторам приходится часто работать при высокой интенсивности падающего на них излучения, то весьма желательно, чтобы эти системы имели также малое мертвое время.



Рис. 2.16. Схема установки для детектирования совпадений

Эффективность регистрации совпадений. Для детектирования совпадений необходимо, чтобы аннигиляционные фотоны были зарегистрированы в противоположных детекторах. Так как взаимодействие фотонов в каждом детекторе являются независимыми событиями, эффективность регистрации совпадения равняется произведению эффективностей детектирования в отдельных детекторах. Пусть эффективность детектирования каждого детектора равна 0,5, тогда эффективность регистрации совпадения будет равна только 0,25. Поэтому в установках для регистрации совпадений желательно иметь индивидуальные физические эффективности близкие к единице. Так как эффективность детектирования кристаллами NaI(Tl) фотонов с энергией 0,511 МэВ является умеренной, то их все чаще заменяют в подобной аппаратуре более эффективными сцинтилляторами, такими как BGO, LSO, GSO.

Скорость высвечивания сцинтиллятора. Кроме высокой эффективности, к сцинтилляторам, используемым в установках для детектирования совпадений, предъявляется также требование короткого времени высвечивания сцинтилляции. Дело в том, что детекторы в таких установках не окружаются свинцовой защитой, так как пространственная локализация события производится на основе регистрации совпадений. В результате детекторы находятся в условиях высокой плотности потока падающего на них уизлучения и для уверенного детектирования всех событий необходимо, чтобы время высвечивания сцинтилляций не являлось лимитирующим фактором.

Такие сцинтилляторы, как NaI(Tl) и *BGO* принадлежат к медленным сцинтилляторам с временем высвечивания больше 200 нс. У сцинтилляторов *LSO* и *GSO* время высвечивания значительно короче (меньше 60 нс), поэтому они способны работать при существенно больших скоростях счета.

Для уменьшения числа случайных совпадений, когда одновременно регистрируемые фотоны не являются результатом аннигиляции одного и того же позитрона, желательно работать с небольшим временным окном совпадений. Величина этого параметра у кристаллов NaI(Tl) и *BGO* находится в интервале 10 - 15 нс, в то время как у *LSO* и *GSO* этот интервал равен 5 - 8 нс. В результате по совокупности свойств применение кристаллов *LSO* и *GSO* позволяет значительно уменьшить вклад ложных событий совпадений.

Время пролета. Рассмотренные выше лимитирующие свойства сцинтилляторов позволяли до последнего времени производить ПЭТ сканеры с неопределенностью в фиксации времени совпадений событий в пределах от 5 до 15 нс. При таком временном разрешении, используя метод измерения времени пролета, невозможно получить полезную информацию о локализации положения источника между детекторами. Причина в том, что скорость движения фотонов 30 см/нс, поэтому подобная временная неопределенность приводит к пространственной неопределенности больше, чем 150 см. Применение более быстрых сцинтилляторов и специальной электроники позволяет уменьшить окно детектирования совпадений до нескольких сотен пикосекунд (в последнее время ширину окна удалось еще больше сократить). На этом уровне, применяя методику измерения разности во времени попадания фотонов в два детектора, удалось уменьшить неопределенность в локализации источника до 10 см и меньше.

Использование данных о времени попадания фотонов в детектор позволяет также при ПЭТ визуализации существенно улучшить отношение сигнал/шум. Разработка новых видов более быстрых сцинтилляторов даст возможность добиться еще большего прогресса в этом направлении. К таким сцинтилляторам можно отнести бромид лантана (LaBr<sub>3</sub>).

#### 2.4.5. Счетчик с колодцем

Счетчик с колодцем представляет собой кристалл NaI(Tl), в центре которого сделано специальное отверстие (колодец). Исследуемый источник, находящийся в закрытом контейнере (пенале), помещается внутрь этого отверстия (рис. 2.17), чем достигается максимальная геометрическая эффективность. Размеры кристаллов, применяемых в таких детекторах, как правило, являются достаточно большими (5 × 5 или 7,5 × 7,5 см<sup>2</sup>), что обеспечивает и высокую физическую эффективность.

Обычно такие детекторы используются для абсолютных измерений активности разнообразных проб. Для увеличения пропускной способности установки оснащаются специальными устройствами для автоматической транспортировки проб.



Рис.2.17. Геометрия детектора колодезного типа

Потери из-за мертвого времени. Конечное временное разрешение кристалла NaI(Tl) приводит к частичной потери в количестве зарегистрированных фотонов. Эти потери становятся особенно значимыми при измерениях образцов, активность которых варьируется в широких пределах. Когда проводится определение активности образцов, содержащих короткоживущий радионуклид, то один из возможных вариантов уменьшения потерь состоит в откладывании начала измерений до тех пор, пока активность не снизится до приемлемого уровня. Если принять ширину импульса после усиления равной 5 мкс, то 10 % потери будут наблюдаться при скорости счета  $2 \cdot 10^4$  импульсов в секунду.

**Объем проб.** Общий объем и геометрия исследуемых проб должны поддерживаться постоянными, так как эффективность детектора и коэффициент самопоглощения излучения зависят от распределения источника в колодце кристалла. Коэффициент самопоглощения может стать достаточно значимым для низких энергий фотонов, поэтому при измерениях большой партии образцов следует следить за однородностью и объемом вещества в контейнерах.

**Фоновое излучение.** При измерении небольших активностей фоновое излучение, источники которого находятся вне колодца, может существенно повлиять на точность результатов. Поэтому для уменьшения фона кристалл NaI(Tl), как правило, окружается защитой из свинца толщиной несколько сантиметров. Если образец требует для своего измерения продолжительного времени, то рекомендуется провести несколько проверок скорости счета от фонового излучения.

**Динамический диапазон.** Величина активности, которую можно с хорошей точностью измерить сцинтилляционным счетчиком с колодцем, приближенно находится в интервале 100 пКи – 1 мкКи. Величина нижнего предела ограничивается фоном, а верхнего – потерями из-за мертвого времени счетчика. Если требуемая точность измерений равна 5 %, то максимальная величина измеряемой активности не должна превышать 0,5 мкКи. Минимальное же значение динамического диапазона определяется по формуле

$$A_{\min} \approx 3\sigma_{\phi}/\epsilon,$$
 (2.12)

где  $\sigma_\varphi-$  стандартное отклонение скорости счета фона;  $\epsilon-$ чувствительность счетчика.

## 3. Полупроводниковые детекторы

#### 3.1. Общие замечания

Полупроводниковые детекторы являются в ЯМ успешными конкурентами сцинтилляторов при детектировании излучений и визуализации распределения активности. Преимущества полупроводниковых детекторов (ПД) заключается в их высоком энергетическом разрешении и возможности создания на их базе систем ви-
зуализации с очень хорошим пространственным разрешением. Наилучшим из ПД по энергетическому разрешению является германий, однако ему для нормальной работы необходимы низкие температуры. Ряд других полупроводников, к которым относятся иодид ртути (HgI<sub>2</sub>), теллурид кадмия (CdTe) и теллурид-кадмийцинк (CdZnTe) могут работать при комнатной температуре.

Полупроводниковые детекторы используются в ЯМ для обнаружения областей аномального усвоения радиофармпрепарата при хирургических процедурах и эндоскопии. Относительно недавно на их базе разработаны разнообразные матричные детекторы, обладающие высоким пространственным разрешением. В этом разделе на основе материалов обзорных работ [4,5] анализируется физика ПД и их применение в ЯМ.

### 3.2. Физика полупроводниковых детекторов

Для оценки достоинств и недостатков применения ПД в ЯМ, полезно рассмотреть принцип их работы. Рассмотрим два варианта. В первом, наиболее простом, но не дающем количественной картины процесса, принцип работы ПД напоминает принцип работы жидкостной ионизационной камеры. Он иллюстрируется на рис. 2.18,*a*.

В твердых кристаллических телах носителями электрического заряда являются электроны и дырки. В обычном состоянии свободные электроны и дырки практически отсутствуют. Взаимодействие у-излучения с полупроводником приводит к образованию высокоэнергетичных электронов ( и позитронов при эффекте парообразования). Эти электроны часть своей энергии теряют на ионизацию материала полупроводника, в результате которой в полупроводнике образуются свободные электроны и положительно заряженные дырки. Энергия образования одной электронно-дырочной пары, w, в первом приближении не зависит ни от типа ионизирующей частицы, ни от ее энергии, и так же как и в газе является параметром вещества. Напряжение смещения, приложенное к детектору, создает электрическое поле, которое вызывает перемещение электронов к положительному электроду и дырок к отрицательному. Транспорт зарядов создает ток внутри детектора и изменение потенциалов на электродах, что возможно мониторировать во внешней электрической цепи.



Рис. 2.18. Схематические диаграммы работы полупроводниковых детекторов

В идеальном полупроводниковом детекторе отклик зависит линейно от поглощенной энергии излучения и не зависит от положения точки взаимодействия фотона внутри кристалла детектора.

Второй подход к описанию работы ПД основан на зонной теории твердого тела (см. также раздел 2.2). В твердом теле в отличие от изолированных атомов энергетические уровни, соответствующие структуре электронных оболочек атомов, расширяются, и накладываясь друг на друга, образуют непрерывные энергетические полосы (зоны). В результате электроны коллективно используются атомами. Такие энергетические зоны, соответствующие орбитам в структуре оболочек изолированного атома, могут оказаться заполненными, частично заполненными или пустыми (орбиты могут иметь два, один или ни одного электрона). На рис. 2.18,6 схематически показаны две из многих энергетических зон полупроводника или изолятора: валентная зона заполнена электронами; зона проводимости пустая.

Приложение электрического поля к изолятору не создает движения зарядов, так как в валентной зоне отсутствуют свободные места, куда могли бы переместиться электроны. Соответственно, нет электронов и в зоне проводимости. В хороших проводниках (металлах) на дальних орбитах имеются неспаренные электроны, что соответствует наполовину заполненной зоне проводимости. При приложении электрического поля эти электроны могут двигаться свободно, так как имеется много свободных мест.

Полупроводник представляет собой специальный случай изолятора, в котором разность энергий между валентной зоной и зоной проводимости, называемая шириной запрещенной зоны, достаточно мала, так что тепловые эффекты могут временами случайно переводить электроны из валентной зоны в зону проводимости. При наложении электрического поля такие электроны перемещаются точно так же как в проводнике. Вакансии, образующиеся в валентной зоне, тоже могут участвовать в проводимости. В валентной зоне под действием электрического поля электроны могут переместиться в соседнюю вакансию, производя другую вакансию в первоначальной орбитальной локализации. Появившиеся вакансии или дырки двигаются в направлении обратном направлению движения электронов, т.е. ведут себя как положительные заряды. Поэтому в физике твердого тела дырки имеют такую же реальность, как и электроны, хотя и с другими свойствами. Дырочный ток в валентной зоне и электронный ток в зоне проводимости имеют одинаковый знак, так как движутся в разных направлениях. Эти токи складываются численно.

Как описывалось выше, при взаимодействие  $\gamma$ -излучения с веществом полупроводника образуются электроны с высокой энергией (много больше *w*), назовем их первичными. Эти электроны при движении в веществе теряют значительную долю своей энергии (20 – 35 %) на ионизацию среды, создавая каскад вторичных электро-

нов, часть которых имеет еще достаточно энергии на дальнейшую ионизацию. Оставшаяся энергия первичных электронов переходит в тепло в форме колебаний кристалла, называемых фононами. Образовавшиеся электроны и дырки временно, до тех пор пока они движутся к своим электродам, увеличивают проводимость полупроводника.

Так как число образующихся электрон-дырочных пар линейно зависит от поглощенной энергии, ПД имеют линейный отклик. Кроме того, на образование одной электрон-дырочной пары требуется от 3 до 6 эВ, что в ~ 10 раз меньше, чем энергия, идущая на образование пары ионов в газе (~ 34 эВ) или суммарная энергия, идущая на высвечивание светового фотона в сцинтилляторах (~ 30 эВ). Причем только ~ 50 % из этих фотонов вырывают электрон с фотокатода сцинтилляционного детектора. По этой причине полупроводниковые детекторы обладают во много раз лучшим разрешением, чем газовые и сцинтилляционные детекторы.

В области энергий, представляющих интерес для ЯМ, основными процессами взаимодействия  $\gamma$ -излучения с веществом являются фотоэлектрическое поглощение и комптоновское рассеяние (строго говоря, некогерентное рассеяние). Фотоэлектроны создают в аппаратурном спектре фотопик (рис. 2.19), а "комптоновские" электроны, получающие часть энергии от рассеянного фотона, образуют так же как и в сцинтилляционном детекторе непрерывное распределение с максимальной энергией ( $E_{\beta}$ )<sub>max</sub>, определяемой формулой (2.4), т.е. не попадают в фотопик. Чем выше атомный номер вещества ПД, тем меньшее число фотонов испытывает комптоновское рассеяние.

Не попадает в фотопик также часть фотоэлектронов, которые покидают кристалл детектора, отдав только часть своей энергии. Такие процессы утечки имеют место и в сцинтилляционных детекторах, но в ПД они более серьезны из-за их существенно меньших размеров.

Энергетические спектры для <sup>99т</sup>Тс показаны на рис. 2.19 для трех детекторов: высокой чистоты германиевый детектор, иодид ртути и теллурид-кадмий-цинк. Германиевый детектор работает при температуре жидкого азота, а два остальных при комнатной температуре. Вклад комптоновских электронов в спектр в германиевом детекторе ~ 42 %.



Рис. 2.19. Энергетические (аппаратурные) спектры, создаваемые источником <sup>99m</sup>Tc в полупроводниковых детекторах: *a*) – германиевый детектор (Orteg-100 HPGe) диаметром 1,0 см и толщиной 0,7 см с энергетическим разрешением 0,54 % при 140 кэВ и температуре 77°К, пик вблизи 20 кэВ является *K*-линией <sup>99m</sup>Tc, плато ниже 50 кэВ обусловлено комтоновскими электронами;  $\delta$ ) – детектор HgI<sub>2</sub> площадью 0,045 см<sup>2</sup> и толщиной 0,05 см с энергетическим разрешением 3,2 % при 140 кэВ (асимметричная форма фотопика связана с захватом носителей). *в*) – детектор CdZnTe размером 1×1×0,3 см толщиной с энергетическим разрешением 5 % при 140 кэВ. Структура ниже фотопика обусловлена, главным образом, захватом носителей заряда ловушками (адаптировано из [4])

Небольшой пик на рис. 2.19,*а* в районе 115 кэВ связан с утечкой характеристического излучения Сd и Te (*К*-линия). Большой горб в области промежуточных и низких энергий обусловлен захватом ловушками носителей заряда. Этот эффект представляет серьезную проблему для всех ПД, работающих при комнатной температуре.

Спектр детектора  $HgI_2$  является хорошим для ПД, работающих при комнатной температуре. Энергетическое разрешение равно 3,2 % на линии 140 кэВ. Пики в районе от 58 до 72 кэВ связаны с утечкой характеристического излучения (*К*-линия ртути). Основной пик при 140 кэВ асимметричный, что является следствием захвата носителей заряда.

Разрешение CdZnTe значительно хуже, но примерно в два раза лучше, чем у сцинтилляционных детекторов. Промежуточное положение по энергетическому разрешению между германиевым и CdZnTe детекторами занимает  $HgI_2$  детектор. В настоящее время на рынке появились ПД из CdTe и CdZnTe, обладающие энергетическим разрешением, лучшим, чем  $HgI_2$  детектор.

# 3.3. Захват носителей заряда

Захват ловушками носителей заряда сильно ухудшает рабочие характеристики ПД, работающих при комнатной температуре. Как видно из рис. 2.19 горб в аппаратурном спектре CdZnTe детектора и хвост фотопика создаются электронами, образующимися, в основном, при фотоэлектрическом поглощении фотонов. Смещение амплитуды импульсов относительно фотопика происходит вследствие "плохого" транспорта носителей заряда, захватываемых ловушками. Комптоновское рассеяние фотонов также создает часть спектра ниже фотопика. Эти события можно было бы отсечь, задав узкое окно дискриминации вокруг фотопика. Однако так как в непрерывную область ниже фотопика попадают из-за захвата и фотоэлектроны, то они в этом случае не будут зарегистрированы, что приводит к уменьшению фотоэффективности детектора.

Захват зарядов происходит в местах дефектов кристаллической структуры, включающих вакансии и атомы примесей. Ловушки имеют неравномерное распределение по объему кристалла. Их энергетические уровни расположены в промежутке между валентной зоной и зоной проводимости. Носители заряда могут захватываться на эти уровни, отдавая энергию в форме световых фотонов или вызывая вибрацию кристалла.

Взаимодействие фотонов с веществом происходит во всем объеме детектора, и если захват носителей заряда является неравномерным по объему, то это приводит к ухудшению энергетического разрешения.

# 3.4. Теорема Рамо и индукция сигнала

Появление изолированного носителя заряда внутри ПД вызывает изменение потенциала на электродах детектора, даже если они находятся на удалении от заряда. Сигнальный электрод обычно поддерживается при фиксированном потенциале соединенным с ним усилителем. Появление в ПД носителей заряда приводит к образованию на этом электроде за счет связи с усилителем поверхностного заряда, называемого индуцированным сигналом. Электронные цепи считывания данных ПД, как правило, включают усилитель с интегрированием, который сохраняет заряд, эквивалентный поверхностному заряду на сигнальном электроде, на емкости обратной связи. Расчет величины индуцированного заряда достаточно сложен, но имеется упрощающая проблему теорема Рамо [5]. Согласно теореме индуцированный сигнал на электроде, создаваемый единичным носителем заряда, образовавшимся в точке *х* внутри полупроводника, равен

$$S(x) = -e \cdot W(x), \qquad (2.13)$$

где *е* – единичный заряд; *W*(*x*) – весовой (взвешенный) потенциал в месте появления заряда.

Если носитель заряда движется, то на сигнальном электроде появляется индуцированный ток, величина которого изменяется в соответствии с S(x). Весовой потенциал вводится для упрощения вычислений и не имеет физического смысла. Если сигнальный электрод находится под единичным потенциалом, а другие электроды заземлены, то для плоского ПД толщиной L весовой потенциал равен W(x) = x/L. Таким образом, электрон, стартующий с катода и проходящий расстояние L, вкладывает в сигнал единичный заряд. Такой же вклад создает дырка, проходящая путь от анода к катоду. Если транспорт носителей заряда свободный, то заряд, созданный при взаимодействии фотона с плоским ПД, появляется как сигнал на электродах.

# 3.5. Транспорт заряда и мобильность дрейфа

В ПД, к которому приложен внешний потенциал, создается внутреннее электрическое поле, называемое приложенным полем. Это поле ускоряет носители заряда, в то же время происходит их рассеяние на примесях или фононах. Общий эффект многих таких ускорений и рассеяний представляет собой случайное блуждание носителей заряда, смещенное в направлении электрического поля. Результирующая дрейфовая скорость *v* равномерна в направлении электрического поля и линейно зависит от его величины:

$$v = \mu E, \tag{2.14}$$

где рейфа.

Формула (2.14) справедлива для рабочих режимов большинства ПД, но при очень высоких полях скорость приближается к своему асимптотическому значению. Подвижность дрейфа отличается для разных ПД и зависит от количества примесей и от типа носителей заряда. При комнатной температуре транспорт заряда в ПД часто определяется процессом захвата на дефекты в кристаллической решетке. Захват носителей также является случайным процессом и количество зарядов убывает по экспоненциальному закону:

$$N(t) = N_0 \cdot \exp(-t/\tau), \qquad (2.15)$$

где т – время жизни до захвата.

Обычно для конкретного ПД время жизни для электронов и дырок разное и зависит от чистоты кристалла и его однородности. Для плоского ПД сигнал определяется расстоянием, проходимым зарядом, поэтому для данного типа носителей сигнал *S* в зависимости от подвижности и захвата заряда равняется

$$S(t) = \frac{e}{L} \int_{0}^{t} vt \left( -\frac{dN}{dt} \right) dt + \frac{evt}{L} N(t) = \frac{S_{0} \mu \tau E}{L} (1 - e^{-t/\tau}), \quad (2.16)$$

где  $S_0 = eN_0$ ; t – время, меньшее или равное времени движения заряда до электрода.

Зависимость амплитуды импульса от времени, нормированная на единичный носитель заряда, показана на рис. 2.20.



Рис. 2.20. Зависимость амплитуды импульса от времени для единичного носителя заряда с учетом захвата, с подавлением и без учета захвата носителей. *T<sub>R</sub>* – время переноса заряда

Для  $\gamma$ -излучения, создающего при взаимодействии в среде одинаковое количество электронов и дырок на расстоянии x от катода, нормированная величина сигнала равна

$$\frac{S(t)}{S_0} = \frac{\mu_h \tau_h E}{L} (1 - e^{-t/\tau_h}) + \frac{\mu_e \tau_e E}{L} (1 - e^{-t/\tau_e}), \qquad (2.17)$$

где ограничения на время транспорта равны  $t < x/\mu_h E$  и  $t < (L-x)/\mu_e E$ . Для более продолжительного времени, когда перенос всех зарядов завершится, имеем:

$$\frac{S}{S_0} = \frac{\lambda_h}{L} (1 - e^{-x/\lambda_h}) + \frac{\lambda_e}{L} (1 - e^{-(L-x)/\lambda_{h_e}}), \qquad (2.18)$$

где  $\lambda_e = \mu_e \gamma_e E$  и  $\lambda_h = \mu_h \gamma_h E$  – длины захвата.

Вообще говоря, фотоны взаимодействуют в ПД на разных глубинах. Ценность уравнения (2.18) в том, что оно показывает на сильную зависимость сигнала в плоском детекторе от глубины взаимодействия *х*. На рис. 2.21, основываясь на уравнении (2.18), демонстрируется форма модельного амплитудного спектра в плоском детекторе при допущении, что вся энергия, передаваемая при взаимодействии фотона в среду, поглощается в точке взаимодействия. Из-за этого допущения процесс захвата расставляет иначе события, которые были бы в противном случае в длинном низкоэнергетическом хвосте фотопика. Полезно сравнить реальные спектры на рис. 2.19 с модельными на рис. 2.21.



Рис. 2.21. Модельный энергетический спектр для  $\lambda_e/L = 10$  и  $\lambda_h/L = 0,1,0,6,2$  и 10 при падении фотонов на отрицательный электрод и однородным взаимодействием по глубине в предположении, что вся энергия, передаваемая в среду фотоном, поглощается в точке взаимодействия

### 3.6. Коррекция захватов

В настоящий момент используются два подхода к решению проблемы захвата носителей заряда. Первый заключается в сборе дополнительной информации о сигнале во временном интервале и соответствующей корректировке отрицательного влияния захвата на амплитуду сигнала. Во втором подходе применяется специальная конфигурация электродов, которая подавляет отрицательный эффект захвата на величину сигналов. В обоих случаях решение проблемы основывается на том факте, что у большинства полупроводников, обладающих существенным эффектом захвата носителей, произведение подвижности на время жизни (µт) для разных типов носителей сильно отличается. Например, у выпускаемого в

настоящее время детектора CdZnTe время жизни для электронов на два порядка выше, чем для дырок. В тоже время из уравнения (2.17) однозначно следует, что временная зависимость сигнала в плоском детекторе сильно зависит от  $\mu \tau$  для каждого носителя и от глубины взаимодействия. Если толщина детектора равна 1 см, то характерная длина до захвата электрона оказывается много большей, в то время как характерная длина до захвата дырки оказывается много меньшей, чем толщина детектора.

# 4. Статистика регистрации ионизирующих излучений

В предыдущих главах неоднократно подчеркивалось, что радиоактивный распад является по своей природе случайным процессом, поэтому при измерении радиоактивности имеют место флуктуации результатов. Детальное обсуждение статистической обработки результатов измерений находится вне рамок этого пособия. В этом разделе рассматриваются только основные вопросы статистики, связанные с регистрацией излучений в ЯМ.

# 4.1. Погрешность, точность и воспроизводимость

При измерении любой величины возможно появление погрешностей (ошибок, англ. *errors*) или отклонений от истинного значения. 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 ЯМ служат законы фундаментальной физики, а именно, статистические флуктуации процесса радиоактивного распада ядер.

Точность (правильность, верность, англ. *accuracy*) измерения величины указывает, насколько близко согласуется результат с истинным значением. Воспроизводимость (разброс, англ. precision) серии измерений (в России эту величину не совсем корректно часто называют погрешностью) описывает повторяемость, воспроизводимость измерения, хотя результаты измерений могут отличаться от среднего значения. Некоторые проблемы в использовании введенных понятий создает тот факт, что в переводе на русский язык accuracy и precision практически синонимы. Чем ближе измерение к средней величине, тем лучше (выше) воспроизводимость, в то время как, чем ближе измерение к истинному значению, тем выше его точность. Подчеркнем, что среднее значение серии измерений, имеющей очень хорошую воспроизводимость, может оказаться далеко от истинного значения. Подобная ситуация иллюстрируется на рис. 2.22. Воспроизводимость может быть улучшена устранением или уменьшением случайных погрешностей, в то время как для повышения точности необходимо уменьшить как случайные, так и систематические погрешности.



Рис. 2.22. Сравнение точности и воспроизводимости (сходимости): *a*) хорошая точность и воспроизводимость;  $\delta$ ) хорошая воспроизводимость и плохая точность;  $\epsilon$ ) плохая воспроизводимость и плохая точность

В ядерной медицине типичное измерение состоит из регистрации (подсчете) событий (отсчетов) в определенном детекторе. Измеряемым параметром является интенсивность источника в единицах отсчетов, детектируемых за определенный интервал времени. В этом случае возможно оценить воспроизводимость измерения из фундаментальных принципов, так как эмиссия и детектирование γизлучения имеет следующие особенности:

1. Количество радиоактивных атомов, имеющих одинаковую вероятность распада, очень велико.

2. Вероятность взаимодействия в пределах фиксированного временного интервала постоянна.

3. Число атомов, испытывающих взаимодействие, представляет небольшую долю от их полного количества.

Эти особенности процесса соответствуют распределению вероятности Пуассона (см. далее).

# 4.2. Распределение вероятности

Предположим, что проводится серия измерений некоторой величины в контролируемых условиях. Случайные погрешности измерений проявляются в вариации значений измеряемой величины. Эти отклонения удобно анализировать с помощью частотной гистограммы, представляющей собой график, по оси ординат которого откладывается число измерений с результатами, попадающими в определенный интервал, а по другой значение измеряемой величины (рис. 2.23). При небольшом количестве событий (числе отсчетов), в гистограмме наблюдаются значительные флуктуации, но с увеличением числа событий гистограмма приближается к гладкой кривой. В пределе (число событий стремится к бесконечности) частотная диаграмма полностью раскрывает природу случайных вариаций.



Рис. 2.23. Пример частотных гистограмм при разном количестве измерений: *a*) – недостаточное число измерений; *б*) – большое число измерений

Если частотную гистограмму поделить (нормировать) на полное число измерений, то получим распределение вероятности (точнее плотности вероятности), описывающую вероятность при измерении получить конкретное значение исследуемой величины. Наиболее широкое применение находит так называемое нормальное или гауссовское распределение. Оно представляет собой симметричную кривую, характеризующуюся двумя параметрами: средним значением  $\mu$ , где распределение имеет максимум, и стандартным отклонением  $\sigma$  ( $\sigma^2$  называют дисперсией), характеризующее расширение распределения (рис. 2.24). Математическое выражение распределения Гаусса имеет вид

$$P(x) = \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{1/2}} \exp\left[-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right],$$
 (2.19)

где *х* – непрерывная переменная.



Рис. 2.24. Функция распределения Гаусса, имеющая среднее значение переменной *x*, равное µ, и стандартное отклонение, равное о. Вероятность получения значений величины в пределах выделенного интервала равняется соответствующей площади под кривой [1]

Если провести случайную выборку из распределения Гаусса (т.е. выполнить серию независимых измерений), то 68 % измеренных величин окажутся в интервале  $\mu \pm \sigma$  и 95 % величин попадут в интервал  $\mu \pm 2\sigma$ .

В типичной ситуации  $\mu$  и  $\sigma$  являются неизвестными параметрами, которые требуется оценить из измерений *x*. Для распределения Гаусса показано, что оптимальный способ оценки  $\mu$  и  $\sigma$  состоит в расчете арифметического среднего и стандартного отклонения выборки:

$$m = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} x_i.$$
 (2.20)

$$SD = \left[\frac{1}{N-1}\sum_{i=1}^{N} (x_i - m)^2\right]^{1/2},$$
 (2.21)

где  $x_i$  – результат отдельного измерения; m – среднее значение в серии измерений и оценка  $\mu$ ; SD – стандартное отклонение и оценка  $\sigma$ .

В предыдущем разделе при обсуждении статистики отсчетов говорилось, что она описывается распределением Пуассона. Оказывается, что серия отсчетов значений величины может быть аппроксимирована распределением Гаусса, в котором стандартное отклонение равно корню квадратному из среднего значения. Распределение Пуассона описывается следующим выражением:

$$P(x) = \frac{\mu^{x}}{x!} e^{-x},$$
 (2.22)

где *х* – является целочисленной переменной.

Отметим, что распределение Пуассона для своего описания требует только один параметр  $\mu$ . Стандартное отклонение всегда равно  $\mu^{1/2}$ . Когда  $\mu$  становится больше 25, распределение Пуассона практически совпадает с распределением Гаусса, у которого  $\sigma = \mu^{1/2}$ (рис. 2.25).

Тот факт, что случайная природа измерений скорости счета подчиняется распределению Пуассона, дает определенное преимущество, так как позволяет оценить стандартное отклонение из одного измерения. Так если в результате измерения получено N отсчетов, то в качестве первого приближения N можно считать оценкой среднего значения  $\mu$ , и отсюда оценкой стандартного отклонения будет  $SD = N^{1/2}$ .



Рис. 2.25. Графическое представление распределения Пуассона. В отличие от распределения Гаусса, которое является непрерывной функцией и позволяет отрицательные значения переменной, распределение Пуассона определено только для положительных значений переменной. Для небольших значений  $\mu$  распределение Пуассона асимметрично (*a*) и аппроксимируется распределением Гаусса при  $\mu > 25$  [1].

Стандартное отклонение чаще выражают в относительных единицах, поделив на µ, или в процентах от µ, т.е. помножив еще на 100 процентов ( $\delta(\%) = 100 \ \% \times SD/\mu$ ). На практике эту величину нередко называют погрешностью (в смысле англ. precision). Вообще говоря, вопросы терминологии в этой области не являются еще четко установившимися и достаточно запутаны. С подачи международных организаций [7] в России традиционный подход, основанный на понятии "погрешность результата измерения" начинает вытесняться подходом, основанном на понятии "неопределенность результата измерения" [8]. Согласно этим рекомендациям неопределенность измерения есть "параметр, связанный с результатом измерения, который характеризует дисперсию значений, которые могли бы быть обоснованно приписаны измеряемой величине" [8]. Преимущество такого подхода заключается в том, что для оценки неопределенности не требуется знания истинного значения измеряемой величины. В этом пособии мы не будем вдаваться в терминологические тонкости, однако понятие неопределенность как оно трактуется в [8], является достаточно удобным для практического использования.

Таким образом, относительная погрешность (статистическая) отдельного измерения отсчетов равна

$$\delta(\%) = 100 \times \frac{\sqrt{N}}{N}.$$
(2.23)

Из формулы (2.23) хорошо видно, что относительная погрешность уменьшается с увеличением числа отсчетов. Выражение (2.23) нетрудно преобразовать для определения числа отсчетов, обеспечивающих требуемую относительную погрешность:

$$N = 10^4 / \delta(\%). \tag{2.24}$$

## 4.3. Распространение (передача) ошибок

При выполнении арифметических операций с переменными, имеющими статистическую погрешность, результат вычислений также будет содержать статистическую погрешность. Величина этой погрешности зависит от вида операции и от погрешностей, участвующих в операции переменных. Пусть в операции участвуют две переменные *и* и *v*, имеющие неопределенности  $\sigma_u$  и  $\sigma_v$ , соответственно. Погрешность результата арифметических операций с этими переменными представлена в табл. 2.2.

Таблица 2.2

Операция		Обший случай	Распределение Пуассона		
Умножение на константу	Y= cu	$\sigma_{Y} = c \cdot \sigma_{u}$	$\sigma_Y = c \cdot u^{1/2}$		
Сложение	Y = u + v	$\sigma_{Y} = (\sigma_{u}^{2} + \sigma_{v}^{2})^{1/2}$	$\sigma_{Y} = (u+v)^{1/2}$		
Вычитание	Y=u-v	$\sigma_{Y} = (\sigma_{u}^{2} + \sigma_{v}^{2})^{1/2}$	$\sigma_{Y} = (u+v)^{1/2}$		
Умножение	$Y = u \times v$	$\frac{\sigma_Y}{Y} = \left(\frac{\sigma_u^2}{u^2} + \frac{\sigma_v^2}{v^2}\right)^{1/2}$	$\frac{\sigma_Y}{Y} = \left(\frac{1}{u} + \frac{1}{v}\right)^{1/2}$		
Деление	Y = u/v	$\overline{\frac{\sigma_Y}{Y} = \left(\frac{\sigma_u^2}{u^2} + \frac{\sigma_v^2}{v^2}\right)^{1/2}}$	$\frac{\sigma_Y}{Y} = \left(\frac{1}{u} + \frac{1}{v}\right)^{1/2}$		

Передача погрешностей в арифметических операциях

Для каждой операции неопределенность результата выражена двояко: первый представляет общий случай, правильный для всех типов переменных; второй соответствует случаю, когда u и v являются пуассоновскими переменными, т.е. когда  $\sigma_u = u^{1/2}$  и  $\sigma_v = v^{1/2}$ . Другими словами u и v представляют результат измерения числа отсчетов.

Учитывая, что многие задачи, встречающиеся в статистике отсчетов, имеют дело со скоростями счета, целесообразно привести сводку полезных формул, относящихся к этой области (табл. 2.3)

Таблица 2.3

N⁰	Ситуация	Формула		
1	Неопределенность, связанная с N отсчетами	$\sigma_N = N^{1/2}$		
2	Относительная погрешность (б(%)), связанная с	$\delta(\%) = 100\% \times N^{1/2}/N$		
	<i>N</i> отсчетами			
3	Число отсчетов, необходимых для получения заданной относительной погрешности (δ(%))	$N = 10000/\delta^2(\%)$		
4	Неопределенность, связанная со скоростью счета ( <i>R</i> ), определенной за время <i>t</i>	$\sigma_R = (R/t)^{1/2}, R = N/t$		
5	Относительная погрешность, связанная со ско- ростью счета ( <i>R</i> ), определенной за время <i>t</i>	$\delta(\%) = 100\% \times (1/Rt)^{1/2}$		
6	Время, необходимое для получения скорости	$t = 10000/[R \delta^2(\%)]$		
	счета (R) с заданной относительной погрешно-			
	стью (б(%))			
7	Неопределенность, связанная с чистой скоростью счета ( $R_s$ ), определенной за время $t_{s+b}^*$	$\sigma_{R_s} = (R_{s+b} / t_{s+b} + R_b / t_b)^{1/2}$		
8	Относительная погрешность, связанная с чис-	$\delta(\%) = 100\% \times [(R_s + 2R_b)/t]^{1/2}/R_s$		
	той скоростью счета ( $R_s$ ) для $t_{s+b} = t_b = t$			
9	Время (t), необходимое для получения скоро-	$t = 10000 \times [(R_s + 2R_b)/[R_s^2 \times$		
	сти счета ( $R_s$ ) с заданной относительной по-	× δ(%)]		
	грешностью ( $\delta(\%)$ ) для $t_{s+b} = t_b = t$			
10	Оптимальное разделение времени счета	$t_{s+b}/t_b = (R_{s+b}/R_b)^{1/2}$		

#### Часто используемые формулы статистики отсчетов

\*  $R_{s+b}$  – скорость счета, включая фон;

 $R_b$  – скорость счета фона;

 $R_s$  – чистая (без фона) скорость счета;

*t*<sub>*s+b*</sub> – полное время измерения источника;

*t*<sub>b</sub> – время измерения фона.

## 4.4. Тестирование гипотез

Методы статистики позволяют сделать заключения о результатах экспериментов даже при наличии в них случайных погрешностей. Один из часто применяемых статистических методов – это тестирование гипотез. Простейший случай тестирования состоит в выборе из двух альтернатив. Например, требуется решить, являются ли количества отсчетов в двух районах изображения результатом разного усвоения (РФП)? Одна гипотеза предполагает, что плотности отсчетов в этих районах представляют выборки из одного и того же распределения вероятностей. Эту гипотезу называют нулевой гипотезой. Альтернативная гипотеза предполагает, что плотности отсчетов являются выборками из разных распределений.

Чтобы решить задачу предположим, что нулевая гипотеза правильная. Тогда может быть вычислена вероятность случайного получения наблюдаемого измеренного значения. Если эта вероятность очень мала, тогда будет оправданно отвергнуть нулевую гипотезу и принять альтернативную. Вероятностный предел отбрасывания нулевой гипотезы называют уровнем значимости и обозначают а. В типичных случаях его значение берут равным 0,05 или 0,01.

Так как принятие решения основывается здесь на вероятности, то существует конечная вероятность ошибки. Эти ошибки делятся на два типа. Ошибка I типа имеет место при отбрасывании нулевой гипотезы, когда на самом деле она является правильной. Примером такой ошибки будет заключение, что плотности отсчетов, измеренные в разных районах однородного изображения, отражают реальное различие вместо случайной вариации. Минимизировать ошибку I типа можно с помощью выбора подходящего уровня значимости. Ошибка II типа имеет место, когда нулевая гипотеза принимается за истину, в то время как в действительности она ложна. Чаще всего такая ошибка совершается при недостаточном количестве надежных данных.

Для большей ясности рассмотрим пример. Пусть скорость счета, создаваемая источником *A* равна 100 отсчетов в секунду, а скорость счета, создаваемая в тех же условиях источником *B*, равна 110 отсчетов в секунду. Можно ли считать, что оба источника

имеют одинаковую активность, если скорости счета измерялись в течение 10-секундного временного интервала?

В нулевой гипотезе предполагается, что оба источника имеют одинаковую активность, и поэтому разность между измерениями должна иметь распределение со средним значением 0. Используя формулы из табл. 2.2, имеем

 $B - A = (110 - 100) \pm (110/10 + 100/10)^{1/2} = 10 \pm 4.6.$ 

Таким образом, измеренная разность равна 10 со стандартным отклонением 4,6. Так как ожидаемое значение разности есть 0, то 10 представляет 10/4,6 = 2,7 стандартных отклонения. Вероятность получения такого различия, когда A и B имеют одинаковую активность, равна 0,05. Если принято значение уровня значимости  $\alpha$ =0,05, то нулевая гипотеза должна быть отвергнута. Однако если принять более жесткий критерий  $\alpha$  = 0,01, тогда нулевую гипотезу отбрасывать нельзя.

А что произойдет, если время измерения будет равно 39 с? Тогда стандартное отклонение окажется равным  $(110/36 + 100/36)^{1/2} =$ =2,42. Теперь разность между скоростями счета 10 будет равно 4,1 стандартных отклонений от 0, а вероятность получения такого значения окажется меньше чем 0,01. В такой ситуации можно с высокой степенью точности утверждать, что активности источников *A* и *B* различны. Если же время измерения сократить до 1 с, то значение стандартного отклонения окажется равным  $(100/1 + 110/1)^{1/2} = 14,5$ . В этом случае разность отсчетов 10 находится в пределах одного стандартного отклонения от 0, и нельзя утверждать, что активности источников *A* и *B* различны. Подчеркнем, что данный вывод не означает реального равенства активности источников, а является следствием неудачного выбора времени измерения, чтобы доказать обратное.

## 4.5. Доверительный интервал

Вследствие случайной природы радиоактивного распада результаты измерения всегда имеют некоторую неопределенность. Поэтому существует небольшая вероятность того, что значения параметров, оцениваемых из этих измерений, будут равны их истинным значениям. Доверительные уровни определяют интервалы или диапазоны вокруг измеряемой величины, в пределах которой с разумной вероятностью находится истинное значение параметра. Для случайных переменных, имеющих гауссовское распределение вероятностей, доверительные интервалы обычно фиксируются в пределах  $\pm 2$  (95 %-ная степень доверия) или  $\pm 3$  (99,7 %-ная степень доверия) стандартных отклонения. Так 95 % -ные доверительные интервалы для разности скоростей счета, рассмотренных в предыдущем разделе, будут следующие:

 $[10-2\cdot(4,6), 10+2\cdot(4,6)] = [0,80,19,2]$  для 10-секундных измерений;

 $[10-2\cdot(2,42), 10+2\cdot(2,42)] = [5,16,14,8]$  для 36-секундных измерений;

 $[10-2 \cdot (14,5), 10+2 \cdot (14,5)] = [-19,0,39,0]$  для 1-секундных измерений.

Отметим, что 0 не попадает в 95 %-ный доверительный интервал для 10- и 36- секундных измерений. Это согласуется с отбрасыванием нулевой гипотезы при 0,05 уровне значимости.

# **4.6.** Tecm $\chi^2$

Тест хи-квадрат ( $\chi^2$ ) является вероятностной статистикой, которая применяется к арифметическим операциям, включающим суммирование квадратов разностей. Выражение для хи-квадрат следующее:

$$\chi^{2} = \sum_{i=1}^{N} (x_{i} - x_{expected,i})^{2} / \sigma_{i}^{2}, \qquad (2.25)$$

где  $x_i - i$ -измеряемая величина;  $x_{expected,i}$  – значение, ожидаемое при каждом измерении на основании некоторой модели;  $\sigma_i$  – стандартное отклонение при *i*-измерении.

Статистика (критерий)  $\chi^2$  используется для тестирования гипотез и подгонки кривых. Простой  $\chi^2$ -тест можно применить для определения, являются ли наблюдаемые статистические флуктуации результатов измерений разумными? Или, другими словами, обусловлены ли статистические вариации в ряде измерений статистической случайностью или вариацией других объектов, таких как оборудование, пациент и т.п.? Если проведена серия идентичных измерений числа отсчетов, то  $\chi^2$  рассчитывается из выражения

$$\chi^{2} = \sum_{i=1}^{N} (x_{i} - m)^{2} / m, \qquad (2.26)$$

где *т* – среднее значение в серии.

Так как данные счета имеют пуассоновское распределение, то *m* является не только оценкой ожидаемого значения случайной величины (количества отсчетов), но также и оценкой  $\sigma_i^2$ . Используя уравнение (2.21), приходим к следующей формуле:

$$SD^{2} = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{N} (x_{i} - m)^{2}.$$
 (2.27)

Преобразуя (2.26) и (2.27), получаем

$$\chi^2 = (N-1) \times SD^2 / m.$$
 (2.28)

Если счетчик работает правильно, то следует ожидать, что  $SD^2$  будет близко к *m*. Отсюда получаем, что  $\chi^2$  должно быть близко к числу измерений (размеру выборки) минус единица (*N*-1), которую принято называть "число степеней свободы". Вероятность получения различных значений  $\chi^2$  табулирована в зависимости от числа степеней свободы и в кратком виде приводится в табл. 2.4.

Если статистические флуктуации соответствуют ожидаемым значениям, то  $\chi^2$  будет близко к *N*-1 и будет иметь вероятность близкую к 0,5. В типовых ситуациях принимаются значения  $\chi^2$ , которые оказываются в диапазоне вероятностей от 0,1 до 0,9. Если вероятность, связанная со значением  $\chi^2$ , оказывается вне данного диапазона, то этот факт служит указанием "что-то неладно со счетчиком".

Рассмотрим пример. Пусть проведена серия из десяти измерений счета от детектора, среднее значение в которых равно 1000 и стандартное отклонение равно 38. Чему равно значение  $\chi^2$ , какова его вероятность *P* и какое из этого указание?

Используя уравнение (2.28), имеем

 $\chi^2 = (10 - 1) \times (38)^2 / 1000 = 12,99.$ 

Из табл. 2.4 находим (интерполируя), что вероятность получения величины, большей, чем 12,99 с 9 степенями свободы примерно равна P = 0,2. Так как этот результат попадает в допустимый диапазон, то приходим к выводу, что с детектором все в порядке. Однако 10 измерений являются относительно небольшой выборкой, и ее может оказаться недостаточно для обнаружения неисправности счетчика.

Таблица 2.4

Степень	Вероятность							
свободы	0,99	0,95	0,90	0,50	0,10	0,05	0,01	
(N-1)								
2	0,02	0,10	0,21	1,39	4,61	5,99	9,21	
3	0,13	0,35	0,58	2,37	6,25	7,82	11,35	
4	0,30	0,71	1,06	3,36	7,78	9,49	13,28	
5	0,55	1,15	1,61	4,35	9,24	11,07	15,09	
6	0.87	1,64	2,20	5,35	10,65	12,59	16,81	
7	1,24	2,17	2,83	6,35	12,02	14,07	18,48	
8	1,65	2.73	3,49	7,34	13,36	15,51	20,09	
9	2,09	3.33	4,17	8,34	14,68	16,92	21,67	
10	2,56	3,94	4,87	9,34	15,99	18,31	23,21	
11	3,05	4,58	5,58	10,34	17,28	19,68	24,73	
12	2,57	5,23	6,30	11,34	18,55	21,03	26,22	
13	4,11	5,89	7,04	12,34	19,81	22,36	27,69	
14	4,66	6,57	7,79	13,34	21,06	23,69	29,14	
15	5,23	7,26	8,55	14,34	22,31	25,00	30,58	
16	5,81	7,96	9,31	15,34	23,34	26,30	32,00	
17	6,41	8,67	10,09	16,34	24,77	27,59	33,41	
18	7,02	9,39	10,87	17,34	25,99	28,87	34,81	
19	7,63	10,12	11,65	18,34	27,20	30,14	36,19	
20	8,26	10,85	12,44	19.34	28,41	31,41	37,57	
21	8,90	11,59	13,24	20,34	29,62	32.67	38,93	
22	9,54	12,34	14,04	21,34	30,81	33,92	40,29	
23	10,20	13,09	14,85	22,34	32,01	35,17	41,64	
24	10,86	13,85	15,66	23,34	33,20	36,42	42,98	
25	11,53	14,61	16,47	24,34	34,38	37,38	44,31	
26	12,20	15,38	17,29	25,34	35,56	38,89	45,64	
27	12,88	16,15	18,11	26,34	36,74	40,11	46,96	
28	13,57	16,93	18,94	27,34	37,92	41,34	48,28	
29	14,26	17,71	19,77	28,34	30,09	41,56	49,59	

### Значения вероятностей для критерия хи-квадрат в зависимости от числа степеней свободы [9]

Пусть теперь серия состоит из 30 измерений с теми же значениями средней величины и стандартного отклонения. Тогда  $\chi^2 = (30 - 1) \times (38)^2 / 1000 = 41,9.$ 

Из табл. 2.4 находим, что вероятность получения величины, большей, чем 41,9 с 29 степенями свободы P < 0,05. Так как этот результат не попадает в допустимый диапазон, будет разумным сделать вывод о неисправности детектора.

### 4.7. Статистики и анализ изображения

Статистические методы можно применить при просмотре изображений для оценки пределов восприятия. Для примера рассмотрим простое эмиссионное изображение, показанное на рис. 2.26.

Изображение на рис. 2.26 состоит из однородного фона с постоянной плотностью *B* счет/см<sup>2</sup> и области интереса с плотностью счета *A* счет/см<sup>2</sup>. Контраст в последней равен C = |A - B|/A. Область *A* будет детектируемой, если счет внутри ее площади существенно отличается от счета в равной по площади области в окружающем фоне. Так как счет в любом районе имеет статистические флуктуации, разность должна превышать ожидаемое стандартное отклонение, которое равно  $(B \cdot d^2)^{1/2}$ . Таким образом, требуется, чтобы  $|(A - B) \cdot d^2| > k \cdot (B \cdot d^2)^{1/2}$  (2.29)

где *k* – коэффициент, представляющий отношение сигнал/шум.



Рис. 2.26. Определение параметров изображения, используя плотность счета в изображении. Контраст: C = |A - B|/A; отношение сигнал-шум:  $k = |A - B| \cdot d^2/(B \cdot d^2)^{1/2}$  (адаптировано из [10])

Величина k зависит от уровня значимости, необходимого для ограничения ложного вывода, что A и B равны. Обычно требуется, чтобы k > 3. Преобразуем уравнение (2.29), вводя в него контраст C, чтобы получить простое соотношение для определения плотности счета, которая необходима для распознания области размером d при контрасте C:

$$B \ge k^2 / (C^2 \cdot d^2).$$
 (2.30)

Для иллюстрации рассмотрим пример. Предположим, что нужно распознать в изображении область с поперечным размером 2 см и контрастом 0,1 по отношению к фону. Необходимая плотность счета равна

$$B \ge 10/(0, 1 \cdot 0, 2 \text{ cm})^2 = 250 \text{ отсчетов}/\text{ cm}^2$$
,

где взято значение k = 3,2 как отношение сигнал/шум.

Разумный ли получился результат? В области фона полное число отсчетов 250 отсчетов/см<sup>2</sup>×4 см<sup>2</sup> =1000 отсчетов. Для области с контрастом 0,1 полное число отсчетов будет равно  $1000 + 0.1 \times 1000$  = 1100. Статистическая неопределенность, связанная с 1000 отсчетов, равна  $(1000)^{1/2}$  = 31,8. Таким образом, 1100 более чем на 3 стандартных отклонения выше фона, или различие с фоном статистически значимо.

Отметим, что необходимая плотность счета сильно зависит и от контрастности, и от площади области. Уменьшение одной из этих величин в два раза требует увеличения плотности счета в четыре раза.

### Контрольные вопросы

1. Опишите принцип работы газонаполненных ионизационных детекторов.

2. Как влияет рекомбинация ионов на ток в ионизационной камере?

3. Охарактеризуйте основные области вольт-амперной характеристики газового ионизационного детектора.

4. Почему воздух не используется в качестве наполнителя в пропорциональных счетчиках?

5. Почему анод в цилиндрическом пропорциональном счетчике делают из тонкой металлической нити?

6. В чем различие между ионизационной камерой и гейгеровским счетчиком?

7. Почему гейгеровский счетчик не используется для измерения образцов с высокой активностью?

8. Зачем галогенные газы добавляются в газовое наполнение гейгеровского счетчика?

9. Охарактеризуйте зависимость эффективности регистрации гейгеровского счетчика от энергии фотонов.

10. Опишите механизм регистрации ионизирующего излучения сцинтилляционным детектором.

11. Зачем добавляются активаторы в сцинтилляционные детекторы?

12. Охарактеризуйте основные характеристики сцинтилляторов, наиболее часто применяемых в ядерной медицине.

13. Назовите основные блоки электроники сцинтилляционного детектора.

14. Охарактеризуйте основные особенности аппаратурной формы линии сцинтилляционного спектрометра с кристаллом NaI(Tl).

15. Какие факторы влияют на расширение фотопика в аппаратурном спектре?

16. По каким причинам в аппаратурном спектре образуются пики совпадения?

17. Как зависит энергетическое разрешение сцинтилляционного спектрометра от энергии фотонов?

18. Рассчитайте геометрическую эффективность регистрации для точечного источника <sup>99m</sup>Tc, расположенного на расстоянии 10 см от кристалла NaI(Tl).

19. Чему будет равна геометрическая эффективность регистрации, если источник расположить на поверхности сцинтиллятора?

20. Как производится калибровка сцинтилляционного спектрометра?

21. Радиоактивный образец испускает фотоны с энергиями 130- и 120 кэВ. Возможна ли регистрация этих фотонов в отдельных фотопиках, если энергетическое разрешение кристалла NaI(Tl) равно 10 %?

22. В чем различие между парализуемыми и непарализуемыми системами?

23. Охарактеризуйте основные сцинтилляторы, применяемые в ядерной медицине с точки зрения мертвого времени.

24. Какой динамический диапазон имеют сцинтилляционные счетчики с колодцем?

25. В чем преимущества и недостатки полупроводниковых детекторов по сравнению со сцинтилляционными детекторами?

26. Опишите принцип работы полупроводникового детектора.

27. Почему полупроводниковые детекторы имеют лучшее энергетическое разрешение, чем сцинтилляционные детекторы?

28. Как влияет захват носителей заряда на характеристики полупроводниковых детекторов?

29. Чему равен индуцированный сигнал на электроде, создаваемый единичным носителем заряда, образовавшимся в точке *x* внутри полупроводника?

30. Охарактеризуйте зависимость амплитуды импульса от времени для единичного носителя заряда с учетом, с подавлением и без учета захвата носителей.

31. Каким образом производится коррекция захвата носителей заряда?

32. Какая разница между английскими терминами *accuracy* и *precision*?

33. Какой статистикой описывается регистрация отсчетов при измерении ионизирующих излучений?

34. Как зависит относительная погрешность измерения от числа отсчетов?

35.При измерении радиоактивного образца зарегистрировано 15360 отсчетов за 9 мин. Определить: *а*) Какова скорость счета от образца и ее стандартное отклонение?  $\delta$ ) Если фоновая скорость счета, измеренная за 2 мин, составила 60 отсчетов/мин, то чему равна чистая скорость счета от образца и ее стандартное отклонение?

36. Сколько отсчетов должно быть в измерении, чтобы относительная погрешность составила 1 % при 95 % доверительном интервале?

37. Как производится передача погрешностей в арифметических операциях?

38. Опишите методы тестирования гипотез.

39. Как применяется простой  $\chi^2$ -тест для определения, являются ли разумными наблюдаемые статистические флуктуации результатов измерений?

40. Значения  $\chi^2$  для 11 измерений некоторой величины равно 4,2. Какова вероятность, что отклонения измерений обусловлены статистическими вариациями этой величины?

# Список литературы

1. Attix F.H. Introduction to radiologicfl physics and radiation dosimetry // New York. 1986. John Wiley & Sons.

2. Научно-производственное предприятие "Доза". Оборудование радиационного контроля. Каталог 2009 // <u>www.dosa.ru</u>.

3. Madsen M.T. Scintillation detectors and scintillation detector counting systems // in: Nuclear medicine.  $2^{nd}$  edition. V. 1 / Ed. by R.E. Henkin, D. Bova, G.L. Dillehay et al. 2006. Mosby, Inc. P. 78 – 89.

4. Barber H.B., Woolferenden J. Progress in semicondacter detectors for use in nuclear medicine // In [3]. P. 137 – 153.

5. Knoll G.F. Radiation detection and measurement //3 ed. New York. 2000. John Willey & Sons.

6. Ramo S. Currents induced by electron motion // Proc. IRE.27:1939. P. 584 - 585.

7. GUM. Guide to expression of uncertaintly in measurement // International Organization for Standartization. Geneva. 1995.

8. Руководство по выражению неопределенности измерения // С.\_Пб. : ГП "Всероссийский научно-исследовательский институт метрологии им. Д.И. Менделеева". 1999.

9. Gopal B. Saha. Physics and radiobiology of nuclear medicine. Third edition // Springer. (Cleveland, USA). 2010.

10. M.T. Madsen. Nuclear counting statistics // In: Nuclear Medicine.  $2^{nd}$  edition. V. 1 / Ed. by R.E. Henkin, D. Bova, G.L. Dillehay et al. 2006. Mosby, Inc. P. 127 – 136.

# Глава 3. Гамма-камера

# 1. Краткая история

Сцинтилляционная камера (или гамма-камера) была создана Ангером в 1958 году как позиционно-чувствительный детектор. В середине 60-х годов прошлого века она стала одним из основных клинических инструментов для радионуклидной диагностики. До появления гамма-камеры серийным прибором для визуализации распределения гамма-излучающего РФП в теле пациента являлся линейный сканер. В этом приборе специальное механическое устройство перемещает детектор излучения вдоль тела пациента, производя, таким образом, сканирование ионизирующего излучения, выходящего из пациента. Результатом измерения является визуализация распределения РФП вдоль выбранного в данном измерении направления сканирования. Для анализа излучения, выходящего из ограниченной области пациента, сканеры комплектуются дополнительными коллиматорами. Принцип работы такого сканера заключается в последовательном просмотре исследуемого объекта с помощью регистрации излучения, выходящего в узком интервале телесного угла, вырезаемого коллиматором. Для повышения светосилы прибора коллимационное устройство выполняется в виде многоканальной системы фокусирующих коллиматоров, оси которых пересекаются в одной точке – фокусе (рис. 3.1).

Фактически линейные сканеры являются фокально-плоскостными устройствами, т.е. позволяют получать наилучшее качество изображение распределения РФП в фокусной плоскости коллимационной системы, в то время как распределения активности выше и ниже фокусной плоскости накладываются друг на друга и размываются. При правильном выборе параметров линейные сканеры визуализируют с хорошим качеством статические распределения р/н. Однако так как для сканирования отдельного органа требуется несколько минут, то этот прибор малопригоден для изучения быстрых динамических процессов.



Рис.3.1. Многоканальный фокусирующий коллиматор сканера с коническими сходящимися каналами

В гамма-камере Ангера используется стационарный позиционно-чувствительный детектор в виде кристалла йодистого натрия большого диаметра, перекрывающего ширину пациента. Главное преимущество гамма-камеры по сравнению со сканером заключается в быстродействии, обусловленным получением информации о распределении РФП одновременно по всему обозреваемому полю. Позднее конструкция гамма-камер неоднократно усовершенствовалась, стала применяться цифровая обработка сигналов. Однако принципиальные особенности конструкции Ангера сохранились и в современных камерах. В последнее время в гамма-камерах в качестве позиционно-чувствительных детекторов начинают применять матрицы из полупроводниковых детекторов, сочлененных с фотодиодами. Многие эксперты считают такие камеры наиболее перспективными.

Подробные описания конструкции линейных сканеров и современных гамма-камер, а также принципов их работы и алгоритмов восстановления изображений можно найти в отечественных работах [1-3].

# 2. Принцип работы гамма-камеры Ангера

В сцинтилляционной камере Ангера используется широкий, но тонкий (примерно 6 – 10 мм) кристалл NaI(Tl) круглой формы диаметром 250 – 400 мм или прямоугольной формы с линейными размерами примерно 400х500 мм. Кристалл находится в оптическом контакте со световодом и системой ФЭУ (рис. 3.2).



Рис. 3.2. Поперечный разрез блока детектирования гамма-камеры Ангера: *1* – исследуемый объект; *2* – коллиматор; *3* – сцинтиллятор; *4* – выходное окно сцинтиллятора; *5* – световод; *6* – фотоэлектронные умножители; *7* – цепи передачи импульсов; *8* – светозащитный кожух (адаптировано из [2])

Типовая гамма-камера обычно включает следующие компоненты: детектор, коллиматор, система (сборка) фотоумножителей, предусилитель, усилитель, цепь X-, Y- позиционирования, электронно-лучевая трубка или другое устройство для визуализации и регистрации, например, жидкокристаллический дисплей (рис. 3.3).

Выходные импульсы от каждого ФЭУ взвешиваются резистером (или фиксированной емкостью в ранних конструкциях) в соответствии с его позицией сборке. Далее для определения *X* и *Y* координаты взаимодействия фотона в кристалле рассчитывается нормализованная сумма всех позиционно-взвешенных сигналов. Расчет проводится следующим образом:

$$X = \frac{\sum_{i=1}^{n} x_{i} \cdot \boldsymbol{\rho}_{i}}{\sum_{i=1}^{n} \boldsymbol{\rho}_{i}}; \quad Y = \frac{\sum_{i=1}^{n} y_{i} \cdot \boldsymbol{\rho}_{i}}{\sum_{i=1}^{n} \boldsymbol{\rho}_{i}}; \quad Z = \sum_{i=1}^{n} \boldsymbol{\rho}_{i}, \quad (3.1)$$

где  $x_i$ ,  $y_i$  – координаты *i*-фотоумножителя с выходным сигналом  $\rho_i$ ; *Z* –поглощенная в кристалле энергия фотона, определенная суммированием невзвешенных выходных сигналов от всех фотоумножителей. Величина *Z* служит также нормализационным фактором.



Рис. 3.3. Схематическая электронная диаграмма гамма-камеры

Стандартная геометрия измерения излучения, выходящего из пациента, показана на рис. 3.4.

Схема определения взвешивающего фактора для камеры Ангера с семью ФЭУ и принцип определения X и Y позиционных импульсов, возникающих при взаимодействии  $\gamma$ -квантов в кристалле, иллюстрируется на рис. 3.5. Все выходы ФЭУ связываются через емкости с четырьмя выходными проводниками, создавая четыре зависящих от направления сигнала:  $X^+, X^-, Y^+, Y^-$  (рис. 3.5). Величина емкости прямо пропорциональна локализации конкретного ФЭУ относительно узлов формирования этих четырех сигналов.



Рис. 3.4. Типовая геометрия измерения распределения РФП в пациенте

Предположим, что  $\gamma$ -квант провзаимодействовал в позиции (\*) около ФЭУ 6. Наибольшее количество света в этом случае получит фотокатод ФЭУ 6, количество же света упавших на фотокатоды других ФЭУ будет обратно пропорционально их расстоянию до точки взаимодействия. Из четырех зависящих от направления сигналов  $X^-$ будет больше, чем  $X^+$  и  $Y^+$  будет больше, чем  $Y^-$ , так как взаимодействие произошло в левом квадранте. Привязку сигнала к X-, Y-координатам можно провести по следующим формулам:

$$Z = X^{+} + X^{-} + Y^{+} + Y^{-}; \qquad (3.2)$$

$$X = \frac{k}{Z}(X^{+} - X^{-}); \qquad (3.3)$$

$$Y = \frac{k}{Z}(Y^{+} - Y^{-}), \qquad (3.4)$$

где k – константа; k/Z – коэффициент усиления.

Схема на рис. 3.5 показывает также процесс отображения на экране ЭЛТ (или ином дисплее) точек взаимодействия фотонов в кристалле. Позиционные X и Y сигналы поступают на вертикальную и горизонтальную отклоняющие пластины ЭЛТ. Одновременно Z сигнал анализируется амплитудным анализатором, и если его амплитуда находится в пределах заданного окна, то электронный

пучок ЭЛТ отпирается. В результате пучок ударяет в точку, определяемую координатами *X* и *Y*. Сигналы открытия входа регистрируются счетчиком для подсчета полного количества импульсов в изображении.



Рис. 3.5. Электронная схема получения взвешивающего фактора для гаммакамеры с семью ФЭУ. Локализация точки взаимодействия у-кванта достигается суммированием взвешенных выходных сигналов от ФЭУ по четырем направлениям. Позиционные сигналы, представляющие *X*- и *Y*-координаты точки взаимодействия, подаются на отклоняющие пластины электронно-лучевой трубки (ЭЛТ). Zсигнал производит открытие входа, если амплитуда импульса находится в заданном окне (адаптировано из [4])

Большинство современных камер имеет несколько окон в амплитудном анализаторе и возможность получать отображение распределения на дисплее для каждого окна. Это позволяет анализировать распределения нескольких р/н. В современных гаммакамерах применяется, кроме того, оцифровывание сигналов, компьютерная обработка изображений и другие усовершенствования.



Рис.3.6. Исследование пациента на современной гамма-камере с двумя детекторами

# 3. Основные физические характеристики медицинских гамма-камер

### 3.1. Собственная эффективность

В тех случаях, когда  $\gamma$ -кванты испытывают многократное рассеяние в кристалле, генерируемые X и Y сигналы не точно отражают координаты первичного взаимодействия, так как свет создается в нескольких областях кристалла в пределах временного интервала, меньшего чем временное разрешение ФЭУ. Если существенная доля падающих фотонов испытывает многократное рассеяние, то это может привести к уменьшению пространственного разрешения до неприемлемого уровня. Наиболее эффективный прием борьбы с многократным рассеяниям заключается в уменьшении толщины кристалла, при этом возникает дополнительный положительный эффект, связанный с улучшением энергетического разрешения изза уменьшения параллакса при распространении света. Но с другой стороны, уменьшение толщины кристалла приводит и к уменьшению собственной эффективности регистрации фотонов.

На рис. 3.7 проводится сравнение эффективностей регистрации фотонов разных энергий для двух толщин кристалла: 12,7 и 6,35 мм. Эта величина определяется как доля γ-квантов, падающих нормально на плоскую поверхность кристалла, которые полностью отдают свою энергию в кристалле либо вследствие фотоэлектрического поглощения, либо в результате многократного комптоновского рассеяния. Как видно из рис. 3.6, для основной γ-линии р/н <sup>131</sup>I с энергией 364 кэВ собственная пиковая эффективность для толщины кристалла 12,7 мм равна 0,3, в то время как для 140-кэВ фотонов р/н <sup>99m</sup>Tс она равна 0,9. Этот пример наглядно демонстрирует, что сочетание гамма-камеры Ангера с генераторами <sup>99m</sup>Tс явилось важнейшим шагом в развитии инструментария радионуклидной диагностики.



Рис. 3.7. Сравнение зависимости от энергии фотонов собственной пиковой эффективности кристалла NaI(TL) для двух толщин кристалла
Анализ распределения РФП, испускающих более высокоэнергетичное излучение, чем <sup>99m</sup>Tc, требует применения кристаллов большей толщины, иначе произойдет уменьшение эффективности регистрации. Увеличение толщины кристаллов в гамма-камере приводит к ряду нежелательных эффектов. Тем не менее имеются важные приложения (например, регистрация аннигиляционных фотонов с энергией 0,511 МэВ), в которых толщина кристалла повышается до 15 – 25 мм. С возникающими при этом отрицательными эффектами борются с помощью цифрового процессинга.

### 3.2. Эффективность коллиматора

Коллиматор в гамма-камерах прикрепляется непосредственно к лицевой стороне кристалла для ограничения поля видимости, чтобы ү-кванты, образующиеся вне изучаемой области, не могли попасть в детектор. Коллиматоры делаются обычно из материалов с высоким атомным номером и высокой тормозной способностью, таких как вольфрам, свинец (наиболее экономичный вариант) и платина. Коллиматоры производятся различного размера, формы и могут включать один или много каналов для просмотра поля интереса.



Рис.3.8. Четыре основных типа конструкции коллиматоров для гамма-камер

Классификация коллиматоров чаще всего проводится по типу фокусирования. В зависимости от фокусирования они разделяются на коллиматоры: с параллельными каналами (отверстиями); каналами, сходящимися в одной точке (конвергентными); каналами, расходящимися из одной точки (дивергентными) и пинхольными (рис. 3.8)

Пинхольные коллиматоры имеют коническую форму с одним отверстием и применяются для визуализации небольших органов, таких как щитовидная железа, и обеспечивают увеличение изображения. Конвергентные коллиматоры применяются для увеличения изображения, когда орган интереса по размерам меньше размера детектора. Дивергентные коллиматоры, наоборот, применяются, когда размеры органа интереса (например, легкого) шире размеров детектора. Коллиматоры с параллельными отверстиями изготавливаются с большим количеством параллельных каналов (от 4000 до 46000), нормальных к поверхности детектора. Они наиболее часто используются в ЯМ и обеспечивают изображение один к одному. Геометрические параметры различных типов коллиматоров показаны на рис. 3.9 и 3.10, расчет геометрических характеристик описывается ниже.



Рис. 3.9. Геометрические параметры коллиматора с параллельными отверстиями (*A*) и конвергентного коллиматора (*Б*)



Рис.3.10. Геометрические параметры дивергентного коллиматора (В) и пинхольного коллиматора (Г)

Расчетные формулы [4] приводятся отдельно для каждого типа коллиматора, при этом используются следующие обозначения: G – геометрическая эффективность для точечного источника; R – ширина распределения на половине высоты; I(r) – плоскость изображения точечного источника, расположенного в точке P;  $R_0$  – геометрическое пространственное разрешение в объектной плоскости;  $l_e$  – эффективная длина отверстия (канала);  $a_e$  – эффективная аппертура;  $A_{open}$  – площадь одного отверстия на стороне кристалла;  $A_{unit}$  – площадь одного отверстия на стороне кристалла;  $A_{unit}$  – площадь одного отверстия междуканальный материал вокруг отверстия (например для круглых отверстий  $A_{open}$  и  $A_{unit}$  табулированы Ангером. При выводе уравнения для R предполагается однородное параллельное перемещение коллиматора относительно точечного источника P.

Коллиматор с параллельными каналами:

$$G = \frac{A_{open}^2}{4\pi l_e^2 A_{unit}};$$
(3.5)

$$R = \frac{a(l_e + z + b)}{l_e},$$
 (3.6)

где 
$$l_e = 1 - 2\mu^{-1}$$
;  $a_e = \left[a\left(a + 2\mu^{-1}\operatorname{tg}(a/2)\right)\right]^{1/2}$ .

Конвергентный коллиматор:

$$G = \left(\frac{A_{open}}{4\pi l_e^2 / \cos^2 \theta}\right) \left(\frac{A_{open}}{A_{unit}}\right) \left(\frac{F}{F-z}\right) o'' z'' F; \qquad (3.7)$$

$$R = \frac{a(l_e + z + b)}{l_e \cos \theta} \left( 1 - \frac{l_e/2 + z}{F - z} \right); \tag{3.8}$$

$$R_0 = R\left(\frac{F-z}{F+l_e+b}\right). \tag{3.9}$$

Дивергентный коллиматор:

$$G = \left(\frac{A_{open}}{4\pi l_e / \cos^2 \theta}\right) \left(\frac{A_{open}}{A_{unit}}\right) \left(\frac{F + l_e + b}{F + l_e + z + b}\right)^2; \quad (3.10)$$

$$R = \frac{a(l_e + z + b)}{l_e \cos \theta} \left( 1 - \frac{l_e/2 + z}{F + l_e + b + z} \right)^2;$$
(3.11)

$$R_0 = R\left(\frac{F+l_e+z+b}{F}\right),\tag{3.12}$$

где *F* – расстояние между плоскостью изображения и локальной точкой, расположенной на задней стороне коллиматора.

Пинхольный коллиматор:

$$G = \frac{a_e^2 \cos^2 \theta}{16z^2}; \qquad (3.13)$$

$$a_{e} = \left[ a \left( a + 2\mu^{-1} \operatorname{tg}(a/2) \right) \right]^{1/2}; \qquad (3.14)$$

$$R_0 = \frac{a_e(l+z)}{l}.$$
 (3.15)

Основными параметрами, влияющими на эффективность и разрешение коллиматоров, являются форма и площадь поперечного сечения отверстий, длина каналов и толщина свинца септума (перегородки) между каналами, которая определяет долю площади кристалла, открытую для излучения. Оптимальная толщина септума зависит от средней длины свободного пробега фотонов и изменяется с энергией.

Коллиматоры с параллельными каналами подразделяются на коллиматоры высокого разрешения, универсальные коллиматоры и коллиматоры высокой чувствительности. Кроме того, существует классификация по энергии: низкоэнергетические, высокоэнергетические и среднеэнергетические. Высокочувствительные коллиматоры имеют наименьшую толщину, в то время как коллиматоры с высоким разрешением, наоборот, наибольшую.

В настоящее время начали выпускаться "ультравысокоэнергетические" коллиматоры, предназначенные для регистрации 511-кэВ фотонов. Фирмы предлагают также несколько специальных типов коллиматоров, например, веерные коллиматоры и конусные коллиматоры. У веерных коллиматоров каналы по одной координате являются сходящимися, а по другой параллельными. У конусных коллиматоров каналы сходятся по двум координатам. Оба типа предназначены для увеличения изображений небольших объектов. Наконец, кроме коллиматоров с круглыми сечениями каналов начали производиться коллиматоры с квадратной, гексагональной и даже треугольной формой поперечного сечения. Эти типы коллиматоров обеспечивают более высокое пространственное разрешение, чем коллиматоры с круглыми каналами.

#### 3.3. Системная чувствительность

Системная чувствительность характеризует способность гаммакамеры эффективно регистрировать падающие на детектор фотоны. Чувствительность гамма-камеры определяется как число отсчетов, регистрируемых системой в единицу времени, на каждую единицу активности, присутствующей в плоском источнике, расположенным по центру на поверхности коллиматора перпендикулярно к его оси ( $c^{-1} \cdot \mathbf{E} \mathbf{k}^{-1}$ ). Чувствительность зависит от ряда факторов, в том числе от геометрической эффективности коллиматора, собственной фотоэффективности детектора, установленного уровня дискриминации амплитудного анализатора импульсов (ААИ), мертвого времени системы и др.

При определении чувствительности рекомендуется в зависимости от типа коллиматора использовать жидкие источники <sup>99m</sup>Tc,  $^{203}$ Hg и  $^{131}$ I в кювете диаметром 100 мм и высотой 3 мм, выбирать энергетическое окно 20 % и скорость счета не более  $10^4$  имп./с [3].

## 3.4. Пространственное разрешение

Пространственное разрешение гамма-камеры определяется как способность прибора верно воспроизводить изображение объекта, четко вырисовывая в результате распределение активности в объекте. Количественно оно может быть определено как наименьшее расстояние между двумя параллельными линейными источниками, при котором на изображении они воспринимаются раздельно. Пространственное разрешение гамма-камеры включает две составляющие: собственную (внутреннюю) и внешнюю, обусловленную, главным образом, коллиматором. Собственное разрешение связано с точностью, с которой взаимодействие может быть локализовано внутри кристалла. Оно измеряется с помощью регистрации трансмиссионного изображения узкощелевого (ширина < 1 мм) фантома и определения распределения отсчетов в направлении, перпендикулярном к длинной оси щели. Кривая результирующего распределения называется функцией расширения (размытия) линии (англ. а line spread function (LSF)). Количественно собственное разрешение определяется как полная ширина на половине высоты распределения (англ. full-width-at-half-maximum (FWHM)) (рис. 3.11).



Рис. 3.11. Геометрия измерения внутренней составляющей пространственного разрешения (*a*), кривая функции расширения (*б*) и связанная с ней модуляционная функция передачи (*в*)

Пространственное разрешение всей системы измеряется визуализацией линейного источника с активным диаметром меньшим (< 1 мм), чем ожидаемая величина *FWHM*. Для этого длинная пластиковая трубка, заполненная радиоактивным раствором, помещается в поле детектора камеры. Гамма-камера, соединенная с компьютером, набирает и запоминает число отсчетов от линейного источника в одном ракурсе, и компьютер генерирует *LSF*. Отсчеты, полученные на пошаговых расстояниях, вычерчиваются в зависимости от расстояния до центральной оси коллиматора для получения колокообразной кривой *LSF* (рис. 3.11 и 3.12).

Как видно из рисунка и следует из формул (3.5) – (3.15), форма *LSF* и разрешение (*FWHM*) заметно зависят от расстояния источник-коллиматор. В стандартном варианте это расстояние равно 10 см.



Рис. 3.12. Функции расширения линии (*LSF*) гамма-камеры, снабженной низкоэнергетическим универсальным коллиматором с параллельными каналами, полученные в воздухе (*a*) и в воде (*б*) на разных расстояниях от линейного источника <sup>99т</sup>Tc [5]

Следует отметить, что величина *FWHM* может не представлять истинного пространственного разрешения, так как компоненты, связанные с рассеянием фотонов и прохождением через септум, попадают в хвостовую часть *LSF* (т.е. ниже 50 %), и поэтому не учитываются.

Более полную и количественную оценку пространственного разрешения прибора дает модуляционная передаточная функция (англ. *the modulation transfer function (MTF)*). Концепция *MTF* иллюстрируется на рис. 3.13.



Рис. 3.13. Иллюстрация концепции модуляционной передаточной функции

Пусть распределение активности источника имеет синусоидальный характер с максимальной  $A_{\max}$  и минимальной активностями  $A_{\min}$  (см. рис. 3.13). Подобное распределение дает пространственную частоту v в циклах на сантиметр или в циклах на миллиметр. Контраст или модуляция  $M_s$  активности источника равна:

$$M_s = \frac{A_{\max} - A_{\min}}{A_{\max} + A_{\min}}.$$
 (3.16)

В случае идеального устройства визуализации в изображении будут получены такие же  $A_{\max}$  и  $A_{\min}$ . Однако в реальности амплитуда пика активности будет равна  $C_{\max}$  и минимум активности равен  $C_{\min}$ , меньшие чем  $A_{\max}$  и  $A_{\min}$ . Тогда модуляция изображения определяется как

$$M_{i} = \frac{C_{\max} - C_{\min}}{C_{\max} + C_{\min}}.$$
 (3.17)

Отсюда *MTF* для пространственной частоты v рассчитывается по формуле:

$$MTF(v) = M_i / M_s. \tag{3.18}$$

Когда  $M_s = M_i$ , то MTF = 1, и такой результат получается, если синусоидальные циклы хорошо разделены, а измерительное устройство верно воспроизводит каждый цикл. При сближении пиков и впадин, что соответствует увеличению пространственной частоты распределения, измерительное устройство, в конце концов, перестает их различать. Тогда значение *MTF* приближается к нулю, что означает наихудшее пространственное разрешение системы. Значения *MTF* между 0 и 1 представляют промежуточное пространственное разрешение. Важно отметить, что небольшие объекты лучше отображаются при высоких частотах, а широкие объекты при низких частотах.

На практике при анализе пространственного разрешения в зависимости от частоты используется преобразование Фурье нормализованной *LSF*. Так как фурье-преобразование является комплексной переменной, результат имеет два параметра: амплитуду (модуль) и фазовый угол (угол между комплексным вектором и действительной осью). Первый представляет модуляционную передаточную функцию (см. рис. 3.11). Она, как отмечалось выше, является мерой эффективности передачи относительных амплитуд пространственных частот, содержащихся в распределение объекта.

Графики зависимости *MTF* от пространственной частоты бывают очень полезны для оценки общего пространственного разрешения системы. Примеры этих зависимостей показаны на рис. 3.14 для трех систем визуализации распределений активности в объекте. Из рисунка видно, что при очень низких частотах (т.е. широком разделение синусоидальных циклов) *MTF* практически равны единице для всех трех систем, или, другими словами, все системы дают хорошее отображение источника. При увеличении частоты система A на рис. 3.14 обеспечивает лучшее разрешение, чем система B, а та, в свою очередь, лучшее, чем система C.



Рис. 3.14. Зависимость *MTF* от пространственной частоты для трех систем визуализации распределений активности в объекте

Отдельные части системы визуализации могут иметь свои собственные *MTF*, тогда *MTF* всей системы получают перемножением индивидуальных *MTF*:

$$MTF = \prod_{i}^{N} MTF_{i}.$$
 (3.19)

Фазовый угол тоже несет важную информацию, так как ненулевое значение фазового угла является признаком пространственного сдвига между объектом и изображением для данной частоты.

Первая камера Ангера имела 19 ФЭУ и внутреннее пространственное разрешение для 140-кэВ фотонов равнялось  $\sim 10$  мм. У современных камер число ФЭУ доходит до 90, а разрешение достигает 3 - 4 мм.

Внутреннее пространственное разрешение улучшается с повышением энергии фотонов и, наоборот, ухудшается с понижением их энергии из-за увеличения статистических флуктуаций при образовании световых фотонов, связанное с уменьшением поглощаемой в кристалле энергии. Оно также улучшается с сужением входного окна амплитудного анализатора, так как при этом уменьшается вклад рассеянного излучения.

Многократное комптоновское рассеяния у-излучения, сопровождаемое поглощением всех рассеянных фотонов в кристалле, создает неопределенность в X, Y-локализации первичного взаимодействия и ухудшает внутреннее разрешение. Эффект возрастает с увеличением толщины кристалла.

Как отмечалось выше, кроме внутренней составляющей имеется также внешняя (или геометрическая) составляющая пространственного разрешения, связанная с коллиматором. Эту составляющую для четырех типов коллиматоров можно оценить по формулам (3.5) – (3.15). Комбинация обеих составляющих дает величину пространственного разрешения системы  $R_s$ :

$$R_s^2 = R_i^2 + R_g^2, (3.20)$$

где  $R_i$  и  $R_g$  – внутреннее и геометрическое пространственное разрешение.

Разрешение системы на расстоянии 10 см в рассеивающем материале находится в интервале от 8 до 12 мм в зависимости от разрешения коллиматора. Из уравнений (3.5) – (3.15) следует, что между геометрической эффективностью и пространственным разрешением коллиматоров существует примерно квадратичная зависимость. Этот факт имеет важное практическое значение. Например, если разрешение двух коллиматоров отличается в два раза, то скорость счета при одинаковых геометрии и источнике будет отличаться уже в четыре раза.

#### 3.5. Собственное энергетическое разрешение

Собственное энергетическое разрешение является характеристикой приборной формы линии гамма-камеры и определяет ее способность идентифицировать события, относящиеся к области фотопика (рис. 3.15). Собственное энергетическое разрешение, в основном, связано со свойствами кристалла детектора.

Энергетическое разрешение кристалла NaI(Tl), определяемое как *FWHM* фотопика, выражается в процентах от энергии  $\gamma$ -кванта. Оно измеряется без коллиматора с помощью точечных источников <sup>99m</sup>Tc или <sup>57</sup>Co ( $E_{\gamma} = 122$  кэВ), отнесенных на расстояние не менее пяти диаметров полезного поля изображения. Энергетическое разрешение понижается с уменьшается энергии фотонов, так как *FWHM* уменьшается медленнее, чем сама энергия. Типичные значения внутреннего энергетического разрешения равны ~7 % для <sup>137</sup>Cs и ~10 % для <sup>99m</sup>Tc. При измерении разрешения в результате эффекта рассеяния излучения на малые углы от стенок коллиматора и образования в свинце коллиматора характеристического 74 кэВ излучения.

#### 3.6. Рассеяние в пациенте и коллиматоре

Одна из проблем, возникающих при визуализации распределений низкоэнергетического γ-излучения, заключается в трудности отсеивания импульсов от фотонов, рассеянных внутри пациента и в коллиматоре. На рис. 3.15 демонстрируется влияние рассеяния на форму спектра от источника <sup>99m</sup>Tc.

С уменьшением энергии доля энергии, теряемой фотонами при одном и том же угле комптоновского рассеяния, уменьшается. Так, например, 10 % изменение энергии для 364-кэВ ү-квантов происходит при угле рассеяния ~ 22 градусов, в то время как для 140-кэВ ү-квантов такое относительное изменение энергии соответствует комптоновскому рассеянию на 53 градуса. Отсюда вытекает, что 20 % энергетическое окно (типичное для ядерной визуализации), будет пропускать фотоны, рассеянные на значительно большие углы в случае низкой первичной энергии ү-излучения, чем это имеет место при высоких энергиях. Этот эффект уменьшает

разрешение системы, так как местоположение точек рассеяния на таких больших углах неточно описывается пространственными позиционными сигналами.



Рис. 3.15. Спектр импульсов от источника <sup>99т</sup> Tс, измеренный гамма-камерой с низкоэнергетическим коллиматором: — – только с коллиматором; – – – коллиматор плюс плексиглас толщиной 10 см между источником и коллиматором [5]

Отсечка импульсов от рассеянных фотонов достаточно затруднительна, так как гамма-камеры традиционно проектируются и настраиваются на работу с симметричными окнами. Произвольное использование асимметричных окон ухудшает однородность чувствительности вдоль поверхности кристалла [6]. Тем не менее некоторые производители спроектировали гамма-камеры, работающие с асимметричными окнами без потери однородности. Другие пошли по пути разработки компьютерных алгоритмов, которые устраняют селективно импульсы, образованные рассеянными γквантами [7].

### 3.7. Пространственная однородность, линейность и энергетическая чувствительность

#### 3.7.1. Собственная пространственная однородность

Собственная пространственная однородность (неоднородность) изображения характеризует вариабельность скорости счета гаммакамеры при ее облучении однородным потоком фотонов. Неоднородность изображения – специфические искажения, присущие гамма-камере [3].

Вполне естественно желание иметь у гамма-камер однородный отклик по всему обозреваемому полю. Это означает, что точечный источник независимо от его расположения в поле обзора должен генерировать одинаковую скорость счета в детекторе. Однако даже хорошо отрегулированные и откорректированные гамма-камеры создают неоднородные изображения с вариацией плотности счета не менее 10 %.

Показатель собственной интегральной неоднородности *U* рассчитывается по формуле [3]:

$$U = \frac{n_{\max} - n_{\min}}{n_{\max} + n_{\min}} 100 \%, \qquad (3.21)$$

где  $n_{\rm max}$  и  $n_{\rm min}$  – соответственно максимальная и минимальная скорость счета по центральному и полезному полю изображения. Полезное поле – круговая площадь с максимальным диаметром, вписываемым в поле обзора коллиматора. Центральное поле – круговая площадь с диаметром, равном 75 % от диаметра полезной площади.

По такой же формуле определяется дифференциальная неоднородность, показывающая максимальное изменение скорости счета в области пяти пикселей во всех строках и столбцах [3].

Неоднородность в чувствительности детектора вызывается несколькими факторами: а) вариацией в откликах ФЭУ; б) нелинейностью в X-, Y-позиционировании импульсов в пределах поля обзора; в) краевым "уплотнением" (англ. *edge packing*). Лидирующими, с точки зрения влияния на неоднородность, являются два первых фактора. В ранних системах вариация в откликах ФЭУ уменьшалась последовательной подстройкой их коэффициентов усиления. В настоящее время для этого применяется компьютерное выравнивание с помощью матричных корректирующих факторов, рассчитываемых предварительно [8] и даже *on-line* [9].

Краевое "уплотнение" проявляется вокруг края изображения как яркий круг и ухудшает тем самым однородность изображения. Причина эффекта заключается в увеличении числа световых фотонов вблизи края детектора за счет процесса отражения от края детектора в направлении фотокатодов ФЭУ. Для борьбы с эти эффектом применяются установка дополнительного свинцового пояса по периферии коллиматора, а в новейших гамма-камерах – электронные средства подавления.

#### 3.7.2. Коррекция энергетической чувствительности

Многочисленные эксперименты однозначно показали, что одной из важных причин пространственной неоднородности является пространственная вариация в энергетическом оклике камеры (вариация в амплитуде импульсов). Если измерить энергетический спектр от коллимированного точечного источника фотонов, падающих на разные участки кристалла гамма-камеры, даже должным образом настроенной, то фотопики не наложатся точно друг на друга. Основной подход к коррекции энергетического отклика заключается в последовательной подстройке энергетического сигнала Z до входа его в амплитудный анализатор импульсов (ААИ).

Сигнал, поступающий в стационарное окно ААИ, находится в интервале  $Z + \Delta Z$ , где Z – первоначальная энергия сигнала и  $\Delta Z$  – инкремент, добавляемый энергетической коррекцией. Необходимая пространственная вариация  $\Delta Z$  находится из матрицы, накладываемой на кристалл. В зависимости от производителя применяются матрицы 64 х 64 и 128 х 128, члены которых определяются предварительно производителями по собственным методикам.

Фирма "Сименс", например, разработала схему энергетической коррекции, основанную на принципе идентификации  $\Delta Z$  как произведения fZ, где f – доля фактора энергетической коррекции ( $\Delta E/E$ ), рассчитываемая в матрице энергетической коррекции для каждого пикселя из зарегистрированного спектра. Преимущество такого подхода состоит в его применимости к полиэнергетическим окнам. Так как относительная величина энергетической коррекции (*f*) является независимой от энергии для данного пикселя, то можно рассчитать коррекцию для каждого энергетического импульса, находящегося внутри интервала линейности электроники системы.

### 3.7.3. Нелинейность и ее коррекция

Коррекция энергетического отклика решает только часть проблемы неоднородности гамма-камеры. Не меньшее влияние на неоднородность имеет погрешность в позиционировании событий. Этот феномен, называемый также нелинейностью гамма-камеры, имеет не случайный характер, а проявляется по определенным предпочтительным направлениям, связанным с особенностями конструкции детектора.

Пространственная нелинейность является систематической погрешностью в позиционировании X-, Y-координат импульсов в изображении и объясняется локальным сжатием или расширением отсчетов. Например, когда источник перемещается в поперечном направлении от края к центру фотокатода ФЭУ, б'ольшая скорость счета наблюдается при его центральном положении, образуя горячее пятно. При приближении источника к краю фотокатода скорость счета, наоборот, уменьшается и образуется холодное пятно.

Геометрические искажения изображения количественно оцениваются показателем собственной пространственной нелинейности, определяемым как абсолютное максимальное отклонение изображение щели маски от прямой линии, выраженное в миллиметрах. Для измерения показателя нелинейности используются маски с линейными или ортогональными отверстиями, которые накладываются на детектор (без коллиматора), а источник излучения размещается на расстоянии не менее пяти диаметров обозреваемого поля. Получающееся изображение запоминается в 128 x 128 матрице (в некоторых моделях 4096 x 4096). Зная действительное положение (X, Y) каждого пикселя и его смещенное X-, Y-положение в изображении, возможно рассчитать матрицу (таблицу) поправочных факторов. На рис. 3.16 представлена диаграмма со специально преувеличенными для наглядности одномерными нелинейностими.



Рис. 3.16. Диаграммное представление преувеличенных нелинейностей в одномерном варианте. Стрелки показывают перемещение сетки изображения в результате корректировки нелинейности [4]

Используя массив поправочных факторов, детектируемые события перемещаются на истинные X-, Y-локализации точек взаимодействия фотонов (в пределах внутреннего разрешения камеры). Для этого в электронную систему современных гамма-камер производители встраивают специальный микропроцессор, в память которого вводятся таблицы с поправочными факторами. Так как обычно гамма-камеры имеют небольшой дрейф характеристик со временем, то эти данные требуется периодически корректировать.

На рис. 3.17 показаны результаты улучшения изображения после введения коррекции энергетического отклика, нелинейности и неоднородности.



Рис. 3.17. Изображения жидкого источника в кювете (A1, B1, C1, D1)) и за четырех секторным щелевым фантомом (A2, B2, C2, D2)): (A1, A2) – без коррекции; (B1,B2) – с коррекцией энергетического отклика; (C1, C2) – с коррекцией энергетического отклика и нелинейности; (D1, D2) – с коррекцией неоднородности [4]

#### 3.7.4. Автоматическая настройка ФЭУ

Оптимальное функционирование систем, выполняющих on-line коррекцию энергетической чувствительности и нелинейности, возможно только при условии постоянной подстройки ФЭУ. Сегодня фирмы применяют несколько методов для автоматического мониторирования и корректировки коэффициента усиления ФЭУ. Первой такую гамма-камеру выпустила на рынок General Electric. В основе их подхода лежит применение внешних источников света, в качестве которых используются световые диоды, и локализация фотопика в амплитудном спектре от внешнего источника <sup>99m</sup>Tc. Светодиоды прикрепляются к каждому ФЭУ. Для повышения стабильности их работы применяется температурная стабилизация. Длительность световых импульсов от 1 до 2 мкс. Выходные заряды от ФЭУ, вызываемые световыми вспышками, интегрируются по нескольким световым импульсам и сравниваются с опорным напряжением. Если различие превышает допустимый уровень, то включается автоматическая подстройка коэффициента усиления ФЭУ. Мониторирование осуществляется каждык 10 мс, время подстройки коэффициента усиления 100 мс.

#### 3.7.5. Эффекты высокой скорости счета

Как отмечалось в главе 2, существенным недостатком сцинтилляционных детекторов с кристаллом NaI(Tl) является потеря части импульсов при высокой скорости счета вследствие эффекта наложения импульсов. Наложение импульсов, кроме того, приводит к одновременной регистрации двух событий (на самом деле отстоящих друг от друга на малый временной интервал) как одного события с амплитудой, отличающейся от обоих первичных событий. Если одно или оба события относятся к фотопикам, то тогда амплитуда нового события находится вне заданного интервала окна ААИ и событие будет отброшено, что приведет к потере отсчетов. Если, с другой стороны, "одновременно" регистрируются два фотона, испытавших комптоновское рассеяние, то они могут в сумме создать событие, эквивалентное по амплитуде фотопику, в результате событие будет зарегистрировано а пределах установленного окна ААИ. Но *X*-, *Y*- позиции события окажутся в изображении пе-

ремещенными куда-то в зону, расположенную между обоими событиями. Это вызывает искажение изображения. Таким образом, чрезмерно высокая скорость счета создает как потери в отсчетах, так и искажение изображения. На рис. 3.18 представлен пример изображения четырехсекторного квадратного бар-фантома при разных скоростях счета.



Рис. 3.18. Изображение четырех секторного квадратного бар фантома при разной скорости счета гамма-камеры: *А* – 10000 с<sup>-1</sup>; *B* – 100000 с<sup>-1</sup>[4]

Данная проблема становится особо актуальной для динамических процедур ЯМ. В литературе проводились активные обсуждения по поводу методики измерения мертвого времени гамма-камер, связанные с тем, что сцинтилляционные камеры включают как парализуемые, так и непарализуемые цепи (см. глава 2). Эти системы имеют разные зависимости наблюдаемой скорости счета от скорости поступления входных импульсов (рис. 3.19). В результате обсуждения был одобрен метод расщепленного источника, предложенный Адамсом с коллегами [10]. Если мертвое время найдено, то скорость счета для парализуемой системы рассчитывается по формуле:

$$n_0 = n_t \cdot \exp(-n_t \tau), \qquad (3.22)$$

где  $n_t$  – истинная скорость счета (т.е. скорость счета при пренебрежимо малом мертвом времени);  $n_0$  – наблюдаемая скорость счета;  $\tau$  – мертвое время, измеренное методом расщепленного источника.

В этом методе используются два источника <sup>99т</sup> Tc достаточно высокой активности, чтобы создать скорость счета  $(0,10/\tau) \pm 20$  % при размещении их снизу камеры. Сначала измеряется скорость счета от первого источника  $n_1$ , затем от двух источников, размещенных рядом друг с другом,  $n_{12}$  и, наконец, от одного второго источника  $n_2$ . Мертвое время парализуемой системы находится из выражения:



$$\tau = \left(\frac{2n_{12}}{(n_1 + n_2)^2}\right) \cdot \ln\left(\frac{n_1 + n_2}{n_{12}}\right).$$
(3.23)

Рис. 3.19. Зависимость регистрируемой скорости счета от входной скорости поступления импульсов для трех разных систем

Результат измерения τ зависит от доли счета в полном энергетическом спектре, которая включается в энергетическое окно, так как компоненты системы, участвующие в измерении мертвого времени, работают перед ААИ. Кроме того, значение мертвого времени зависит также от вклада рассеянного излучения.

В технических данных гамма-камеры обычно указывается наблюдаемая скорость счета для 20 % энергетического окна, при которой из-за мертвого времени теряется 20 % отсчетов. Другой часто специфицируемый параметр представляет скорость счета, при которой зависимость наблюдаемой скорости счета от активности источника приобретает отрицательный наклон. Эта величина является абсолютным пределом для прибора. В современных гаммакамерах эти величины находится в интервале 120000 – 170000 с<sup>-1</sup> для 20 % потери счета и 350000 с<sup>-1</sup> для абсолютного предела.

Следует упомянуть, что разработчиками было создано несколько вариантов гамма-камер, удовлетворительно работающих при существенно больших загрузках с помощью укорочения длительности импульсов (до  $10^6$  с<sup>-1</sup>, например в [11]). Однако это привело к ухудшению энергетического разрешения. Компания "Филипс", разделив детектор на отдельные зоны, довела допустимую загрузку до  $4 \cdot 10^6$  с<sup>-1</sup>, однако данное решение существенно усложнило конструкцию гамма-камеры. Кроме того, эта модель разрабатывалась специально для регистрации аннигиляционных фотонов.

# 3.8. Многокристальные и полупроводниковые гамма-камеры

В предыдущих разделах обсуждались особенности и технические характеристики традиционной гамма-камеры с тонким, но широким кристаллом NaI(Tl), свет от которого регистрировался сборкой ФЭУ. В этом разделе рассмотрим другие конструкции камер, некоторые из которых потенциально являются достаточно перспективными

Многокристальная гамма-камера состоит из матрицы индивидуальных γ-детекторов, кристаллов или твердотельных детекторов толщиной от 2 до 10 мм, упакованных в единую конструкцию, образующую поле видимости гамма-камеры. Внутреннее разрешение такой системы определяется размерами детекторов. Задача позиционной электроники здесь заключается в простом определении – какой из детекторов активирован? Дополнительным преимуществом такого устройства является возможность работы при высокой скорости счета. Недостаток многокристальной камеры состоит в относительно слабом внутреннем разрешении (> 1 см). В настоящее время коммерческих предложений по ней нет.

Главной особенностью следующей разработки, предложенной в середине 80-х годов прошлого века, является применение позиционно-чувствительных ФЭУ (ПЧФЭУ). Такие ФЭУ имеют значительно большую площадь фотокатода (6 х 6 см<sup>2</sup>). Принцип их работы иллюстрируется на рис. 3.20.



Рис. 3.20. Схематическое изображение позиционно-чувствительного ФЭУ [4]

Внутри ПЧФЭУ расположена двумерная сетка динодов, пространственно организованных так, что они идут от фотокатода к решетке перекрещивающихся анодных проволочек, расположенных на расстоянии 2 – 3 мм друг от друга. Считывание электрического заряда и расчет локализации сцинтилляции света в кристалле подобны таким же операциям в гамма-камере Ангера. Преимущество этой системы в том, что ПЧФЭУ обеспечивает определение локализации события в пределах 2 – 3 мм. Вместе с тем, у нее существуют те же проблемы однородности и линейности, как и у гамма-камеры Ангера. Детальное описание одного из вариантов гамма-камеры с ПЧФЭУ и кристаллом CsI(Tl) дается в работе [12]. В настоящее время этот тип гамма-камеры коммерчески доступен.

В следующей новой разработке применено сочетание многокристального детектора и ПЧФЭУ [13,14]. Камера имеет несколько реализаций – от переносного прибора до стационарной камеры с большим поле обзора и предназначена для проведения сцинтимаммографии. Недостатками этого варианта являются большая нелинейность в периферийной области и сильное проявление эффекта мертвого времени. Производство таких камер налажено в нескольких компаниях.

Альтернативой ФЭУ в последнее время успешно выступают полупроводниковые светодиоды (англ. light-sensitive semiconductor photodiode (SPD)). Преимущество SPD - малые размеры, что позволяет их монтировать на каждом отдельном кристалле (в многокристальном варианте), относительно большая активная площадь и небольшое "мертвое" пространство. SPD имеют также высокую квантовую эффективность, от 70 до 80 %, по сравнению с 20 % у ФЭУ, однако коэффициент усиления SPD на много порядков меньше, чем у ФЭУ. Кроме того, у них высокие токи утечки, поэтому отношение сигнал-шум меньше, чем у ФЭУ, что приводит к худшему энергетическому разрешению. Другой существенный недостаток SPD - сбор электронно-дырочных пар из обедненной носителями зарядов области полупроводника от 2 до 10 раз медленнее, чем распространение электронов через диноды ФЭУ. Следствием является большие потери счета при высокой скорости входных событий

Несколько групп разработали *SPD* системы гамма-камер [15]. Эти камеры могут рассматриваться как настоящие плоские панели, так как их полная толщина меньше 1 см. Компания Digirad Corporation создала коммерческую систему, состоящую из 4096 кристаллов CsI(Tl) размером 3 х 3 х 6 мм<sup>3</sup>, сочлененных с матрицей 64 х 64 *SPD*. Кристаллы CsI(Tl) при работе в паре с *SPD* имеют ряд преимуществ перед NaI(Tl), в частности, более походящий к *SPD* спектр света.

Полупроводники с прямым детектированием излучения (англ. SDR) представляют большой потенциальный интерес для разработчиков гамма-камер с высоким энергетическим разрешением. Германиевые и кремниевые детекторы нашли широкое применение в гамма-спектроскопии. Но их применение в гамма-камерах было затруднительно из-за необходимости охлаждения до температуры жидкого азота. Ситуация изменилась с появлением SDR-детекторов на базе диодов с обратно смещенными *p-n*-переходами. Они могут работать при комнатной температуре, но для детектирования уизлучения с достаточно высокой эффективностью необходима широкая протяженность района, обедненного носителями заряда (именно он является чувствительной областью), высокое напряжение смещения и материал с высокой тормозной способностью. Наиболее подходящим на сегодняшний день является теллуридкадмий-цинк (CdZnTe или CZT). Он может работать при комнатной температуре, имеет приемлемое отношение сигнал-шум, энергетическое разрешение от 2 до 5 %. Однако глубина района у СZT, обедненного носителями заряда, порядка 5 мм, что ограничивает его применение, в основном, низкоэнергетическим у-излучением.

Детекторы *CZT* сегодня достаточно дорогие, поэтому они применяются в переносных гамма-камерах с небольшим полем обзора. Например, в работе [16] описана переносная *CZT* гамма-камера с площадью 3,2 x 3,2 см<sup>2</sup> с 256 *CZT* кристаллами размерами 2 x 2 мм<sup>2</sup>. Разрешение камеры 8,6 % для 140-кэВ фотонов и внешнее пространственное разрешение 2,2 мм *FWHM* на поверхности низкоэнергетического вольфрамового коллиматора высокого разрешения. В последних моделях энергетическое разрешение для 140-кэВ фотонов улучшено до 6 %.

# 4. Тесты контроля качества работы гамма-камер

Для проверки качества изображения, создаваемого устройствами визуализации, требуется регулярно выполнять ряд тестов работы гамма-камер. По частоте выполнения тесты разделяются на ежедневные, еженедельные, ежемесячные и ежеквартальные. Наиболее общеупотребительные тесты – это позиция фотопика, однородность и пространственное разрешение камеры. Эти тесты проводятся с прикрепленными к гамма-камере коллиматорами (внешние) или без коллиматоров (внутренние) для каждого радионуклида (р/н), применяемого в клинических исследованиях.

В методе внутреннего тестирования источник конкретного р/н, содержащий в шприце приблизительно от 100 до 200 мкКи (от 3,7 до 7,4 МБк) активности, размещается по нормали к детектору на расстоянии от четырех до пяти размеров поля обзора для обеспечения однородности облучения детектора.

В методе внешнего тестирования применяется плоский источник из пластика, содержащего необходимый р/н, который размещается непосредственно на поверхности коллиматора. При работе с <sup>99m</sup>Tc такой источник приготавливается добавлением нескольких мКи активности <sup>99m</sup>Tc в заполненный водой плоский тонкий пластиковый контейнер. Раствор должен быть хорошо перемешан и не содержать воздушных пузырьков. Из-за неудобства ежедневного приготовления такого источника и лишнего облучения персонала можно применить альтернативный твердый плоский источник <sup>57</sup>Co, который выпускается в форме прямоугольных и круглых листов. По испускаемой энергии (122 и 136 кэВ) <sup>57</sup>Co близок к <sup>99m</sup>Tc. Кобальт-57 имеет период полураспада ~ 270 дней, поэтому может использоваться в течение одного – двух лет.

### 4.1. Ежедневные тесты

Ежедневной проверки требует положение фотопиков для всех р/н, используемых в клинике. Это является необходимым для настройки центра окна ААИ на центр фотопика. В старых аналоговых моделях гамма-камер подстройка положения фотопиков производится с помощью изменения высокого напряжения на ФЭУ. В современных цифровых моделях эта операция выполняется автоматически через соответствующую опцию меню. Если положение фотопика изменилось больше, чем на 10 %, камера должна быть отрегулирована. Для этого имеется специальная компьютерная программа.

Однородность отклика детектора проверяется ежедневно с помощью плоского жидкого или твердого источника <sup>57</sup>Со, размещаемого на поверхности низкоэнергетического коллиматора с высоким разрешением. Энергетическое окно ААИ берется равным 20 %. Необходимо, чтобы изображение содержало не менее  $10^6$  отсчетов. Неоднородность, превышающая 5 – 10 % обнаруживается визуально (рис. 3.21). В этом случае требуется дополнительная регулировка камеры.



Рис. 3.21. Изображения плоского <sup>57</sup>Со источника, показывающие однородность (a) и неоднородность (b) отклика гамма-камеры [5]

Согласно протоколу *NEMA* (National Electrical Manufacturers Association, USA) внутренняя (собственная) неоднородность измеряется с точечным источником <sup>99m</sup>Тс активностью 3,7 – 7,4 МБк (см. раздел 3.7.1). Расчет интегральной собственной неоднородности выполняется по формуле (3.21). Дифференциальная неоднородность определяется из выражения:

Дифференциальная неоднородность 
$$=\frac{high-low}{high+low}$$
100, (3.23)

где "*high*" и "*low*" – максимальная и минимальная разность в счете по пяти непрерывным расположенным пикселям в каждом ряде и каждой строке матрицы.

Расчет выполняется компьютерной программой для центрального и полезного полей изображения. Эти величины должны находиться в пределах 1 – 2 %, иначе камера требует настройки.

#### 4.2. Еженедельные тесты

Еженедельному тестированию подлежат линейность и пространственное разрешение гамма-камеры. При выполнении этих операций используется четырехсекторный (линейчатый) барфантом (рис. 3.22), размещаемый на головке детектора, к которой прикреплен низкоэнергетический коллиматор высокого разрешения и плоский источник <sup>57</sup>Со активностью ~ 10 мКи, помещаемый на верх бар-фантома. Изображение должно содержать ~ 10<sup>7</sup> отсчетов. При визуальном изучении необходимо проверить изображение самой тонкой решетки. Точный количественный метод состоит в построении функции размытия линии и определении из нее *FWHM*.



Рис. 3.22. Схематическое изображение четырехсекторного бар-фантома (линейчатого)

#### 4.3. Ежегодные тесты

Дополнительная настройка камеры проводится, если какой-либо из вышеописанных тестов дает отклонения выше допустимых. Другие важные параметры гамма-камеры, такие как энергетическое разрешение, реакция на высокую скорость счета, многооконная регистрация и чувствительность необходимо проверять, по крайней мере, ежегодно, а также после существенной модификации или ремонта гамма-камеры. Все тесты должны подробно документироваться в специальном журнале со всей сопутствующей информацией (например, дата, время, число отсчетов, установки окна и т.д.)

## Контрольные вопросы

1. Опишите принцип работы гамма-камеры Ангера.

2. Истинно или ложно утверждение, что главная цель коллиматора заключается в ограничении поля обзора устройства визуализации?

3. Истинно или ложно утверждение, что главной задачей ФЭУ в гамма-камере является преобразование световых фотонов в электрический импульс?

4. Истинно или ложно утверждение, что рассеянные фотоны можно исключить с помощью правильного выбора коллиматора?

5. Истинно или ложно утверждение, что рассеянные фотоны можно исключить соответствующим выбором уровня дискриминации гамма-камеры?

6. Как производится в гамма-камере локализация точки взаимодействия фотона в детекторе?

7. Назовите и охарактеризуйте основные физические характеристики медицинских гамма-камер.

8. Какой толщины кристаллы NaI(Tl) и почему обычно используются в медицинских гамма-камерах?

9. Какие типы коллиматоров применяются в гамма-камерах и в чем их особенности?

10. Истинны или ложны утверждения, что собственное разрешение гамма-камеры зависит от следующих факторов:

- толщины кристалла NaI(Tl);
- энергии ү-излучения;
- ширины окна многоканального импульсного анализатора;
- числа набранных отсчетов.

11. Как проводится измерение собственного пространственного разрешения гамма-камеры и пространственного разрешения всей системы получения изображений?

12. Что такое LFS и как она определяется?

13. Что такое MTF и как она определяется?

14. Как влияют следующие факторы на пространственное разрешение и чувствительность гамма-камеры:

- применение ФЭУ с более высокой квантовой эффективностью;
- расширение окна многоканального импульсного анализатора;
- увеличение активности РФП;
- увеличение диаметра каналов коллиматора;
- добавление ткани между коллиматором и исследуемым органом пациента;
- использование дивергентного коллиматора;
- повышение энергии ү-излучения;
- увеличение расстояния источник коллиматор.

15. Как проводятся коррекции энергетической чувствительности и нелинейности гамма-камеры?

16. Почему происходит искажение изображения в гамма-камерах при высоких скоростях счета?

17. Как проводится измерение мертвого времени гамма-камеры?

18. Чем отличается цифровая гамма-камера от аналоговой гамма-камеры (типа Ангера)?

19. Какие особенности имеет многокристальная гамма-камера по сравнению с однокристальной?

20. Назовите преимущества и недостатки гамма-камеры с полупроводниковым детектором по сравнению камерой со сцинтилляционным детектором.

## Список литературы

1. Федоров Г.А., Терещенко С.А. Вычислительная эмиссионная томография. М.: Энергоатомиздат. 1990.

2. Федоров Г.А. Физические основы интроскопии в радиационной медицине. Учебное пособие. М.: МИФИ. 2003.

3. Федоров Г.А. Однофотонная вычислительная томография. Учебное пособие. М.: МИФИ. 2008.

4. Halama J., Simmons G. Gamma camera imaging systems // In: Nuclear medicine.  $2^{nd}$  edition. V. 1 / Ed. by R.E. Henkin, D. Bova, G.L. Dillehay et al. 2006. Mosby, Inc. P. 90 – 106.

5. Gopal B. Saha. Physics and radiobiology of nuclear medicine. Third edition // Springer. (Cleveland, USA). 2010.

6. Graham L.S., LaFontaine R.L., Stein M.A. Effects of asymmetric photopeak windows on flood field uniformity and spatial resolution on scintillation cameras // J. Nucl. Med. 1986. V. 27. P. 706 – 713.

7. Halama J.R., Yenkin R.E., Friend L.E. Gamma camera radionuclide images: improved contrast with energy-weighted acquisition // Radiology. 1988. V. 169. P. 533 – 538.

8. Graham L.S. Quality control procedures for field uniformity correction devices in nuclear medicine // Department of Health and Human Services. FDA, 83-8154, 1983.

9. Shabason L., Kirch D., LeFree M. On-line digital methods for correction of spatial and energy dependent distortion of Anger camera images // In: Reviewof information processing in medical imaging. 1977. Oak Ridge National Laboratory. P. 376 – 388.

10. Adams R., Hine G.J., Zimmerman C.D. Dead time measurements in scintillation cameras under scatter conditions simulating quantative nuclear cardiography // J. Nucl. Med. 1978. V. 19. P. 538 – 544.

11. Wong W., Li H., Uribe J. Feasibility of high-speed gamma camera design using the high-yield pileup-event-recovery method // J. Nucl. Med. 2001. V. 42. P. 624 - 632.

12. Design and testing of portable mini gamma camera / F. Sanchez, J.M. Benlloch, B. Escat et al. // Med. Phys. 2004. V. 31. P. 1384 – 1397.

13. High resolution hand-held gamma camera / L.R. MacDonald, B.E. Patt, Ywanczyk et al. // Medical application of penetrating radiation. In: Proceedings of SPIE. Bellingham. Wash. 2000.

14. High resolution scintimma mography: a pilot study / R.F. Brem, J.M. Schoonjams, D.A. Kieper et al. // J. Nucl. Med. 2002. V. 43. P. 909 -915.

15. Levin C. Application-specific small field-jf-view nuclear emission imagers // In: Emission Tomography: The Fundamentals of PET and SPECT. London. Elsevier Academic Press. 2004. P. 293 – 334.

16. Performance evaluation of a hand-held, semiconduction (CdZnTe)-based gamma camera / A. Abe, N. Takahashi, J. Lee et al. // Eur. J. Nucl. Med. 2003. V. 30. P. 805 - 811.

# Глава 4. Коллиматоры гамма-камеры: характеристики и проектирование

Как не удивительно, но из всех компонентов гамма-камеры наибольшее влияние на качество изображения оказывает коллиматор. Именно коллиматор является критическим элементом, определяющим чувствительность, разрешение и контрастность изображения в ЯМ. Плохой коллиматор способен драматически уменьшить число детектируемых событий, ухудшить разрешение, уменьшить контраст изображения, увеличив проницаемость, или создать артефакты в изображении, связанные со структурой отверстий коллиматора. В этой главе анализируются основные концепции и проблемы, возникающие при проектировании коллиматоров гамма-камер. При изложении материала в основу взята обзорная работа [1].

## 1. Параметры конструкции коллиматоров

### 1.1.Общее рассмотрение

Коллиматор выполняет важнейшую функцию локализации р/н в пациенте, фокусируя  $\gamma$ -излучение, выходящее из его тела. Фокусирование падающего излучения коллиматор реализует через его поглощение. В основе механизма, таким образом, лежит простая геометрия. Идеальный коллиматор пропускает падающий фотон, только когда его траектория проходит целиком внутри каналов коллиматора. Если же фотон падает на поглощающий материал стенок, называемый септой, или на верхнюю часть септы (поверхность между отверстиями каналов), то в идеальном коллиматоре он должен немедленно поглощаться, не давая никакого вклада в изображение. Следовательно, ответ на вопрос, пройдет конкретный фотон через коллиматор или поглотится, зависит от геометрии траектории фотона.

Чтобы пройти через коллиматор, фотон должен иметь направление движения, находящееся в пределах небольшого телесного угла. При отсутствии рассеяния в теле пациента фотон распространяется по прямой линии от точки эмиссии до точки детектирования в кристалле гамма-камеры. Таким образом, коллиматор накладывает сильную корреляцию между позицией в изображении и точкой образования фотона внутри пациента. В силу ограничения допустимых направлений распространения фотонов до пределов малого телесного угла, бо́льшая часть фотонов поглощается в материале коллиматора. В типичном варианте только 0,01 % испускаемых фотонов попадает через каналы коллиматора в кристалл камеры. Поэтому даже небольшое усовершенствование в конструкции коллиматора может существенно повлиять на статистику регистрируемых событий.

Параметры, определяющие конструкцию коллиматора, разделяют на три группы [1]. К первой группе относятся параметры, которые не могут быть изменены и определяются фундаментальными свойствами системы визуализации. Во вторую группу входят параметры, определяющие основные характеристики коллиматоров. Эти параметры в определенных пределах, не нарушая общей концепции конструкции коллиматора, допустимо варьировать. Третья группа состоит из простых геометрических размеров каналов, которые подстраиваются производителями для тонкой регулировки.

### 1.2. Системные параметры

Хотя параметры первой группы изменению не подлежат, тем не менее коллиматор должен проектироваться так, чтобы компенсировать часть этих факторов. Известный пример – выбор р/н. Радиофармпрепараты, применяемые в ЯМ, по разным причинам связываются сегодня с широким набором р/н, каждый из которых имеет свой энергетический спектр испускаемого γ-излучения. Так как проникновение через септу коллиматора очень существенно зависит от энергии фотонов, то это, в свою очередь, влияет на свойства изображения. В результате клиники обычно обеспечиваются набором коллиматоров для разных энергетических диапазонов.

Другой параметр, влияющий на конструкцию коллиматора – это собственное (внутреннее) разрешение камеры. Оно сложным образом зависит от толщины детектора и электроники камеры. В типичном варианте собственное разрешение, измеряемое как *FWHM*, находится в интервале 3 – 4 мм. Если коллиматор спроектировать с разрешением лучшим, чем собственное разрешение системы, то это будет бесполезной потерей части отсчетов камеры.

Еще один фактор первой группы – расстояние (зазор) *В* между задней поверхностью коллиматора и плоскостью изображения внутри кристалла детектора (рис. 4.1). Типичный зазор составляет 4 мм, он необходим, чтобы обеспечить безопасность кристалла особенно во время ротации. Еще несколько (~3) миллиметров добавляется для учета расстояния, которое фотон в среднем проходит в кристалле перед взаимодействием, так что полная величина  $B \approx 7$  мм.



Рис. 4.1. Основные параметры геометрии коллиматора с параллельными каналами при визуализации точечного источника [1]

Существенно влияет на конструкцию и параметры коллиматора (особенно на разрешение коллиматора) среднее расстояние (F) между источником и фронтом (передней поверхностью) коллиматора. При клиническом применении обычно  $F \approx 10 \div 20$  см. Если источник находится на расстоянии меньшим, чем толщина коллиматора, появляется неоднородность в чувствительности.

Ограничения на конструкцию накладывает также допустимая доза для пациента при проведении процедуры. Если допустима высокая доза, то чувствительность коллиматора не имеет значения. В противном случае ситуация меняется.

# 1.3.Базовые конструкционные параметры коллиматора

Начнем с материала коллиматора. Коллиматоры изготавливаются из материалов с высокой плотностью и высоким атомным номером, чтобы основным процессом взаимодействия фотонов было фотоэлектрическое поглощение. Наиболее часто коллиматоры делаются из свинца с добавлением небольшого количества ( $3 \div 6$  %) сурьмы. Однако при анализе распределений высокоэнергетических р/н (особенно  $\geq 511$  кэВ) необходимая толщина коллиматора слишком возрастает (> 10 см), что из-за большого веса подобного коллиматора создает много дополнительных трудно решаемых проблем. Для изготовления коллиматоров были предложены также такие материалы как вольфрам, тантал и золото, имеющие большую плотность, чем свинец. Однако трудности в плавке и механической обработке этих материалов, а также стоимостные проблемы препятствуют их широкому применению в этой области.

После выбора материала коллиматора следующая группа фундаментальных задач, решаемых при проектировании коллиматора, относится к его геометрии. Однако прежде чем приступить к их изучению, необходимо ответить на ряд принципиальных вопросов, в первую очередь связанных с расположением и ориентацией каналов коллиматора, что, в свою очередь, зависит от предполагаемой области применимости. Базовая геометрия коллиматора требует спецификации: 1) ориентации осей каналов; 2) формы поперечного сечения и расположения каналов; 3) сужаемости диаметра каналов. Из трех перечисленных спецификаций наибольшее влияние на качество изображения имеет ориентация геометрических осей каналов.

Исторически простой пинхольный коллиматор был первым коллиматором, нашедшим применение в медицине. Хотя изображение, даваемое этим коллиматором, является перевернутым и зависит от положения источника, он обладает очень хорошим пространственным разрешением. Однако пинхольный коллиматор из-за малой апертуры обладает плохой чувствительностью. В настоящее время наибольшее распространение в медицине нашли коллиматоры с параллельными каналами (КПК). Им и уделяется основное внимание в этой главе. В некоторых приложениях коллиматоры с альтернативной ориентацией каналов обладают определенными преимуществами перед ними, однако они сложнее в проектировании и дороже в производстве.

Новые предложения и усовершенствования конфигурации и координатной сетки расположения отверстий в КПК часто обсуждаются в литературе, многие варианты экспериментально исследуются и патентуются. Однако производители неохотно идут на серьезные изменения [1]. На рис. 4.2 показаны четыре наиболее часто используемые конфигурации отверстий каналов КПК. Она характеризуется двумя взаимозависимыми элементами: действительной формой поперечного сечения канала (круглая, квадратная и гексагональная) и относительной позицией канала на передней поверхности КПК. Так как конфигурация отверстий периодически постоянна, положение отверстия определяется двумя базисными векторами ( $\vec{I}_1, \vec{I}_2$ ), специфицирующими ячейку решетки. Эти векторы связывают центры прилегающих отверстий каналов (рис. 4.2).

В большинстве случаев из формы поперечного сечения канала естественно вытекает структура решетки. Однако хотя круглые отверстия могут располагаться как в квадратной, так и в гексагональной решетке, они обычно размещаются в гексагональной, так как это максимизирует площадь отверстий на лицевой поверхности КПК.

# 1.4.Подстроечные параметры геометрии коллиматора

На практике различия между коллиматорами ограничены формой канала (и связанной с ней конфигурацией решетки) и тремя геометрическими размерами: а) толщиной коллиматора T;  $\delta$ ) диаметром канала D;  $\varepsilon$ ) расстоянием между каналами HOLSEP. Для КПК толщина коллиматора равна длине канала. В случае круглых каналов диаметр D определяется однозначно, для квадратных каналов под D подразумевается длина стороны, для гексагональных же каналов под D здесь будет пониматься расстояние между противо-
положными сторонами канала. *HOLSEP* связан со структурой координатной сетки решетки (конфигурацией) и определяется как длина наименьшего базисного вектора решетки. Для большинства конфигураций это расстояние равно дистанции между центрами прилегающих отверстий. Разность между расстоянием между каналами и диаметром канала равна минимальной толщине септы (*HOLSEP – D = толщина септы*).



Рис. 4.2. Конфигурация отверстий для четырех разных коллиматоров с параллельными каналами. Для каждого вида ячейки решетки показаны базисные векторы [1]

В следующем разделе будет показано, что многие свойства изображения не изменятся при простом масштабировании размеров. Так, например, если все три геометрических параметра коллиматора (T, D, HOLSEP) помножить на один и тот же коэффициент, то изменение визуализационных качеств коллиматора будет невелико. Как следствие, два геометрических параметра можно заменить

безразмерным отношением. Одно важное отношение обозначается  $\alpha$  и равно отношению диаметра коллиматора к его толщине ( $\alpha = D/T$ ). Оно определяет разрешение коллиматора. Другое важное отношение обозначается  $\beta$  и равно отношению расстояния между центрами прилегающих отверстий к толщине коллиматора ( $\beta = HOLSEP/T$ ). Оно влияет на чувствительность и прохождение через коллиматор. Можно сказать, что три параметра  $\alpha$ ,  $\beta$  и *T* являются более информативными, чем предыдущие *T*, *D*, *HOLSEP*.

## 2. Визуализационные свойства коллимационных систем

Для большинства работников в ЯМ качество изготовленного (приобретенного) коллиматора определяется двумя характеристиками: чувствительность и разрешение. Вообще же описание изготовленного коллиматора требует детальных измерений сложной функции, называемой функцией чувствительности (отклика) для точечного источника (англ. *the point source response function* (*PSRF*)). Эти измерения включают визуализацию точечного источника р/н при разных положениях источника перед фронтальной стороной коллиматора. Диаметр точечного источника при этом должен быть меньше 1 мм.

#### 2.1. Геометрическое разрешение коллиматора

*PSRF* описывает изображение, производимое источником в зависимости от позиции источника и локализации в плоскости изображения. В общем случае позиция источника описывается трехмерным вектором, но учитывая роль плоскости изображения, позиция источника обычно подвергается декомпозиции в двумерный вектор  $\vec{s}$  точки в плоскости источника, расположенной на расстоянии z от плоскости изображения. Положение точек на плоскости изображения обозначается вектором  $\vec{x}$ . Точка  $\vec{x} = \vec{s}$  соответствует положению прямо под источником, именно здесь следует ожидать максимума в изображении для КПК. Поэтому вектор  $\vec{r} = \vec{x} - \vec{s}$  более удобен для определения позиции в плоскости изображения.

Функция *PSRF* выражается в терминах этих векторов в единицах (см<sup>-2</sup>) следующим образом:

$$PSRF(\vec{r}, \vec{s}, z) = \frac{\begin{bmatrix} (\frac{\text{Число отсчетов}}{c \, \text{м}^2}) \text{в точке } \vec{x} = (\vec{s} + \vec{r}) \\ \text{в плоскости изображения от точечного} \\ \text{источника, расположенного в } (\vec{s}, z) \\ \end{bmatrix}. (4.1)$$

Функция *PSRF* полностью описывает процесс визуализации и в особенности локальные свойства коллиматора. Однако сравнение *PSRF* двух коллиматоров затруднительно, так как она зависит от пяти переменных (два двумерных вектора  $\vec{r}$  и  $\vec{s} \cdot$  и расстояние z). Для КПК размерность *PSRF* может быть уменьшена, потому что процесс визуализации инвариантен относительно параллельного перемещения (если не видна структура отверстий). В результате *PSRF* для КПК не зависит от позиции источника  $\vec{s}$ . Остаются три переменные, но при сравнении коллиматоров расстояние *F* от точечного источника до передней поверхности коллиматора обычно фиксируется на значении, типичном для клинических условий. Следовательно, z = F+T+B является при сравнении коллиматоров постоянной величиной, и зависимость *PSRF* сокращается до двух переменных.

*PSRF* является анизотропной по отношению к вектору  $\vec{r}$ , так как форма отверстия и конфигурация решетки не отвечают азимутальной симметрии. Отсюда дальнейшее уменьшение размерности *PSRF* при строгом анализе будет некорректным. Однако *PSRF* зависит от  $|\vec{r}|$  намного сильнее, чем от направления  $\vec{r}$ , поэтому на практике *PSRF* часто представляют одномерной функцией, т.е.  $f(r) = PSRF(\vec{r}_e, 0, z)$ . На рис. 4.3 демонстрируется типичная форма этой функции при F = 15 см для одного из коммерческих коллиматоров.



Рис. 4.3. Зависимость *PSRF* от радиуса *r*, полученная компьютерным моделированием коммерческого низкоэнергетического универсального коллиматора [1]

Ширина *PSRF* указывает на предельную способность в определении позиции точечного источника. Сложности возникают по причине двух основных проблем. Первое, ширина *PSRF* ключевым образом зависит от позиции источника. Например, для КПК ширина *PSRF* линейно растет с увеличением расстояния до плоскости изображения. Для конвергентного коллиматора разрешение проявляет существенно более сложную зависимость от положения источника.

Ширина на половине высоты (*FWHM*) *PSRF* чаще всего используется для характеристики разрешения коллиматора. В принципе, измерение *PSRF* и определение из нее *FWHM* связано со сложными экспериментами. К счастью, существует быстрый способ оценки разрешения коллиматора, основанный на его геометрических параметрах. Геометрическое разрешение коллиматора ( $R_g$ ) определяется как такой радиус  $|\vec{r}|$ , что при  $|\vec{r}| > R_g$  ни один луч не может пройти через коллиматор, минуя септум. Используя этот простой принцип и подобие треугольников (рис. 4.4), приходим к следующему уравнению:

$$R_g(F) = \left(\frac{D}{T}\right) z = \left(\frac{D}{T}\right) (T + B + F) \cong \alpha \cdot F.$$
(4.2)



Рис. 4.4. Оценка геометрического разрешения коллиматора ( $R_g$ ) для точечного источника, расположенного на расстоянии *z* от плоскости изображения, на основе простых геометрических соотношений, используя подобие треугольников (адаптировано из [1])

Для большинства КПК  $R_g$  является неплохой оценкой *FWHM* ( $R_g \leq FWHM \leq 2R_g$ ), однако точное определение *FWHM* из *PSRF* всегда предпочтительней. Обычно  $B \ll T \ll F$ , поэтому геометрическое разрешение можно приближенно оценивать как произведение  $\alpha \cdot R$ . Дальнейший анализ требует учета специфической формы поперечных сечений каналов. Во многих приложениях адекватным приближением служит гауссовская аппроксимация (*GA*). В ней предполагается, что *PSRF* является двумерной функцией Гаусса, центрированной в начале координат с шириной, выбранной так, чтобы значение функции в начале координат равнялось площади поперечного сечения. Для оценки чувствительности и разрешения гауссовская аппроксимация (*GA*). Использование *GA* приводит к следующему соотношению:

$$FWHM_{GA} = \sqrt{2 \ln 2} \frac{D}{T} z = \sqrt{2 \ln 2} \cdot \alpha \cdot z =$$
$$= \sqrt{\frac{8 \ln 2}{\pi}} \frac{\left[\Pi \pi O \mathfrak{I} \mathfrak{A} \mathfrak{B} \operatorname{O} \mathfrak{T} \mathfrak{B} \mathfrak{B} \mathfrak{C} \mathfrak{T} \mathfrak{I} \right]^{1/2}}{T} \cdot z, \qquad (4.3)$$

которое дает *FWHM* в терминах геометрии коллиматора, причем опять разрешение определяется отношением  $\alpha = D/T$ .

## 2.2. Чувствительность коллиматора

Чувствительность коллиматора, обозначаемая обычно в англоязычной литературе в виде \$, определяется как доля испущенных фотонов, которые прошли через коллиматор и достигли плоскости изображения. В общем случае она зависит от положения источника и находится из отношения:

Среднее значение чувствительности, обозначаемое  $\langle \$ \rangle$ , получается усреднением позиции источника  $\vec{s}$  по ячейке решетки КПК выражается в виде

$$\langle \$ \rangle = \left[ \frac{\Pi \text{лощадь отверстия канала}}{4\pi T^2 (\text{площадь ячейки решетки})} \right].$$
 (4.5)

В типичном случае средняя чувствительность коллиматора около  $3 \cdot 10^{-3}$ . Выражение (4.5) ясно демонстрирует масштабирующие свойства КПК коллиматоров, т.е. если все размеры коллиматора умножить на одно и то же число, то величина чувствительности не изменится. Правда, данное свойство пропадает при сильном уменьшении толщины коллиматора, так как это приводит к большому увеличению доли фотонов, проходящих через септу.

Несмотря на подчеркивание, в частности в формуле (4.4), зависимости чувствительности от позиции источника, в оставшейся части раздела \$ будет предполагаться постоянной величиной. Действительно, для КПК данная зависимость слабая. Объясняется это тем, что вероятность фотону пройти через коллиматор связана с направлением его эмиссии из источника (при отсутствии рассеяния в пациенте), которое является изотропным.

В аппроксимации чувствительности постоянной величиной имеется три исключения:

1. источник расположен вне поля коллиматора, тогда чувствительность исчезает совсем. Но если источник отодвинуть на расстояние, большее чем толщина коллиматора (обычно от 2 до 3 см), то многие каналы начнут давать свой вклад в изображение. В результате эффекты конкретных отверстий и септы усредняются;

2. источник расположен очень близко к коллиматору, тогда чувствительность может сильно зависеть от положения источника. Например, если позиция источника находится прямо против септы, то он будет полностью затенен, если же позиция источника находится на оси канала, то произойдет резкое очерчивание поперечно-го сечения этого канала;

3. источник расположен на большом удалении от коллиматора против его центра. Это приводит к очень широкому изображению источника, часть которого может оказаться за полем обзора камеры. Тогда часть отсчетов не будет зарегистрирована и, как следствие, чувствительность упадет. Подобное явление имеет место при расстояниях между источником и коллиматором  $\geq 3$  м.

Таким образом, чувствительность КПК близка к постоянной величине для источников, локализованных в конусообразной области, начинающейся с расстояния ~ 2см и простирающейся до точек на расстоянии ~ 150 см от фронтальной поверхности коллиматора (рис. 4.5).

В случае конвергентных коллиматоров ситуация прямо обратная. Их чувствительность сильно зависит от позиции источника. У таких коллиматоров направление осей каналов зависит от позиции каналов. Чувствительность и коэффициент увеличения изображения источников увеличиваются с приближением точечного источника к фокальной точке. Детальный анализ коллиматоров этих типов проводится в работах [2, 3].



Рис. 4.5. Графическое представление поля обзора и области постоянной чувствительности КПК. Поле обзора каждого канала ограничивается двумя пересекающимися линиями. Область постоянной чувствительности затенена [1]

### 2.3. Компромисс между чувствительностью и разрешением

Разрешение и чувствительность КПК даются формулами (4.3) и (4.5), выражающими визуализационные свойства коллиматора через геометрические параметры. Отметим далее, что член [(площадь отверстия)/T<sup>2</sup>], входящий в обе формулы, с помощью простых алгебраических преобразований, можно исключить, получив в результате

$$\langle \$ \rangle = \frac{1}{32 \ln 2} \left[ \frac{\Pi \pi o \mathfrak{m} a \mathfrak{g}_b \text{ отверстия}}{\Pi \pi o \mathfrak{m} a \mathfrak{g}_b \text{ ячейки решетки}} \right] \left( \frac{FWHM_{GA}}{z} \right)^2.$$
 (4.6)

Полученное выражение (4.6) и является основой для поиска компромисса между разрешением и чувствительностью КПК. Его можно преобразовать в следующую формулу:

$$\left<\$\right> = K \left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^2 \left(\frac{FWHM}{z}\right)^2,$$
 (4.7)

где *К* – безразмерный коэффициент, слабо зависящий от формы отверстий и решетки.

Как видно из (4.7), чувствительность КПК возможно повысить, только увеличив *FWHM*, тем самым уменьшив разрешение. И наоборот, разрешение можно улучшить, только понизив при этом чувствительность. Большинство производителей коллиматоров понимают это противоречие и выпускают коллиматоры с разным разрешением в зависимости от назначения. В типичном варианте для <sup>99m</sup>Tс в продаже имеются три низкоэнергетических коллиматора: (высокая чувствительность/низкое разрешение); (высокое разрешение/низкая чувствительность) и (промежуточное разрешение/промежуточная чувствительность) (англ. *LEAP*). Последний тип коллиматоров называют иногда "универсальный коллиматор".

## 2.4. Проблема видимости схемы расположения отверстий

Даже беглый взгляд на любой коллиматор безусловно выявит структуру отверстий. Устранение этой структуры в изображении является очень важным, так как если расположение отверстий оказывается видимым, то это существенно уменьшает клиническую полезность гамма-камеры из-за очевидных трудностей в анализе распределений РФП. Однако на практике в большинстве клинических приложений сетка коллимационных отверстий в изображении почти не видна. Это не является проявлением специальных свойств коллиматоров, а происходит из-за того, что собственное разрешение детектора гамма-камеры оказывается недостаточным для детектирования отверстий. "Классический" критерий невидимости координатной сетки отверстий был предложен в работе [4] и имеет вид

$$1 < \frac{2\pi\sigma_c^2 \sigma_B^2}{(\sigma_c^2 + \sigma_B^2) \cdot HOLSEPT^2} \equiv \xi, \qquad (4.8)$$

где  $\sigma_B$  – диаметр исследуемого поражения в теле пациента;  $\sigma_c$  – собственное разрешение гамма-камеры.



Рис. 4.6. Иллюстрация эффекта сетки отверстий каналов для трех коллиматоров при изображении капиллярной трубки диаметром < 1 мм, заполненной <sup>99m</sup>Tc и размещенной на лицевой стороне коллиматора (F = 0) при различной ориентации относительно структуры отверстий. Изображения (A, B, C, D) создаются коллиматором высокого разрешения для <sup>99m</sup>Tc ( $\xi = 0,54$ ); изображения того же источника (E, F, G, H) создаются коллиматором для промежуточных энергий ( $\xi = 0,052$ ); изображения того же источника (I, J, K, L) создаются 360-кэВ высокоэнергетическим коллиматором ( $\xi = 0,038$ ) [1]

Число  $\xi$  называется параметром конфигурации отверстий коллиматора, и согласно неравенству (4.8)  $\xi > 1$  обеспечивает невидимость структуры дырок в изображении. Небольшие значения  $\xi$  (< <0,5) подразумевают, что в изображении могут возникнуть проблемы. Критерий (4.8) можно сформулировать следующим образом: сетка отверстий коллиматора будет невидимой в изображении, если *HOLSEP* меньше, чем и собственное разрешение камеры, и визуализируемый объект. Учитывая, что, как правило, размеры исследуемых объектов в ЯМ больше, чем собственное разрешение камеры, то классический критерий выполняется, если *HOLSEP* <  $\sigma_c$ .

Неравенство (4.8) объясняет, почему сетка отверстий становится проблемой для небольших точечнообразных источников или узких линейных источников. В этих случаях  $\sigma_B < HOLSEP < \sigma_c$ , и критерий нарушается. Этот эффект наглядно демонстрируется на рис. 4.6, где показывается изображение линейного источника (капиллярной трубки) при различной ориентации по отношению к сетке отверстий.

#### 2.5. Прохождение через септу

Проблема прохождения излучения через септу коллиматоров является важной клинически и трудной в решении. Впервые она была исследована еще в 1957 г. в работе [5], но до сих пор остается актуальной.

В предыдущих разделах различные характеристики коллиматоров оценивались из простого геометрического анализа в предположении немедленного поглощения фотонов после их попадания в септу (материал) коллиматора. Однако ослабление фотонов в средах происходит по экспоненциальному закону, поэтому часть фотонов, падающих на коллиматор, достигает кристалла детектора. При низких энергиях вклад таких фотонов в изображение пренебрежимо мал, но при высоких энергиях (> 200 кэВ) он может представлять серьезную проблему.

Наиболее очевидный эффект, создаваемый такими фотонами, заключается в появлении звездоподобных структур в изображении (рис. 4.7). Этот эффект возникает, потому что фотоны проходят через септу преимущественно по кратчайшим расстояниям, т.е. по направлениям, близким к нормальному падению на фронтальную поверхность коллиматора.

Прохождение фотонов через септу создает, кроме того, диффузный фон в изображении, уменьшая тем самым контрастность изображения.



Рис. 4.7. Иллюстрация эффекта влияния на *PSRF* фотонов, проходящих через материал коллиматора. Три изображения сделаны с точечным (диаметр < 2 мм) высокоэнергетическим источником: A – источник <sup>68</sup>Ga (эмиссия позитронов с последующим образованием 511-кэВ фотонов), размещенный на лицевой стороне коллиматора (F = 0) с высоким разрешением для <sup>99m</sup>Tc; B – источник <sup>131</sup>I (основная эмиссия 364-кэВ фотоны) в той же позиции того же коллиматора; С – источник тот же <sup>131</sup>I, но высокоэнергетический коллиматор [1]

Точное экспериментальное определение эффекта прохождения является затруднительным. В литературе было предложено несколько способов приближенного определения доли фотонов, прошедших через септу, и продолжительное время велись энергичные споры относительно приемлемого уровня этой доли. В конце концов, согласились, что терпимой является доля, равная 0,05.

В последние два десятилетия ситуация изменилась. Появился ряд компьютерных программ для лучевого анализа траекторий (определение длины пути фотонов в веществе в зависимости от направления их движения и геометрии системы). С помощью этих программ было существенно точнее определено влияние на *PSRF* прохождение фотонов через септу.

Еще более значимый прогресс в этом направлении был достигнут после разработки программ моделирования прохождения фотонов через коллиматор с помощью метода Монте-Карло. Применение метода Монте-Карло позволило дополнительно оценить также вклад в изображение рассеянного и флуоресцентного излучений. Эти детальные расчеты показали, что суммарное влияние эффектов, связанных с прохождением излучения через септу, рассеянием излучения и образованием флуоресцентного излучения, не так драматично, как предполагали некоторые исследователи. В результате сейчас приемлемой величиной для вклада этих компонентов в суммарный поток излучения, падающего на кристалл, считается значение, равное 0,2.

На основе результатов, полученных в подобных расчетах, в работе [6] была предложена эмпирическая формула для допустимого порога прохождения фотонов через септу. Этот критерий устанавливает, что проектируемый коллиматор будет иметь приемлемый низкий уровень прохождения, если выполняется следующее неравенство:

$$P \leq \mu T \begin{bmatrix} (Объем поглощающего \\ материала в коллиматоре) \\ (Объем коллиматора) \end{bmatrix} = (4.9)$$
$$= \mu T \left[ 1 - \frac{(Площадь отверстий в ячейке решетки)}{(Площадь ячейки решетки)} \right],$$

где P – безразмерная константа ( $\approx 12$ ), которая зависит от формы отверстия и конфигурации решетки.

Для гексагональных отверстий критерий (4.9) принимает вид

$$P_{Hex} \le \mu T \left( \frac{\beta^2 - \alpha^2}{\beta^2} \right). \tag{4.10}$$

## 3. Оптимизация конструкции коллиматоров с параллельными каналами

Выбор оптимального коллиматора диктуется кругом клинических задач, для выполнения которых он предназначается. Главным фактором для КПК, определяющим его конструкцию, является компромисс между чувствительностью и разрешением. Методика оптимизации, разработанная в работе [1] и описываемая в настоящем разделе, предполагает, что разрешение коллиматора определено, исходя из клинических требований. Поэтому задача оптимизации заключается в получении максимальной чувствительности без ухудшения изображения.

Строго говоря, рассматриваемая стратегия оптимизации разработана для коллиматоров с гексагональными каналами. Однако стратегия практически не связана с формой каналов. Изменение формы влияет только на величину отдельных коэффициентов.

Как отмечалось ранее, геометрия коллиматора специфицируется тремя геометрическими параметрами (T, D, HOLSEP) и масштабируемыми параметрами (T,  $\alpha$ ,  $\beta$ ). Таким образом, поиск оптимума ведется в 3-мерном пространстве. Конструкцию коллиматора и его изобразительные качества в терминах геометрических параметров определяют два уравнения и два неравенства. Разрешение коллиматора специфицируется *FWHM* точечного источника, расположенного на расстоянии F от передней поверхности коллиматора. Ранее было получено, что

$$FWMH = \sqrt{2\ln 2\alpha}(T+B+F), \qquad (4.11)$$

чувствительность коллиматора равна

$$\$ = \left[\frac{\sqrt{3}}{16\pi \ln 2}\right] \left[\frac{(FWMH)^2}{(T+B+F)^2}\right] \left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^2, \qquad (4.12)$$

и коллиматор не создает артефакты прохождения, если выполняется неравенство

$$P_{Hex} \le \mu T \left[ 1 - \left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^2 \right]. \tag{4.13}$$

Кроме того, изображение не содержит структуры каналов, если выполняется неравенство

$$\xi_{\min} \left(\beta T\right)^2 < \frac{\pi}{4\ln 2} \left(FWHM_c\right)^2, \qquad (4.14)$$

где  $\xi_{\min}$  — минимально допустимое значение параметра конфигурации отверстий коллиматора (обычно между 0,5 и 1,0). Неравенство (4.14) вытекает из выражения (4.8) в случае, когда размеры источника много больше, чем внутреннее разрешение гамма-камеры.

Уравнения (4.11) и (4.12) и неравенства (4.13) и (4.14) обеспечивают всю информацию, необходимую для оптимизации. Для удобства введем параметр  $\tau_{Hex}$  как характеристическую толщину коллиматора

$$\tau_{Hex} = \frac{P_{Hex}}{\mu} < T, \qquad (4.15)$$

которая зависит только коэффициента ослабления коллиматора и, следовательно, от энергии фотонов. На рис. 4.8 приводится для свинца и вольфрама зависимость этой величины от энергии фотонов.



Рис. 4.8. Зависимость характеристической толщины коллиматора  $\tau_{Hex}$  от энергии фотонов для свинца и вольфрама [1]

Преобразуя неравенства (4.13) и (4.14), получим:

$$\left[\frac{2\xi_{\min}}{\pi}\frac{\left(FWMH\right)^{2}}{\left(FWMH_{c}\right)^{2}}\frac{T^{2}}{\left(T+B+F\right)^{2}}\right] < \left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^{2} \leq \left[\frac{T-\tau_{Hex}}{T}\right]. \quad (4.16)$$

Верхний предел неравенства (4.16) следует из неравенства (4.15) и нижний предел – из комбинации неравенства (4.14) и уравнения (4.11). Чувствительность, описываемая уравнением (4.12), принимает максимальное значение, если отношение ( $\alpha/\beta$ ) приравнять верхнему пределу в неравенстве (4.16). Так как  $\alpha$  определяется разрешением, и  $\beta$  определяется критерием проницаемости, то оба параметра можно выразить в виде функций *T*. В результате диаметр каналов *D* и расстояние между каналами *HOLSEP* также выражаются в виде функции толщины коллиматора:

$$D = \frac{FWMH}{\sqrt{2\ln 2}} \frac{T}{(T+B+F)},$$
 (4.17)

$$HOLSEP = D\left(\frac{T}{T - \tau_{Hex}}\right).$$
 (4.18)

Выражение (4.18) в явном виде показывает, что оптимальный коллиматор находится на грани нарушения критерия проницаемости. Любое дальнейшее уменьшение толщины септы приведет к недопустимой проницаемости коллиматора. Уравнения (4.17) и (4.18) сужают проблему проектирования коллиматора к выбору одного параметра *T*. Если верхний предел отношения  $(\alpha/\beta)^2$  в неравенстве (4.16) подставить в уравнение (4.12), то получим для чувствительности следующее уравнение:

$$\$ = \frac{\sqrt{3}}{16\pi \ln 2} \frac{\left(FWMH\right)^2}{\left(T+B+F\right)^2} \left(\frac{T-\tau_{Hex}}{T}\right).$$
(4.19)

Максимальное значение чувствительность принимает при толщине коллиматора, удовлетворяющей условию экстремума, т.е. d\$/dT = 0. Откуда

$$T_{opt} = \frac{3}{4}\tau_{Hex} + \sqrt{\frac{1}{2}\tau_{Hex}(F+B)} + \frac{9}{16}\tau_{Hex}^2.$$
 (4.20)

Если проблема структуры каналов игнорируется, то толщина *T*<sub>opt</sub>, удовлетворяющая уравнению (4.20), обеспечивает оптимальную конструкцию коллиматора. Диаметр каналов и их разделение находятся подстановкой  $T_{opt}$  на место T в уравнения (4.17) и (4.18).

Сделаем два важных замечания к выражению (4.20). Первое, оптимальная толщина коллиматора не зависит от желаемого разрешения (FWMH). Все оптимальные проекты (для изображений с излучением заданной энергии и расстоянием до источника F) имеют одинаковую толщину. Таким образом, при поиске компромисса между чувствительностью и разрешением следует изменять не толщину коллиматора, а диаметр каналов. Коммерческие поставщики, производящие коллиматоры по технологии литья, часто нарушают этот принцип, потому что в этой технологии изменить толщину коллиматора существенно проще, чем изменить диаметр каналов.

Второе замечание состоит в том, что оптимальная толщина зависит от двух факторов: энергии фотонов (через  $\tau_{Hex}$ ) и расстояния *F* между источником и коллиматором. В клинических условиях это расстояние может изменяться от 5 до 45 см. Расстояние F играет важную роль, потому что оно демпфирует влияние толщины коллиматора на его разрешение. Реальное расстояние между плоскостью изображения и источником равно не F, а (T + B + F), и, следовательно, оба расстояния T и F могут приводить к ухудшению разрешения. Если F значительно больше, чем T, то толщина коллиматора будет доминирующим фактором в ухудшении разрешения. Поэтому небольшая толщина коллиматора благоприятна для разрешения. С другой стороны, можно увеличить чувствительность толстого коллиматора, если сделать тонкую септу ( $\alpha/\beta \rightarrow 1$ ). Конкуренция между этими двумя противоречивыми тенденциями используется для создания оптимальной конструкции. Следовательно, конкретное приложение изображений диктует выбор соответствующего значения *F*.

Например, в астрономии расстояние F очень велико, поэтому наилучшим коллиматором является труба. Для источников, расположенных на поверхности коллиматора F = 0, и оптимальная толщина равна  $T = 1,5 \tau_{Hex}$ . Если  $\tau_{Hex} = 0,429$  см (для 140-кэВ фотонов и коллиматора из свинца), то оптимальный проект для F = 10, 15, 20и 45 см будет иметь толщину T = 1,86, 2,18, 2,45 и 3,46 см. Коллиматор, спроектированный для F = 10 см, будет немного тоньше и менее чувствителен, чем коллиматор, спроектированный для F = 15 см (отметим, что *FWMH*, используемое в уравнении (4.17), должно соответствовать расстоянию *F*). Таким образом, выбор среднего расстояния *F* не является безобидной процедурой, но играет важную роль при определении геометрических параметров коллиматора. Исходя из того, что среднее *F* находится в некотором интервале приемлемых значений, оптимальная толщина коллиматора также выбирается в соответствующем диапазоне толщин (например, между 1,8 и 3,5 см). Если оптимальная толщина коллиматора найдена, то диаметр каналов определяется *FWMH* на расстоянии *F* (формула (4.17)), а расстояние между каналами рассчитывается по формуле (4.18). Оптимальная толщина *T<sub>opt</sub>* коллиматора для среднего расстояния *F* = 15 см показана на рис. 4.9.



Рис.4.9. Зависимость оптимальной толщины коллиматоров из свинца или вольфрама от энергии фотонов для *F* = 15 см [1]

Как видно из рис. 4.9, *T*<sub>opt</sub> быстро возрастает с увеличением энергии фотонов. Вместе с тем работа в ЯМ с коллиматором толще 5 см создает много проблем либо в связи с большим весом колли-

матора, либо в связи с появлением в изображении неприятных артефактов из-за больших поперечных размеров каналов. Из рисунка следует, что оптимальная толщина превышает 5 см, начиная с энергии фотонов больше, чем 240 кэВ. Поэтому описанная выше стратегия оптимизации не подходит для регистрации высокоэнергетичных фотонов.

Расчет Торт по формуле (4.20) обеспечивает максимальную чувствительность, но игнорирует видимость в изображении конфигурации каналов. Если Topt оказывается слишком большой, то это нарушает критерий конфигурации каналов. Включение этого критерия требует модификации критерия оптимизации. Причина в том, что для оптимизации чувствительности отношение (α/β)<sup>2</sup> было взято равным верхнему пределу в неравенстве (4.16). Однако нижний предел неравенства (4.16), который представляет ограничение, накладываемое критерием конфигурации каналов, также должен приниматься во внимание. Если получающееся в результате оптимизации значение нижнего предела оказывается меньше значения верхнего предела, то критерий конфигурации каналов не нарушается. В противном случае проект коллиматора необходимо отвергнуть. Оба предела в неравенстве (4.16) являются функциями толщины коллиматора, поэтому найденное в проекте значение толщины должно находиться внутри интервала Т, в котором верхний предел превышает нижний предел.

На рис. 4.10 приводится пример зависимости верхнего предела (ограничение проницаемости) и нижнего предела (ограничение конфигурации каналов)  $(\alpha/\beta)^2$  от толщины универсального *LEAP* коллиматора. Приемлемый проект коллиматора должен находиться между двумя кривыми, т.е.  $T_{\min} \leq T \leq T_{\max}$ . Для *LEAP* коллиматора  $T_{\min} = 0,43$  см и  $T_{\max} = 9,87$  см, значение  $T_{opt} = 2,18$  см лежит внутри допустимого интервала, поэтому обеспечивает оптимальность для этой величины  $\tau_{Hex}$ .



Рис. 4.10. Зависимость ограничения проницаемости и ограничения конфигурации каналов в виде отношения ( $\alpha/\beta$ )<sup>2</sup> от толщины для проекта *LEAP* коллиматора из свинца для  $E_{\gamma} = 140$  кэВ, *FWMH* = 1,25 см, *F* = 15 см, *B* = 0,7 см,  $\tau_{Hex} = 0,42943$  см и  $\xi = 1$  [1]

На рис. 4.11 представлены такие же зависимости, как и на рис. 4.10 для серии коллиматоров, подобных *LEAP* коллиматору, но со значениями  $\tau_{Hex} = 0,42943$ , 2,5748, 3,1104 и 3,8898, которые соответствуют энергиям фотонов  $E_{\gamma} = 140, 295, 325$  и 365 кэВ, соответственно. Ограничение конфигурации каналов зависит от всех геометрических параметров (*FWMH*, *FWMH*<sub>c</sub>, *F*, *B*,  $\xi_{min}$ ), но не зависит от  $\tau_{Hex}$ , и, следовательно, от энергии фотонов. Поэтому ограничение конфигурации каналов представлено на рис. 4.11 одной кривой. Напротив, ограничение проницаемости зависит только от энергии фотонов, поэтому на рис. 4.11 оно показано в виде нескольких кривых. С увеличением энергии фотонов эти кривые идут все ниже, поэтому в результате два ограничения перекрываются во все более узком интервале *T*. Величина  $T_{max}$  уменьшается, а  $T_{min}$ возрастает до достижения  $\tau_{Hex} = \tau_{max} = 3,1104$  ( $E_{\gamma} = 325$  кэВ), где два критерия перекрываются в одной точке. Для более высоких энергий создание коллиматора, удовлетворяющего обоим критериям, становится невозможным. Поэтому на практике конструкции свинцовых коллиматоров для высоких энергий не удовлетворяют в полной мере одному или обоим критериям.



Рис. 4.11. Зависимость ограничения проницаемости и ограничения конфигурации каналов в виде отношения  $(\alpha/\beta)^2$  от толщины для проекта *LEAP* коллиматора из свинца для разных энергий фотонов (*FWMH* = 1,25 см, *F* = 15 см, *B* = 0,7 см и  $\xi$  = 1) [1]: 1 – ограничение видимости каналов; 2 – ограничение проницаемости ( $E_\gamma$  = 140 кэВ); 3 – ограничение проницаемости ( $E_\gamma$  = 295 кэВ); 3 – ограничение проницаемости ( $E_\gamma$  = 365 кэВ); 4 – ограничение проницаемости ( $E_\gamma$  = 365 кэВ);

Другим возможным решением является использование материала с большим коэффициентом поглощения, чем свинец, например, вольфрама, золота или урана. Для вольфрама  $\tau_{Hex} < \tau_{max}$  для энергий ниже 350 кэВ, для золота – ниже 370 кэВ и урана – ниже 435 кэВ, что позволяет создавать коллиматоры, удовлетворяющие обоим критериям вплоть до энергий фотонов, испускаемых клинически очень важным р/н <sup>131</sup>I ( $E_{\gamma} = 364$  кэВ). Однако такое решение экономически нецелесообразно. Очевидно, что проблема еще больше усложняется при регистрации 511-кэВ фотонов.

## 4. Некоторые нерешенные проблемы в конструктивном решении коллиматоров

Несмотря на многие годы исследований до настоящего времени не создана удовлетворительная конструкция коллиматора для детектирования 511-кэВ фотонов. Главная проблема при конструировании коллиматоров для высоких энергий заключается в прохождении излучения через материал коллиматора. Решение этой проблемы через увеличение толщины коллиматора и диаметра каналов создает только новые проблемы. В изображении появляются артефакты, связанные с видимостью структуры отверстий. Гантри большинства камер не могут поддерживать вес таких тяжелых коллиматоров.

Проблема видимости сетки отверстий, однако, является решаемой. Одно из возможных решений состоит в применении качания или вращения коллиматора, но оно требует дополнительного оборудования. Другое решение – создание нового плотного сплава или смеси веществ с высоким атомным номером. Повышение плотности позволило бы укоротить длину и сократить поперечные размеры отверстий, что в результате уменьшило бы количество артефактов. Альтернативный подход состоит в применении в конструкции коллиматоров вольфрамовых стержней и ванадиевых гильз, которые вводятся в свинцовый расплав. Такое решение не может полностью решить проблему, так как оценки показывают, что даже чисто вольфрамовые коллиматоры не могут полностью устранить артефакты, связанные со структурой отверстий. Однако применение урана в сочетании со свинцовым покрытием при конструировании коллиматоров могло бы уменьшить эффект видимости решетки отверстий до приемлемого на практике уровня. Наконец, этот эффект возможно минимизировать с помощью усовершенствований в геометрии коллиматора. Одна из нереализованных идей состоит в сужении поперечных сечений коллиматоров вблизи фронтальной и задней поверхностей коллиматора и оптимальной подстройки расстояния В между коллиматором и плоскостью изображения.

Следующей нерешенной проблемой является оптимизация КПК для анализа распределений р/н с полиэнергетическим спектром. Существующие методики оптимизации применяют критерий прохождения излучения через септу, который основан на использовании линейного коэффициента ослабления фотонов для конкретной энергии. Однако многие р/н, например <sup>67</sup>Ga, испускают фотоны с различными энергиями, и оптимизация параметров коллиматора для одной энергии не обязательно будет подходящей для фотонов с другой энергией. Оптимизация конструкции для наивысшей энергии тоже может оказаться неверным решением в случаях, когда выход фотонов с этой высокой энергией является малым. Но и игнорировать такую фракцию спектра будет неразумным, потому что эти высокоэнергетические фотоны могут "разлиться" по всему изображению, уменьшить контраст и создать больше отсчетов, чем низкоэнергетическая фракция спектра. Сложность данной проблемы не позволяет, таким образом, при проектировании коллиматоров полагаться на простые критерии, рассмотренные выше. В этом случае целесообразно для оптимизации конструкции провести всестороннее исследование с применением компьютерных программ лучевого анализа.

Остается нерешенной проблема оптимального конструирования конвергентных коллиматоров. Проектирование конусных и веерных коллиматоров является намного более сложной задачей, чем проектирование КПК. Разработка адекватного согласованного метода для определения расположения каналов и других геометрических параметров этих коллиматоров стала бы важным достижением в данной области.

И последнее, малоизученными являются вопросы проектирования коллиматоров для недавно разработанных многокристальных гамма-камер. Некоторые ученые утверждают, что более оптимальными для таких гамма-камер будут коллиматоры с каналами квадратного поперечного сечения [6, 7].

## Контрольные вопросы

1. Какой компонент гамма-камеры и почему оказывает наибольшее влияние на качество изображения?

2. Сколько процентов от испускаемых РФП фотонов обычно проходит через коллиматор гамма-камеры?

3. На какие группы делятся параметры коллиматора и чем эти группы отличаются друг от друга?

4. Назовите и охарактеризуйте базовые конструкционные параметры коллиматора.

5. Какие конфигурации каналов КПК применяются на практике?

6. Какие параметры коллиматора являются подстроечнами?

7. Что такое PSRF и как она определяется?

8. Как, зная геометрические параметры коллиматора, можно оперативно оценить его разрешение?

9. Как можно в приближении гауссовской аппроксимации оценить *FWHM* коллиматора?

10. Каким образом определяется чувствительность коллиматора и от каких переменных она зависит?

11. Назовите величину среднего значения чувствительности типичного коллиматора.

12. Где находится область практически постоянной чувствительности КПК?

13. Как связаны между собой чувствительность и разрешение коллиматора?

14. Сформулируйте критерий "невидимости" в изображении структуры отверстий коллиматора.

15. Как проявляется в изображении прохождение фотонов через септу коллиматора?

16. Сформулируйте критерий допустимого прохождения фотонов через септу коллиматора.

17. Опишите принцип оптимизации конструкции коллиматора.

18. Какая толщина коллиматора приводит к максимальному значению его чувствительность при условии выполнения критерия проницаемости?

19. Верно ли утверждение, что оптимальная толщина коллиматора не зависит от его разрешения?

20. От каких факторов зависит оптимальная толщина коллиматора?

21. Как зависит оптимальная толщина коллиматора от энергии фотонов?

22. Какие основные нерешенные проблемы существуют в конструктивных решениях коллиматоров?

#### Список литературы

1. Gunter D.L., revised by Halama J.R. Gamma camera collimator characteristics and design // In: Nuclear Medicine.  $2^{nd}$  edition. V. 1 / Ed. by R.E. Henkin, D. Bova, G.L. Dillehay et al. 2006. Mosby, Inc. P. 107 – 126.

2. Tsui B.M.W., Guilberg G.T. The geometric transfer function for cone and beam collimators // Phys. Med. Biol. 1990. V. 35. P. 81 - 93.

3. Characterization of fan-beam collimators / D. Pareto, J. Pavia, C. Falcon et al. // Eur. Nucl. Med. 2001. V. 28. P. !44 – 149.

4. Gunter D.L. Collimator characteristics and design // In: Nuclear Medicine. Ed. by R.E. Henkin. 1996. St. Louis. Mosby.

5. Mather R.L. Gamma-ray collimator penetration and scattering effects // J. Appl. Phys. 1957. V. 28. P. 1200 – 1207.

6. Evaluation of a small cadmium zinc telluride detector for scintimammography / M. Byron, M.K. Konnor, I. Belvis et al. // J. Nucl. Med. 2003. V. 44. P. 602 - 609.

7. Gruber G.J., Moses W.W., Derenzo S.E. Monte Carlo simula-tion of breast tumor imaging properties with compact, discrete gamma camera // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1999. V. 46. P. 2119 - 2123.

# Глава 5. Получение изображений в гамма-камерах

С приходом мощной компьютерной техники в клиническую ядерную медицину компьютерная обработка (процессинг) сцинтиграмм стала обычной практикой. Компьютерные технологии обработки изображений используются для выполнения множества разнообразных задач, некоторые из которых включают выбор области интереса, генерацию динамических кривых время-активность, интерполяцию для улучшения изображений, алгебру визуализации и фильтрацию изображений и др.

# 1. Представление в компьютере изображений, создаваемых гамма-камерами

Изображения, поступающие от гамма-камеры в компьютер, подвергаются существенному преобразованию. Из аналоговой формы они в специальных конверторах переводятся в цифровую форму, сегментируются в прямоугольные числовые матрицы, оперативно запоминаются в памяти компьютера, откуда они могут быть быстро извлечены, обработаны и визуализированы на дисплее.

### 1.1. Дискретизация аналоговых данных

Преобразование сигналов, поступающих от гамма-камеры, из аналоговой формы в цифровую производится специальными устройствами, называемыми аналогово-цифровыми конверторами (АЦК, англ. *ADC*), а сам процесс называется дискретизацией или оцифровкой. В отличии от аналоговых сигналов, являющихся непрерывными во времени, оцифрованные сигналы состоят из фиксированного числа бит, образованных АЦК с помощью выборки определенного числа временных точек в аналоговом сигнале. В продаже имеются 8-, 10-, 12- и 16-битовые АЦК. В то время как аналоговый сигнал может быть искажен электронным шумом, оцифрованной форме свойственна потеря части информации как результат дискретизации, т. е. вследствие различного выбора временных точек во время конверсии. Однако высокобитовые конверторы минимизируют эти потери.

### 1.2. Структура цифрового изображения

Оцифрованное изображение представляет собой прямоугольный массив или матрицу чисел, находящегося в памяти компьютера. На рис. 5.1 показывается взаимосвязь между матрицей и изображением. Отдельный элемент матрицы называется "пикселем" (минимально возможный элемент изображения) для элемента растра. Так как томографические изображения соответствуют срезам через объем пациента, то здесь для элемента объема название пиксель изменяется на "воксель". Размер матрицы и число пикселей в каждом ряде и столбце всегда известны и однозначно связаны.



Рис. 5.1. Пример оцифрованного изображения при диагностике сердца. Число отсчетов в каждом пикселе генерируют интенсивность сигнала в соответствующей локализации [1]

Пиксель представляет область с небольшим поперечным сечением в изображении камеры (рис. 5.2,*a*), определяемым полем зрения камеры (англ. *FOV*) и размерами матрицы изображения. Чаще всего они имеют форму квадрата. Для круговой гамма-камеры с 384-мм диаметром *FOV* и 64 × 64 квадратной матрицей размер стороны пикселя 6 мм и площадь 36 мм<sup>2</sup>. Для 128 × 128 квадратной

матрицы сторона пикселя равна 3 мм и площадь поперечного сечения 9 мм<sup>2</sup>.



Рис. 5.2. Деление цифрового изображения зрения гамма-камеры на небольшие прямоугольные пиксели (*a*) и пространственное разрешение цифрового изображения, измеряемое в миллиметрах на линейную пару (*б*) [1]

Каждый пиксель соответствует определенной локализации в детекторе. *Х*-, *Y*- импульсы, поступающие от гамма-камеры, тоже оцифровываются и запоминаются в соответствующем пикселе матрицы. Количество импульсов, запоминаемое в пикселе, зависит от глубины пикселя, которая может быть представлена байтом или словом. Для байта (2<sup>8</sup>) глубина составляет 256 событий, а для слова (2<sup>16</sup>) глубина равняется 65536 событий (или отсчетов).

Опция "увеличение" может применяться только к отдельным участкам, но не к целому изображению. При коэффициенте увеличения "2" сторона пикселя для  $64 \times 64$  матрицы изображения станет равна 3 мм. Размер пикселя определяет пространственное разрешение оцифрованного изображения. Самый маленький объект, представленный в изображении, занимает пространство в один пиксель. Чтобы наблюдать два таких объекта, они должны быть разделены, по крайней мере, одним пикселем (рис.  $5.2, \delta$ ). Такая пространственная комбинация объектов, называемая линейной парой, часто применяется для характеристики пространственного

разрешения системы визуализации. Таким образом, разрешение в единицах линейной пары равно двойной ширине пикселя.

Внешнее (или геометрическое) пространственное разрешение системы гамма-камеры однозначно определяет скорость выборки, требуемой для того, чтобы изображение не ухудшалось при преобразовании в цифровую форму. Пространственное разрешение системы гамма-камеры специфицируется в терминах *FWHM* (ширина на половине высоты) функции расширения. Экспериментальные данные свидетельствуют, что для того, чтобы избежать потерь при дискретизации, ширина пикселя должна быть меньше одной трети *FWHM* [2]. Стандартная система гамма-камеры с низкоэнергетическим коллиматором высокого разрешения при визуализации распределения <sup>99m</sup>Tc в костях имеет *FWHM* = 8 мм. Следовательно, размер пикселя в этом случае должен быть меньше 2,67 мм. Чтобы соответствовать таким требованиям гамма-камера с 384-мм *FOV* должна иметь 256 × 256 матрицу изображения, размер пикселя при этом будет 1,5 мм.

### 1.3. Сбор цифровых данных

*X*-, *Y*-сигналы, получаемые при исследовании сцинтиграмм в ЯМ, преобразуются АЦК в цифровую форму и запоминаются в компьютере одним из двух способов: а) фреймовый (рамочный) вид (мода) (рис. 5.3,a); б) листинговый (списочный или табличный) вид (рис.  $5.3,\delta$ );. Наиболее распространенным способом в ЯМ является фреймовый. Он широко применяется в статических, динамических, управляемых, а также ОФЭКТ исследованиях.

Во фреймовой моде размер матрицы подбирается так, чтобы аппроксимировать всю площадь детектора. Позиция события взаимодействия фотона в детекторе соответствует положению пикселя в матрице. При поступлении нового сигнала с координатами *X*, *Y* он добавляется к данным, уже хранящимся в выбранном пикселе.

В листинговой моде оцифровнные *X*-, *Y*- сигналы кодируются дополнительно временными метками и запоминаются в той последовательности, в которой они прибывают от АЦК. После завершения процедуры анализа поступившие данные сортируются и визуализируются на дисплее в запрашиваемом виде.



Рис. 5.3. Два способа сбора и запоминания событий взаимодействия фотонов в детекторе: *a*) – фреймовая (рамочная) мода; *б*) – листинговая мода

Размер матрицы компьютерного дисплея определяет полное число пикселей, которые могут быть высвечены на экране дисплея. Промышленность предлагает матрицы все большего размера (сейчас уже есть матрицы с размером, большим, чем 1280 × 1024). Площадь большого дисплея возможно разделить на отдельные изображения, меньшего размера. Например, на площади дисплея с числом пикселей 1280 × 1024 можно одновременно разместить 20 изображений размером 256 × 256 пикселей. Такой способ бывает особенно полезным при некоторых динамических обследованиях.

#### 1.3.1. Статическое исследование

При статическом исследовании проводится сбор данных с одного ракурса области интереса, при этом обычно применяется фрейммода. Размер матрицы выбирается перед исследованием и зависит от размера поля обзора и размера пикселя, обеспечивающего требуемое разрешение. Как правило, достаточным оказывается размер пикселя в 2 – 3 мм. Из-за высокой плотности счета в статических полях обзора накапливание данных в байт-моде может привести к переполнению отдельного пикселя, поэтому предпочтительнее является слово-мода.

Полное количество отсчетов, собираемое на все изображение, зависит от размера области интереса и контраста по отношению к фону. Большие и высококонтрастные объекты легко обнаруживаются при небольшой плотности счета, в то время как небольшие и низкоконтрастные объекты требуют для своего распознания большой статистики.

#### 1.3.2. Динамическое исследование

При динамических обследованиях получают серию изображений (фреймов), каждое из которых набирается определенное время, устанавливаемое оператором. Позиция пациента во время сбора данных остается постоянной, размер же матрицы и скорость получения фреймов может изменяться. Набор данных для очередного фрейма при необходимости сопровождается переводом предыдущих фреймов во внешние накопители. Выбор скорости фреймов зависит от кинетики РФП в органе интереса.

Размер матрицы, выбираемой при динамических обследованиях, обычно составляет 64 × 64 или 128 × 128. Так как число отсчетов на один фрейм при динамических обследованиях невелико, то накапливание данных в пикселях обычно проводится в байт-моде.

#### 1.3.3. Ждущий режим обследования

Ждущий режим был впервые введен в середине семидесятых годов прошлого века для определения выделяемой сердцем фракции с помощью набора двух изображений, одно к концу диастолы и другое к концу систолы. Позднее эта методика была заменена непрерывным набором данных в режиме многократных последовательных изображений (англ. *multiple gated acquisition (MUGA)*) в каждом сердечном цикле с ожиданием (открытие и закрытие входа гамма-камеры) между последовательными циклами.

В *MUGA* обследовании данные набираются синхронно с *R*волной сердечного цикла. Для полноценного обследования этим методом необходимо, чтобы сердечные биения были регулярными, иначе данные искажаются от одной *R*-волны до другой. В настоящее время созданы специальные программы, отбрасывающие "плохие" сердечные биения.

## 1.4. Формат DICOM, архивация изображений и система коммуникации

Большинство поставщиков оборудования разрабатывают свое программное обеспечение, собственником которого они являются, и предназначено оно для работы конкретно с их аппаратурой. Использование подобных программ на аппаратуре другого производителя, как правило, встречает большие трудности. В результате пользователь оказывается привязанным к продукции одной фирмы.

Для преодоления этой сложной проблемы Американский колледж радиологии (англ. ACR) и Национальная электрическая комиссия США (англ. NEMA) совместно спонсировали разработку стандартного формата для программного обеспечения, получившего название "Цифровые изображения и передачи данных в медицине" (англ. "Digital Imaging and Communications in Medicine" (DICOM)). Этот формат был рекомендован всем производителям медицинского оборудования для совместимости различных программных продуктов. Различные стандарты формата DICOM включают запоминание и хранение изображений, протоколы для транслирования данных между рабочими станциями и PACS (см. ниже), запрос и извлечение визуализационных данных, распечатывание и составление графика набора данных. Периодически NEMA проводит совершенствование этого универсального формата.

Современные компьютерные сети предоставляют огромные возможности для обмена информацией как между физическими, так и юридическими лицами. Особенно полезно это для организаций здравоохранения в плане обмена информацией о пациентах между врачами и клиниками. Один из видов компьютерных сетей, внедренных в здравоохранение называется "Архивация изображений и система коммуникации" (англ. "Picture Archiving and Communication System" (*PACS*)). *PACS* состоит из устройств для создания и электронного хранения цифровых изображений, рабочих станций для просмотра и интерпретации изображений и сети из этих устройств, расположенных в разных местах. Когда *PACS* не существовало, специалисты могли изучать изображения, имеющиеся только в их учреждении, и не имели возможности пересылать их в электронном виде из организации в организацию.

В состав *PACS* входят локальные сети: *RIS* (радиологическая информационная система), предназначенная для информационной поддержки всех процедур в радиологических отделениях; и *HIS* (информационная система госпиталя), поддерживающая все информационные потоки в госпитале (клинике), включая демографические данные, результаты анализов, истории болезни, фармакологические данные, различные планы и графики, отчеты и финансовые документы. Примерная структура *PACS* показана на рис. 5.4.



Рис. 5.4. Пример структуры PACS, включая RIS и HIS

## 2. Физические факторы, влияющие на качество изображения

Качество изображений в ЯМ лимитируется рядом физических факторов, имеющихся в процессе визуализации распределений РФП. Частично они обсуждались в главе 3, поэтому в настоящем разделе рассмотрим их в кратком варианте.

#### 2.1. Пространственное разрешение

Пространственное разрешение гамма-камеры диктует минимальные размеры обнаруживаемого в изображении объекта. По сравнению с другими медицинскими системами визуализации (например, КТ или МРТ) гамма-камера имеют существенно худшее пространственное разрешение. Отметим несколько причин, ухудшающих пространственное разрешение.

Фотоны, испускаемые РФП, имеют изотропное угловое распределение. Для проектирования 3-М пространственного распределения РФП внутри пациента на двумерную поверхность кристалла детектора в гамма-камерах применяется коллиматор. Выбор геометрических размеров коллиматора (диаметр отверстия, длина канала, толщина септы и др.) представляет собой поиск компромисса между чувствительностью и пространственным разрешением коллиматора. Улучшение одного из них приводит к ухудшению другого. На разрешение коллиматора влияет также расстояние от источника до камеры.

Второй фактор, ограничивающий пространственное разрешение камеры, – это внутреннее разрешение, связанное с детектором и позиционной электроникой камеры. Потери в пространственном разрешении всей системы из-за этого фактора существенно меньше, чем из-за коллиматора. Добавочные ухудшения разрешения (хотя и небольшое) создают дисплей и система регистрации изображений.

#### 2.2. Комптоновское рассеяние фотонов

Комптоновское рассеяние фотонов является в ЯМ основным процессом взаимодействия γ-излучения, при прохождении его через тканеэквивалентные среды. При комптоновском рассеянии фотон теряет часть своей энергии и изменяет направление движения. В идеале прошедшие через коллиматор рассеянные фотоны можно было бы исключить из процесса регистрации, если установить уровень дискриминации на входе в амплитудный анализатор лишь немного меньшим, чем первичная энергия фотонов. Однако применяемые в настоящее время в гамма-камерах кристаллы NaI(Tl) имеют энергетическое разрешение 10 – 15 %. Поэтому результирующие приборные спектры от рассеянных фотонов и фотонов,

испытавших фотопоглощение, перекрываются, и чтобы добиться надлежащей счетной эффективности, приходится расширять окно входного дискриминатора до ширины 15 – 20 % от первичной энергии фотонов. Эта неспособность осуществить отделение части рассеянных фотонов от первичных приводит к уменьшению контраста объекта и ограничивает точность обнаружения заболевания.

### 2.4. Шум изображения и контраст

Вследствие случайной природы радиоактивного распада ядер и статистических неопределенностей, возникающих в гамма-камере в процессе измерения, изображения в ЯМ содержат статистические флуктуации или шум. Поэтому при проведении в идентичных условиях серии измерений одного и того же распределения РФП, получающиеся изображения будут отличаться друг от друга. Случайные вариации от изображения к изображению подчиняются распределению Пуассона. В соответствии с этим распределением, если ожидаемое число отсчетов в части изображения площадью А равно N (где изображение выбирается из семейства изображений, измеренных в идентичных условиях), тогда стандартное отклонение о числа отсчетов, зарегистрированных в площади, равно  $\sqrt{N}$ . Дополнительно, если площадь А имеет однородную плотность счета, тогда среднее и стандартное отклонение внутри площади равно N и  $\sqrt{N}$ . Процентное стандартное отклонение (или контраст шума) дается формулой  $\left(\sqrt{N} / N\right) \cdot 100\%$ .

Информационная (справочная) плотность (*ID*) находится как число отсчетов, измеренных на единице площади изображения (*ID* = (*N*/A) счет/см<sup>2</sup>). Эта величина является важным параметром для определения минимального размера визуально обнаруживаемого патологического изменения и контраста. В ЯМ контраст изображения генерируется используемым РФП в зависимости от превышения его поступления в атипичные ткани по сравнению с окружающими нормальными тканями. Математическое выражение для процентного контраста паталогии следующее:

$$C(\%) = \left[ \left( \frac{N_{\text{nar}}}{A_{\text{nar}}} - \frac{N_{\phi \text{oH}}}{A_{\phi \text{oH}}} \right) \middle/ \left( \frac{N_{\text{nar}}}{A_{\text{nar}}} + \frac{N_{\phi \text{oH}}}{A_{\phi \text{oH}}} \right) \right] \times 100\%, \quad (5.1)$$

где  $N_{\text{пат}}/A_{\text{пат}}$ ,  $N_{\phi \text{он}}/A_{\phi \text{он}}$  – среднее число отсчетов на единицу площади, зарегистрированное внутри патологического очага и внутри района фона, окружающего патологический очаг, соответственно.

Для уверенного обнаружения в изображении различия между нормальными и атипичными тканями контраст ткани должен быть примерно на четыре стандартных отклонения выше области фона [3], например:

$$C(\%) > 4 \frac{\sqrt{N_{\phi_{0H}}}}{N_{\phi_{0H}}} \times 100\% = 4 \frac{\sqrt{A_{\phi_{0H}} \cdot ID_{\phi_{0H}}}}{A_{\phi_{0H}} \cdot ID_{\phi_{0H}}} \times 100\%.$$
(5.2)

На рис. 5.5 приводится график, показывающий зависимость информационной плотности от контраста и площади очага, требуемые для обнаружения патологической области. На рис. 5.6 моделируется изображение печени с различными уровнями счета в патологических очагах.



Рис. 5.5. Зависимость информационной плотности, требуемой для визуального детектирования патологических очагов, от контраста и площади очага [4]

Хотя на рис. 5.6 контраст патологического очага и пространственное разрешение везде одинаковые, патологический очаг становится лучше различимым с повышением информационной плотности. Обычно информационная плотность изображений в системах гамма-камер находится в диапазоне от 1000 до 3000 отсчетов/см<sup>2</sup>.
Основные ограничения в получении более высоких значений информационной плотности обусловлены недопустимостью превышения допустимых пределов дозы у пациента, неэффективным сбором испускаемого излучения и поглощением коллиматора.



Рис. 5.6. Моделирование ухудшающего влияния шума на изображения печени и селезенки с патологическими очагами при разном количестве полного числа отсчетов: вверху справа – 10000; внизу слева – 50000; внизу справа – 500000; вверху слева – шум отсутствует [4]

# 3. Некоторые математические преобразования, используемые при обработке изображений

#### 3.1. Анализ в частотном пространстве

Изображения в ЯМ представляют собой пространственные распределения зарегистрированной эмиссии р/н. Такое способ часто называют представлением в пространственном домене (области). Вместе с тем, нередко возникает необходимость преобразовать данные изображения в так называемый частотный домен. Это преобразование основывается на фундаментальном факте, что любую математическую функцию можно представить в виде суммы синусоидальных и косинусоидальных функций различной частоты и различных фаз (термин "фаза" относится к начальной точке этих функций) (Фурье, 1807 г.). Такая математическая операция называется преобразованием Фурье, при этом исходная информация преобразуется в другую более удобную форму. Как только это сделано, изменяются перспективы исследований, появляется возможность более глубокого понимания объекта. Особенно важное значение такое преобразование приобретает при модификации и фильтрации изображений.

Имея математическое описание изображения в виде двумерной функции f(x, y), ее двумерное фурье-преобразование можно выразить в следующем виде:

$$F(u,v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x,y) \cdot \exp\left[-2\pi i(ux+vy)\right] \cdot dxdy,$$
(5.3)

где *и* и *v* – декартовые координаты в комплексной плоскости;  $i = \sqrt{-1}$  (уравнение Эйлера устанавливает:  $e^{ix} = \cos x + i \sin x$ ). Обратное преобразование Фурье имеет вид:

$$f(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(u, v) \cdot \exp\left[2\pi i \left(ux + vy\right)\right] \cdot du dv.$$
(5.4)

Таким образом, измеренное изображение может быть представлено в виде зарегистрированных отсчетах в каждой пространственной позиции или в виде амплитуд и фаз для каждой частоты. Высокочастотная составляющая изображения в частотном домене содержит информацию о краях и быстро изменяющихся районах (т.е. с большой разницей плотности счета между близко расположенными объектами), в то время как низкочастотная составляющая содержит информацию о районах с относительно медленно меняющейся плотностью счета. На рис. 5.7 показан пример преобразования Фурье поперечного изображения головного мозга. Единицами измерения вдоль осей *и* и *v* обычно являются число циклов на сантиметр или циклов на пиксель.



Рис. 5.7. Поперечное изображение мозга (*a*) и его соответствующее двумерное преобразование Фурье (*б*) [4]

#### 3.2. Теория выборки

Для каждого фотона, испытывающего взаимодействие в детекторе гамма-камеры, генерируется три аналоговых сигнала. Два сигнала представляют X-, Y- пространственные координаты точки взаимодействия фотона, и третий сигнал указывает, какая энергия была поглощена при взаимодействии. Теоретически зарегистрированное изображение есть непрерывная функция, являющаяся проекцией 3-мерного распределения р/н внутри пациента на двумерную плоскость передней поверхности гамма-камеры. Однако так как цифровой компьютер работает с дискретными числами, непрерывные функции, представляющие изображения, подвергаются выборке (англ. *sampling*) или делению на  $64 \times 64$ ,  $128 \times 128$ ,  $256 \times 256$  матриц или дискретных пиксельных элементов. Эта операция выполняется с помощью конвертирования аналоговых X-, Y-позиционных сигналов в дискретные величины с помощью АЦК (см. главу 3).

Возникает вопрос: полноценно ли выборочная версия функции представляет ее непрерывную форму, и не происходит ли при таком преобразовании потеря информации? Ответ на этот вопрос дает теорема выборки. Для простоты анализа рассмотрим одномерную функцию f(x). В теореме выборки доказывается, что если преобразование Фурье функции f(x) является ограниченным в частотном домене, т.е. если F(u) равно нулю для всех частот выше, чем определенная частота  $u_c$ , тогда непрерывная функция f(x) может быть однозначно определена из знания N выборочных значений:

$$f(j) = f(n \cdot \Delta x) \sum_{n = -\infty}^{\infty} \delta(j - n \cdot \Delta x), \quad 0 \le j < N,$$
(5.5)

где пространственный интервал выборки (или размер пикселя) равен

$$\Delta x \le 1/(2u_c). \tag{5.6}$$

В уравнении (5.5) *j* относится к номеру выбранного значения, например, f(5) означает пятое выбранное значение. Функция  $\delta(x)$  определена следующим образом:

$$\delta(x) = \begin{cases} 1, \text{ если } x = 0; \\ 0, \text{ если } x \neq 0. \end{cases}$$
(5.7)

Если условие (5.6) выполняется, то функция f(x) полностью восстанавливается из ее выборки, используя уравнение:

$$f(x) = \Delta x \sum_{n=-\infty}^{\infty} f(n \cdot \Delta x) \frac{\sin\left[2\pi u_c \left(x - n \cdot \Delta x\right)\right]}{\pi (x - n \cdot \Delta x)}.$$
 (5.8)

Из уравнение (5.6) следует, что теорема выборки накладывает ограничение на максимальное расстояние между выборочными образцами ( $\Delta x = 1/(2u_c)$ ). Другими словами, выборочные интервалы должны, по крайней мере, соответствовать двукратной высшей частоте функции интереса. Обратная величина  $\Delta x$  часто называется частотой выборки, а ( $1/(2 \cdot \Delta x)$  частотой Найквиста.

Что случится, если функция выбирается с максимальным пространственным интервалом (размером пикселя) большим, чем  $1/(2u_c)$ ? В этом случае первоначальная функция не будет полностью восстанавливаться из ее выборочных значений, и восстановленная функция будет содержать повышенные частоты под видом пониженных частот. Этот феномен получил название смещение (англ. *aliasing*).

# 3.3. Свертка функций

Свертка функций – это важнейшее математическое понятие, которое используется почти во всех областях науки и техники, в том числе, оно широко применяется для оценки систем изображения и для процессинга цифровых изображений. Свертка двух функций – это математическая операция двух функций h(x) и f(x), порождающая третью функцию g(x), которая может рассматриваться как модифицированная версия одной из первоначальных, например, после операций осреднения или сглаживания. Свертка h(x) и f(x) записывается как h\*f (символ звездочки). Для непрерывных функций она определяется как интеграл от произведения двух функций после того, как одна реверсируется и смещается. По существу, это особый вид интегрального преобразования:

$$g(x) = h(x) * f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} h(x - x') \cdot f(x') \cdot dx'.$$
 (5.9)

Операция свертки иллюстрируется на рис. 5.8 для двух функций, заданных в виде прямоугольных импульсов разной длительности.



Рис. 5.8. Пример свертки двух непрерывных функций h(x) и f(x). Более темным цветом показана площадь, равная интегралу (5.9) при разных значениях x (адаптировано из [4])

Одномерная дискретная свертка двух дискретных функций h(i) и f(i) длиной N определяется как

$$g(i) = \sum_{i'=-N/2}^{N/2} f(i') \cdot h(i-i').$$
 (5.10)

С точки зрения вычислительного процесса более легким и быстрым способом расчета свертки двух функций является использование теоремы свертки. В этой теореме доказывается, что свертка двух функций эквивалентна перемножению их преобразований Фурье в частотном пространстве. Таким образом, уравнение свертки (5.9) можно выразить в виде

$$G(u) = H(u) \times F(u), \tag{5.11}$$

где H(u) и F(u) – преобразование Фурье функций h(x) и f(x) в частотном пространстве.

#### 3.4. Дискретные преобразования Фурье

Для преобразования дискретной формы изображения в частотной пространство традиционно применяется дискретное преобразование Фурье (ДПФ, англ. *DFT*). Двумерное прямое и обратное дискретные преобразования Фурье для выборки  $N \times N$  пикселей изображения [f(m,n)] записываются следующим образом:

$$F(k,l) = \frac{1}{N^2} \sum_{m=0}^{N-1} \sum_{n=0}^{N-1} f(m,n) \cdot \exp\left[2\pi i(km+ln)/N\right];$$
  

$$f(m,n) = \frac{1}{N^2} \sum_{k=0}^{N-1} \sum_{l=0}^{N-1} F(k,l) \cdot \exp\left[2\pi i(km+ln)/N\right],$$
(5.12)

где k и l – координаты в двумерном частотном домене; m и n – координаты в двумерном пространственном домене.

На практике со второй половины прошлого века большинство расчетов в прямом и обратном преобразовании Фурье выполняется с помощью высокоэффективного метода – "быстрого преобразования Фурье".

# 3.5. Графическое изображение дискретного преобразования Фурье

Для лучшего понимания ДПФ рассмотрим графическую иллюстрацию этого процесса, показанную на рис. 5.9. Для простоты проанализируем одномерный сигнал. На левой стороне рис. 5.9 представлены графики функций в пространственном домене и на правой стороне – в частотном домене.



Рис. 5.9. Графическая иллюстрация дискретного преобразования Фурье [4]

На рис. 5.9, A и 5.9, B показаны графики сигнала f(x) и его непрерывного преобразованием Фурье F(u). Процесс выборки, как это следует из уравнения (5.5), выполняется умножением f(x) на бесконечную импульсную последовательность с интервалом между импульсами равном  $\Delta x$  (рис. 5.9, C). Преобразование этой последовательности также является бесконечной последовательностью с частотным интервалом равном  $1/(\Delta x)$  (рис. 5.9,*D*). Выборочная функция  $f(n \cdot \Delta x)$  показана на рис. рис. 5.9,*E*.

Из теоремы свертки известно, что перемножение в одном домене эквивалентно свертке в другом домене. Таким образом, преобразование Фурье  $f(n \cdot \Delta x)$  есть просто функция F(u) (рис. 5.9,*B*), свернутая с бесконечной последовательность импульсов (рис. 5.9,*D*). Как можно видеть из рис. рис. 5.9,*F*, выборка функции порождает репликацию ее преобразования Фурье с периодом  $1/(2\Delta x)$ , и дополнительно наблюдается небольшой эффект наложения, так как репликации более высоких частот имеет тенденцию свертки в частотный диапазон исходной трансформации F(u).

Согласно теореме свертки, если f(x) не имеет частотного ограничения (т.е.  $F(u) \neq 0$  для  $|u| > u_c$ ), то возникнет погрешности наложения. Эффект наложения можно уменьшить с помощью сужения интервала выборки ( $\Delta x$ ). Дискретная функция, показанная на рис. 5.9,*E*, является бесконечно длинной последовательностью. Для представления в цифровом компьютере требуется конечное число выборочных значений. Таким образом, необходимо усечение или оконное представление бесконечной последовательности. Этот шаг очень существенен в процессе выборки и выражается графически через перемножение  $f(n \cdot \Delta x)$  (рис. 5.9,*E*) с прямоугольным импульсом шириной, равной полю обзора камеры *FOV* (рис. 5.9,*G*). Усеченная выборочная последовательность f(i) показана на рис. 5.9,*I*. Преобразование Фурье прямоугольного импульса представляет синусоидальну функцию (sin *u*) / *u* (рис. 5.8,*H*).

Из теоремы свертки следует, что перемножение в пространственном домене эквивалентно свертке в частотном домене. Поэтому существенное усечение, которое было реализовано прямоугольным импульсом шириной, равной *FOV*, эквивалентно свертке выборочной частотной трансформанты с синусоидальней функцией, показанной на рис. 5.8,*H*. По этой причине частотная трансформация f(i) содержит небольшие пульсации, видимые на рис. 5.9.*J*. Дискретное преобразование Фурье выполняется выборкой функции, показанной на рис. 5.9.*J*, с интервалом выборки 1/*FOV* в частотном диапазоне  $|u| < 1/(2 \cdot \Delta x)$ . Этот анализ наглядно выявил два эффекта, которые вызывает дискретное преобразование Фурье в отличие от непрерывного преобразования Фурье, а именно, частотное наложение и усечение.

### 3.6. Модель процесса визуализации

При анализе систем получения изображений бывает полезно сформировать модель процесса визуализации. Эту модель можно упростить, приняв допущения, что система визуализации линейна и обладает инвариантностью относительно сдвига (т.е. влияние размытия (нечеткости) изображения гамма-камеры является одинаковым во всех частях изображения). Дополнительно, предположим, что статистические вариации или шум в изображении входят в процесс набора изображения аддитивно. Т.е. модель предполагает, что флуктуации, обусловленные шумом, включаются в изображения, связанный с физическими особенностями камеры. В результате этих упрощающих допущений процесс формирования изображения математически можно выразить в виде следующей модели:

$$g(i, j) = [h(i, j) * f(i, j)] + n(i, j),$$
(5.13)

где \*\* означает дискретный двумерный оператор свертки; g(i,j) – размытие, измеренного изображения; h(i,j) – функция *PSF* системы изображения, которая характеризует размытие изображения в пространственной позиции (i,j); f(i,j) – идеальное изображение объекта (без размытия проекции распределения р/н внутри пациента).

Так как *PSF* системы изображения зависит от расстояния источник – детектор и от геометрии источника, h(i,j) (и H(u,v)) обычно моделируются для среднего расстояния источник-детектор и средней глубины источника в пациенте. Используя теорему свертки, данную модель процесса формирования изображения можно также выразить в частотном домене в виде:

$$G(u,v) = [H(u,v) \times F(u,v)] + N(u,v),$$
(5.14)

где *H*, *F*, *N* обозначают двумерное преобразование Фурье соответствующих функций; *u*,*v* – координаты в частотном пространстве.

## 4. Фильтрация цифрового изображения

Цифровой фильтр является математической операцией, совершаемой над сигналом (или изображением), в которой выборочно ослабляются или усиливаются различные частоты этого сигнала. Фильтрация может быть применена как в пространственном домене в виде свертки функции фильтра с сигналом, так и в частотном домене через трансформацию Фурье функций фильтра и сигнала, их перемножением и последующем расчетом обратного преобразования Фурье результата перемножении. В этом разделе рассматриваются некоторые виды цифровых фильтров и обсуждаются методы фильтрации, наиболее часто применяемые к сцинтиграммам в ЯМ. За основу изложения взята обзорная работа [4].

## 4.1. Линейная и нелинейная фильтрация

Изображения, полученные через процессинг с линейными фильтрами, представляют линейную комбинацию значений в различных пространственных позициях нефильтрованного изображения. В этом разделе обсуждаются, главным образом, линейные фильтры, хотя на практике используется и некоторое количество нелинейных фильтров. Как пример, можно привести медианную фильтрацию, заменяющую значение в каждом пикселе изображения медианным значением группы пикселей, окружающих конкретный пиксель. Разработан также ряд мощных нелинейных методов фильтрации, авторы которых пробуют смоделировать стохастическую природу измеряемых изображений [3, 5, 6].

# 4.2. Стационарные и нестационарные фильтры

В стационарных цифровых фильтрах делаются допущения, что случайный шум и размытие системой являются инвариантными в пределах изображения. Другими словами, фильтры не подстраиваются под локальные вариации в отношении сигнал/шум в разных местах изображения. Эти допущения, строго говоря, не соответствуют реальной ситуации, так как размытие системой (*PSF*) зависит от геометрии источника и пуассоновское распределение шума ме-

няется в пределах изображения. Тем не менее данные допущения, как правило, делаются, потому что реализация стационарных фильтров проще с вычислительной точки зрения. Применение нестационарных фильтров является более сложной задачей, однако они имеют преимущество в отношении учета локальных характеристик изображения. В качестве примера приведем фильтр, который подавляет шум в низкочастотном диапазоне и усиливает в высокочастотном.

## 4.3. Низкочастотные фильтры и восстанавливающие фильтры

Низкочастотные фильтры (иногда называемые сглаживающими фильтрами) используются для уменьшения статистических флуктуаций сигнала или изображения. Этот вид фильтрации может быть применен как в пространственном, так и в частотном доменах. В пространственном домене низкочастотная фильтрация выполняется с помощью свертки функции фильтра с сигналом. На рис. 5.10 показан пример применения пятиточечного биноминоминального сглаживающего фильтра к одномерной последовательности данных. Центр фильтра передвигается от элемента к элементу в ряде данных. Фильтрованное значение каждого элементы генерируется как одна девятая (обратная к сумме 1-2-4-2-1) от взвешенной суммы значений фильтра, умноженных на последовательность данных.



Рис.5.10. Пример применения биноминального сглаживающего фильтра [4]

В рассматриваемом примере краевые точки рассчитываются "обертыванием" фильтра вокруг противоположной стороны последовательности. В случае двумерного пространственного домена низкочастотный фильтр применяется аналогичным образом. Как правило, тогда используется девятиточечная биноминальная функция размытия, имеющая следующие значения:



Рис.5.11. Зависимость амплитуды фильтра Баттеруорта четвертого порядка от частоты для граничных частот, равных 0,1, 0,25 и 0,45, умноженных на частоту Найквиста [4]

В частотном домене низкочастотный фильтр не трогает низкие частоты изображения и в то же время ослабляет высокие частоты. Амплитуда частотного домена низкочастотного фильтра никогда не превышает 1,0 и уменьшается с увеличением частоты. Наиболее часто в ЯМ применяется фильтр Баттеруорта, описываемый следующим уравнением:

$$B(u) = \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{u}{u_c}\right)^{2N}\right]},$$
(5.15)

где u – частота;  $u_c$  – пороговая частота (частота, при которой амплитуда фильтра равна 0,5);  $N_c$  – порядок фильтра, который определяет насколько быстро амплитуда фильтра стремится к нулю. На рис. 5.11 приводятся графики фильтра Баттеруорта для разной пороговой частоты, а на рис. 5.12 показаны изображения печени в фантоме Алдерсона, обработанные фильтром Баттеруорта.



Рис.5.12. Моделированные изображения печени и селезенки (50000 полное число отсчетов), отфильтрованные тремя фильтра Баттеруорта (рис. 5.11): верх слева – нефильтрованное; верх справа – пороговая частота равна 0,1; низ слева – пороговая частота равна 0,25; низ справа – пороговая частота равна 0,45 [4]

Из модели изображения, описываемой уравнением (5.13), видно, что зарегистрированное изображение g(i,j) ухудшается из-за размытия камеры, моделируемого как свертка изображения с *PSF*, и из-за шума. Проблема реконструкции (восстановления) изображения заключается в получении изображения, которое регистрировалось бы идеальной гамма-камерой, т.е. без размытия и шума. Это идеальное изображение, обозначенное f(i,j) в уравнении (5.13), будем называть объектным изображением. Фильтр реконструкции представляет математическую операцию, выполняемую с измеренным (зарегистрированным) изображением для получения объектного изображения. Восстановительная фильтрация отличается от низкочастотной фильтрации тем, что она не только подавляет шум, но также уменьшает эффекты искажения, связанные с системным размытием (они вызываются как особенностями отклика камеры, так и рассеянием излучения).

Одно из решений проблемы реконструкции изображения состоит в применении обратного фильтра в виде:

$$\overline{F}(u,v) = G(u,v) / MTF(u,v), \qquad (5.16)$$

где  $\overline{F}$  – оценка преобразования Фурье объектного изображения; MTF – модуляционная передаточная функция.

Уравнение (5.16) известно как определение обратного фильтра, так как преобразование Фурье измеренного изображения умножается на обратную величину модуляционной передаточной функции). Оценка истинного изображения объекта  $\overline{f}(i, j)$  может быть отсюда рассчитана через операцию обратного преобразования Фурье. Однако эта операция имеет тенденцию к излишнему усилению шума в изображении. С другой стороны, известно [7], что высокочастотным компонентом изображения является по преимуществу шум, поэтому желательно ослабить этот компонент изображения. Таким образом, в частотном домене за восстановительным фильтром должна следовать инверсия передаточной функции в диапазоне низких частот, где мощность сигнала выше, чем мощность шума, и затем спадать до нуля в области высоких частот, где преобладает шум.

Частота, при которой фильтр должен приостановить обращение *MTF* и начать спадание к нулю (пороговая частота), зависит от относительного количества шума в изображении. Следовательно, при увеличении шума в изображении пороговая частота фильтра должна понижаться, тем самым отфильтровывая больше шума. На рис. 5.13 даны графики обратного *MTF* фильтра и семейства фильтров реконструкции Метца (см. ниже), оптимизированных для различных уровней шума.



Рис. 5.13. Зависимость абсолютных значений обратного фильтра (1/*MTF*) и трех фильтров реконструкции Метца от частоты для разных уровней шума [4]

# 5. Проектирование оптимального фильтра

Проблема реконструкции изображения (оценка идеального изображения объекта, имея измеренное размытое изображение) относится к плохо обусловленным задачам, т.е. она не имеет единственного решения. Целью проектирования фильтра является выбор "наилучшего" фильтра из бесконечного семейства фильтров на основе разумного критерия. Для решения проблемы был создан ряд методов, позволяющих проектировать фильтры, являющиеся оптимальными в некотором смысле. Общий подход заключается в выработке некоторого критерия, используемого для измерения "качества" фильтра, и последующего поиска максимума этого критерия на основе адекватного выбора параметров фильтра.

Наиболее уместным критерием здесь была бы максимизация способности оператора к выявлению в процессе диагностики патологических очагов. Выработка такого критерия является сверхтрудной проблемой в силу недостаточного понимания всей сложности системы визуализации человека. Более разумный подход на данном этапе состоит в максимизации некоторого математического критерия, моделирующего качество изображения. Ниже рассматриваются два метода этого класса, наиболее широко применяемые в ЯМ для создания восстановительных фильтров.

#### 5.1. Фильтр Метца

Фильтр Метца определяется как

$$M(u,v) = \frac{1}{MTF(u,v)} \Big\{ 1 - \Big[ 1 - MTF(u,v)^X \Big] \Big\}, \qquad (5.17)$$

где *X* – параметр, который контролирует протяжение, на котором применяется обратный фильтр, прежде чем фильтр начинает подавлять высокочастотный шум.

Первый член в правой части уравнения (5.17) есть обратный фильтр, который доминирует на низких частотах, и второй член есть низкочастотный фильтр, который принуждает фильтр переключиться с восстановления на подавление шума. Как отмечено выше, частотный предел, начиная с которого стартует низкочастотный фильтр, определяется значением *X*. Этот параметр зависит от полного числа отсчетов в изображении, которые необходимо отфильтровать. Причина этого иллюстрируется на рис. 5.14, где показан спектр мощности двумерного изображения, усредненный по кольцам в частотном пространстве, для трех разных наборов печеночного фантома Алдерсона.

Так как спектр мощности шума является практически постоянным по амплитуде (белый спектр) [3, 7], то с увеличением полного количества отсчетов в изображении становится возможным отделение флуктуационного объектного спектра мощности от гладкого спектра мощности шума в области высоких частот. Это подтверждается тем, что в этом случае в изображении высокие объектные частоты могут быть извлечены из шума без излишнего усиления последнего.



Рис. 5.14. Зависимость log<sub>10</sub> двумерного спектра мощности, усредненного по кольцам в частотном пространстве изображения фантома печени (фантом Алдерсона), от частоты для трех разных значений полного количества отсчетов в изображении [4]

Таким образом, с увеличением полного числа отчетов фильтр Метца действует в соответствии с обратным фильтром (выполняет восстановление изображения от размытия из-за конечного разрешения) до более высоких частот, прежде чем начать подавление шума. Технически это достигается с помощью варьирования параметра X на базе моделирования изображений и применения метода наименьших квадратов для нахождения оптимального значения X[9]. Результаты обработки изображений, полученные с использованием фильтра Метца, оказались существенно лучше (по статистическим критериям), чем с использованием девятиточечного биноминального сглаживающего фильтра (рис. 5.15).



Рис. 5.15. Изображение (500000 отсчетов) фантома печени (фантом Алдерсона) с двухсантиметровым холодным патологическим очагом при разной фильтрации: *А* – без фильтрации; *В* – девятиточечный биноминальный сглаживающий фильтр; *С* и *D* – фильтр Метца с разными методами моделирования *MTF* [4]

#### 5.2. Фильтр Винера

Фильтр Винера использует оптимальный критерий в виде минимизации среднеквадратичного отклонения между фильтрованным изображением  $\overline{f}(i, j)$  и истинным объектным изображением f(i,j). В частотном домене фильтр Винера имеет вид [10]:

$$W(u,v) = \frac{1}{MTF(u,v)} \times \frac{MTF(u,v)^{2}}{MTF(u,v)^{2} + \frac{|N(u,v)|^{2}}{|F(u,v)|^{2}}},$$
 (5.18)

где  $|N(u,v)|^2$  и  $|F(u,v)|^2$  – спектр мощности щума n(i,j) и объекта f(i,j) (см. уравнение 5.13).

Первый член в правой части уравнения (5.18) есть обратный фильтр, который доминирует на низких частотах, второй член обладает эффектом низкочастотной фильтрации, которая управляется отношением мощности спектра шума к мощности спектра объекта. Это отношение определяет, когда фильтр Винера переключается с восстановления изображения от эффекта разрешения (обратный фильтр) к подавлению шума. Член *MTF* в фильтре Винера предполагается стационарной функцией (т.е. инвариантной относительно положения источника и геометрии объекта), поэтому он измеряется на средней глубине.



Рис. 5.16. Клинические изображения костного скелета, получающиеся после разных видов фильтрации: верх слева – без фильтрации; верх справа – фильтр Баттеруорта четвертого порядка с пороговой частотой 0,4; низ слева – фильтр Метца; низ справа – фильтр Винера [4]

Так как спектр мощности шума и объекта заранее не известны, то следует использовать их оценки. В работе [10] описывается методика оценки этих функций из измеренных сцинтиграмм. Основываясь на модели шума [7], спектр мощности считается независимым от частоты и равным полному числу отсчетов изображения. Оценка объектного спектра мощности проводится следующим образом. Первое, спектр мощности двумерного изображения сжимается в одномерный путем усреднения по кольцевым областям в частотном прстранстве. Спектр мощности на низких частотах оценивается как разность между спектром мощности изображения и оцененным спектром мощности шума и последующим делением на среднее *MTF*. На высоких частотах объектный спектр мощности оценивается с помощью метода подгонки кривых, используя модель степенного закона [10]. После определения этих величин генерируется двумерная ротационно-симметричная версия фильтра и применяется к изображению. На рис. 5.16 проводится сравнение изображений костного скелета после разных видов процессинга.

# Контрольные вопросы

1. Опишите структуру цифрового изображения гамма-камеры.

2. Какие факторы влияют на размер пикселя изображения?

3. В чем отличия фреймового способа запоминания данных от листингового и байт-моды от слово-моды?

4. Что такое формат DICOM и для чего он применяется?

5. Какие задачи выполняет PACS?

6. Назовите физические факторы, влияющие на качество изображения и на пространственное разрешение гамма-камеры.

7. На какие параметры изображения влияет комптоновское рассеяние фотонов?

8. Почему возникает шум в изображении?

9. Как определяется информационная плотность (*ID*) изображения?

10. Что такое контраст изображения и какая его величина требуется для визуального обнаружения патологических очагов в организме пациента?

11. С какой целью и каким образом производится преобразование изображения в частотное пространство?

12. Как создается выборочная версия непрерывной функции?

13. Какой критерий должен выполняться, чтобы непрерывная функция однозначно определялась из *N* выборочных значений?

14. Опишите математическую модель процесса визуализации.

15. С какой целью проводится фильтрация изображения?

16. На какие группы подразделяются фильтры?

17. Для чего применяются низкочастотные фильтры?

18. С какой целью применяется восстановительная фильтрация?

19. Как зависит пороговая частота восстановительного фильтра от уровня шума?

20. Охарактеризуйте особенности фильтров Винера и Метца.

# Список литературы

1. Halama J.R. Representation of gamma camera images by computer// In: Nuclear medicine.  $2^{nd}$  edition. V. 1 / Ed. by R.E. Henkin, D. Bova, G.L. Dillehay et al. 2006. Mosby, Inc. P. 154 – 164.

2. Cherry S.R., Sorensen J.A., Phelps M.E. Physics in nuclear medicine. Third Ed. // Philadelphia. 2003. WB Saunders.

3. Sorenson J.A., Phelps M.E. Physics in nuclear medicine  $\prime\prime$  Orlando. 1987/ Grune & Stratton.

4. S. Glick. Image content and image filtering techniques // In: Nuclear medicine.  $2^{nd}$  edition. V. 1 / Ed. by R.E. Henkin, D. Bova, G.L. Dillehay et al. 2006. Mosby, Inc. P. 165 – 176.

5. Johnson V.E., Wong W.H., Hu X. Image restoration using Gibbs priors: boundary modelling, treatment of blurring, and selection of hyperpararameter // IEEE Trans. Pattern Anal Mach Intell. V.13. 1991. P. 413 - 425.

6. Rutter B.W., Algazi V.R., Huesman R.H. Computationally efficient nonlinear edge preserving smoothing of n-D medical images via scale-space fingerprint analysis // IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference. V. 15. 2000. P. 282 – 286.

7. Goodman J.W., Belsher J.F. Fundamental limitations in linear invariant restoration of atmospherically degraded images // In: Imaging-through the atmosphere. Ed: Wyant J.C./ V. 75. Bellingham, Wash. 1976. P. 141 - 154.

8. Metz C.E. A mathematical investigation of radioisotope scan image processing // PhD thesis. Philadelphia. 1969. University of Pennsylvania.

9. Fast count-dependent digital filtering of nuclear medicine images: concise communication / D.T. King, P.W. Doherty, R.B. Schwinger et al // J. Nucl. Med. V. 24. 1983. P. 1039 – 1045.

10. Pinney B.C., Glick S.J., King M.A. Relative importance of the error source in Wiener restoration of scintigrams // IEEE Trans. Med. Imaging. V. 9. 1990. P. 60 - 70.

# Глава 6. Применение планарных изображений для количественного определения активности *in-vivo*

Современные гамма-камеры производят цифровые изображения, в которых легко можно определить число отсчетов в любой области изображения. Однако эти количественные данные слишком приближенно связаны с локальной концентрацией РФП в пациенте, часто представляющей наибольший интерес. Такое положение во многом является результатом рассеяния фотонов в пациенте и недостатком трехмерной информации в планарной визуализации. В то же время имеется достаточное количество приложений, в которых абсолютное определение активности в определенном районе или отношение активностей в разных районах пациента представляет большой интерес.

Несмотря на то, что однофотонная эмиссионная компьютерная томография (ОФЭКТ, англ. *SPECT*) считается наиболее точным методом количественного определения активности, ее использование часто затруднительно из-за технической сложности и редко подходит для динамических исследований (см. также раздел 4 главы 7). Таким образом, если высокая степень точности не требуется, предпочтительной для этих целей является применение планарных изображений.

# 1. Процесс ослабления ү-излучения

Ослабление интенсивности  $\gamma$ -излучения при прохождении его через среду происходит за счет взаимодействия фотонов с атомами, ядрами и электронами среды. В рассматриваемой области энергий (20 – 500 кэВ) основными видами взаимодействия являются комптоновское (точнее некогерентное) рассеяние и фотопоглощение фотонов. Для элементов, входящих в состав биологической ткани при энергии фотонов  $\geq$  (30 – 40 кэВ), доминирующим эффектом взаимодействия является комптоновское рассеяние (см. главу 1), при котором фотон теряет часть своей энергии и отклоняется от направления первоначального движения. В то же время для элементов, входящих в состав скелета, эффект фотопоглощения играет более значимую роль, особенно в диапазоне низких энергий фотонов.

В специальной геометрии, называемой геометрией узкого пучка, эффект ослабления описывается простой экспоненциальной функцией. Особенностью этой геометрии является отсутствие в пучке рассеянных фотонов, или регистрация детектором только фотонов с первоначальной энергией. Если узкий мононаправленный пучок падает на плоский срез материала толщиной x, то долю фотонов, которые не рассеются и не поглотяться в слое, можно определить экспериментально, помещая сильно коллимированный детектор фотонов на оси пучка на противоположной стороне среза (рис. 6.1). Рассеянные фотоны выходят из пучка и не попадают в детектор (за исключением фотонов, рассеянных на очень малые углы). В этих условиях скорость счета C, регистрируемая детектором, связана со скоростью счета в отсутствие слоя материала  $C_0$  простой формулой:

$$C = C_0 \cdot \mathrm{e}^{-\mu \mathrm{x}},\tag{6.1}$$

где µ – линейный коэффициент ослабления фотонов, зависящий от их энергии и материала (см. рис. 1.23)



Рис. 6.1. Измерение поглощения у-излучения в плоском срезе материала в геометрии узкого пучка

Уравнение (6.1), дополненное учетом геометрического ослабления излучения, можно использовать для оценки истинного количества активности, находящегося внутри пациента, если известно расстояние *x* от локализации активности до поверхности кожи. Данное расстояние возможно определить поперечной гаммакамерой, ультразвуковой аппаратурой или радиографическими исследованиями. Средние значения расстояний до органов приближенно можно найти по анатомическим данным.

Скорость счета конвертируется в определение активности, измеряя источник известной активности в отсутствие поглощающего вещества. Из этих измерений находится коэффициент пропорциональности k между активностью стандартного источника  $A_s$  и скоростью счета  $C_s$ , измеренной гамма-камерой в отсутствие ослабления:

$$A_{s} = k \cdot C_{s}, \tag{6.2}$$

где *k* имеет размерность милликюри (или Беккерель) активности на отсчет в секунду.

Отсюда активность внутри пациента равна:

$$A = A_s \cdot C_0 / C_s. \tag{6.3}$$

## 2. Метод геометрического среднего

В тех случаях, когда определение глубины расположения активности является непростой задачей, полезным оказывается применение метода геометрического среднего [1, 2]. В этом методе требуется, чтобы активность измерялась с противоположных направлений, например, сверху/снизу или справа/слева. Предположим, что достаточно сконцентрированная активность расположена на расстоянии *x* от верхней границы и на расстоянии *y* от нижней границы пациента с полной толщиной T = x + y (рис. 6.2).

Скорости счета гамма-камеры в верхнем  $C_a$  и нижнем  $C_p$  положениях связаны с  $C_0$  формулами:

$$C_a = C_0 \cdot \mathrm{e}^{-\mu x}, \qquad (6.4)$$

$$C_p = C_0 \cdot \mathrm{e}^{-\mu y} \,. \tag{6.5}$$

Перемножая (6.4) и (6.5), получаем

$$C_a \cdot C_p = C_0^2 e^{-T_x}.$$
 (6.6)

Откуда находим, что

$$C_0 = \sqrt{C_a C_p} \cdot \sqrt{\mathrm{e}^{\mathrm{T}x}},\tag{6.7}$$

где член  $\sqrt{C_a C_p}$  называется геометрическим средним  $C_a$  и  $C_p$ .



Рис. 6.2. Геометрия измерения локализованной активности гамма-камерой в однородной среде методом геометрического среднего

Другой член  $\exp(Tx/2)$  является постоянным, его можно определить через два дополнительных измерения. Например, первое измерение: гамма-камера располагается в верхнем положении, а источник известной активности – в нижнем положении на вертикальной линии, проходящей через патологический очаг. Скорость счета, обусловленная только одним стандартным источником *S*, находится после корректировки на зарегистрированную скорость счета от пациента *C*<sub>a</sub>. Второе измерение скорости счета *S*<sub>0</sub> от стандартного источника проводится при удаленном пациенте. Отсюда значение е<sup>µT</sup> находится из выражения

$$e^{\mu T} = S_0 / S. (6.8)$$

Окончательно, используя уравнения ((6.2). (6.3), (6.6) и (6.8)), получаем

$$A/A_{s} = \sqrt{C_{a}C_{p}/(S_{0}S)},$$
 (6.9)

где  $C_a$ ,  $C_p$  – скорости счета в верхнем и нижнем положении гаммакамеры, соответственно, обусловленные активностью в патологическом очаге; S – скорость счета от излучения стандартного источника, проходящего через пациента, скорректированная на вклад  $C_a$ от активности в патологическом очаге;  $S_0$  – скорость счета от стандартного источника в отсутствие пациента.

До этого момента предполагалось, что пациент состоит из однородного материала с линейным коэффициентом ослабления µ. В реальности это допущение часто бывает некорректным. Тем не менее уравнение (6.9) и в этом случае является справедливым при условии, что все измерения проводятся в геометрии узкого пучка.

Другое сомнительное допущение относится к предположению о локализации активности подобно точечному источнику. Давайте рассмотрим случай, когда активность находится в объемном органе с шириной *w* вдоль направления, просматриваемого гамма-камерой (рис. 6.3).



Рис. 6.3. Геометрия источника, распределенного по органу толщиной *w* вдоль направления, просматриваемого камерой

Пусть центр органа лежит на расстоянии x от верхней поверхности пациента. Тогда поправочный фактор g должен быть применен к правой части уравнений (6.4) и (6.5):

$$C_a = C_0 g \,\mathrm{e}^{-\mu x},\tag{6.10}$$

$$C_{p} = C_{0}g e^{-\mu x},$$
 (6.11)

где

$$g = (e^{\eta w/2} - e^{-\eta w/2})/(\eta w) = \sinh(\eta w/2)/(\eta w/2); \qquad (6.12)$$

η – коэффициент ослабления органа; μ – эффективный коэффициент ослабления оставшейся части тела.

Если для калибровки используется стандартный источник известной активности, то формула (6.9) переходит в следующую:

$$A_{thick} / A_s = 1 / g \sqrt{C_a C_p / (S_0 S)}.$$
 (6.13)

Анализ показывает, что величина *g* медленно меняется с изменением *w* (рис. 6.4), поэтому *w* необходимо знать приближенно. Учет фоновой активности, находящейся в тканях, окружающих исследуемый орган, обычно бывает существенным, но получить высокую точность этого учета проблематично. Для решения проблемы в литературе предложено ряд методов [4, 5]. Традиционно счет от районов, примыкающих к области интереса, вычитается на основе "число отсчетов на пиксель". Эта методика обычно имеет тенденцию к избыточной коррекции, когда фоновая активность не простирается в орган. Более точный результат определения скорости счета от фоновой активности (b') получается при использовании следующей формулы:

$$b' = 2b \cdot e^{-\mu x} \cdot \sinh(\mu w/2)/(1 - e^{-\mu T}),$$
 (6.14)

где *b* – кажущаяся скорость счета фона, основанная на простом измерении фона от района интереса.



Рис. 6.4. Зависимость фактора g от толщины органа для 140-кэВ фотонов в воде [3]

## 3. Накопление рассеянного излучения

При визуализации пациента гамма-камерой комптоновское рассеяние не только ослабляет первичное излучение, но также создает значительное количество нежелательного рассеянного излучения. Эти рассеянные фотоны могут пройти через коллиматор камеры, и если их не дискриминируют по энергии входные "ворота" ААИ, то они создадут свой вклад в общее число зарегистрированных отсчетов. В типичном случае (для 140-кэВ фотонов) ширина окна входного дискриминатора равна  $\pm 10$  %, что позволяет фотонам, рассеянным на угол < 50°, войти в число зарегистрированных вместе с первичными. Фотоны могут перед попаданием в детектор испытать многократное рассеяние, и если сумма углов рассеяния  $\leq 50^{\circ}$ , то и они могут пройти через окно дискриминатора (рис. 6.5).



Рис. 6.5. Пример разных фотонов (первичных, однократно рассеянных и многократно рассеянных фотонов), которые могут создать вклад в полное количество фотонов, регистрируемых гамма-камерой

Оценки показывают, что общий вклад в скорость счета, создаваемый рассеянными фотонами, может достигать 40 %. Такая геометрия часто называется геометрией широкого пучка. В этом случае прохождение фотонов через материал уже не описывается простой экспоненциальной функцией типа (6.1). График зависимости коэффициента прохождения фотонов от толщины материала в полулогарифмическом масштабе (рис. 6.6) обнаруживает "плечо" на небольших толщинах и становится близким к прямой линии только на больших толщинах. Для учета рассеянного излучения в геометрии широкого пучка вводится понятие фактора накопления B(x), который определяется следующим образом:

$$B(x) = \frac{C \text{корость счета в геометрии широкого пучка}}{C \text{корость счета в геометрии узкого пучка}}.$$
 (6.15)



Рис. 6.6. Зависимость коэффициента прохождения 140-кэВ фотонов от толщины материала в геометриях "узкого" и "широкого" пучков [3]

Типичная зависимость фактора накопления от толщины материала показана на рис. 6.7. При очень малой толщине x фактор накопления  $B \approx 1$ , с увеличением толщины B также увеличивается, стремясь к асимптотическому значению  $B(\infty)$  на больших толщинах. Величина  $B(\infty)$  зависит от энергии фотонов, ширины энергетического окна ААИ, типа коллиматора и относительно малочувствительна к размеру источника. Аппроксимационная формула для расчета скорости счета в геометрии широкого пучка была предложена в работе [6] в виде:

$$C(x) = C_0 \left[ 1 - (1 - e^{-\mu x})^{B(\infty)} \right], \qquad (6.16)$$

где значение µ, дающее наилучший результат обычно близко к линейному коэффициенту ослабления для узкого пучка, но может изменяться в зависимости от поперечной площади источника и других факторов [6]. Формулу (6.16) рекомендуется применять при небольшой толщине источника. Если же источник толстый, то в (6.16) дополнительно вводится поправочный фактор g (см. (6.12)):

$$C(x) = C_0 g \left[ 1 - (1 - e^{-\mu x})^{B(\infty)} \right].$$
 (6.17)

Аккуратное определение активности в типичном варианте требует сопряженных (парных) измерений, например, в верхнем и нижнем положениях гамма-камеры. Соответствующие скорости счета  $C_a$  и  $C_p$  равны:

$$C_a = C_0 g [1 - (1 - e^{-\mu x})^{B(\infty)}];$$
(6.18)

$$C_p = C_0 g [1 - (1 - e^{-\mu(T-x)})^{B(\infty)}].$$
(6.19)

Отношение скоростей счета в этих позициях равно:

$$C_a / C_p = \frac{1 - (1 - e^{-\mu x})^{B(\infty)}}{1 - (1 - e^{-\mu(T - x)})^{B(\infty)}}.$$
(6.20)

С помощью компьютера ищется значение x, при котором удовлетворяется уравнение (6.20). Далее, имея значение x, из (6.18) и (6.19) находится величина  $C_0$ , и наконец, по формуле (6.3) определяется искомая активность. Данный метод определения активности получил название "метод фактора накопления". Парные измерения, применяемые в этом методе, существенно упрощаются при использовании гамма-камер с двумя противоположно расположенными детекторами. Учитывая, что параметры метода  $B(\infty)$  и  $\mu$  чувствительны к условиям получения изображения, рекомендуется определять их экспериментально на фантомах, моделирующих клиническую ситуацию.

# Контрольные вопросы

1. Когда целесообразно применение планарных изображений для количественного определения активности?

2. Как ослабляется мононаправленный моноэнергетический пучок фотонов в геометрии узкого пучка?

3. Каким образом определяется активность РФП в органе методом геометрического среднего? 4. Как ослабляется мононаправленный моноэнергетический пучок фотонов в геометрии широкого пучка?

5. Какой величины может достигать вклад рассеянного излучения в общую скорость счета?

6. Опишите методику учета рассеяния излучения при определении активности РФП в органе методом фактора накопления.

7. Почему для определения вклада рассеянного излучения рекомендуется применять фантомные измерения?

# Список литературы

1. Fleming J.S. A technique for the absolute measurement of activity using gamma camera and computer // Phys. Med. Biol. V. 24. 1979. P. 178 - 180.

2. Thomas S.R., Maxon H.R., Kerelakes J.G. Technique for quantitation of in vivo radioactivity // In: Effective use of computers in nuclear medicine. Ed.: Gelfand M.J., Tomas S.R. / New York. 1988. McGraw-Hill.

3. Barnes W.E. In vivo quantitation of activity by planar imaging // In: Nuclear medicine.  $2^{nd}$  edition. V. 1 / Ed. by R.E. Henkin, D. Bova, G.L. Dillehay et al. 2006. Mosby, Inc. P. 177 – 182.

4. Absolute organ activity estimated by different methods of background correction / W.C. Buijs, J.A. Siegel, O.C. Boerman, F.H. Corstens // J. Nucl. Med. V. 39. 1998. P. 2167 – 2172.

5. Quantitative planar imaging method for measurement of renal activity by using conjugate-emission image and transmission data / A. Kojima, O. Ohyama, S. Tomiguchi // Med. Phys. V. 27. 2000. P. 608 - 615.

6. Siegel J.A. The effect of source size on buildup factorcalculation of absolute volume // J. Nucl. Med. V. 26. 1985. P. 1319 – 1322.

# Глава 7. Однофотонная эмиссионная компьютерная томография (ОФЭКТ)

Традиционные гамма-камеры производят двумерное плоское изображение трехмерных объектов. Структурная информация в третьем протяжении, глубине, затушевывается суперпозицией всех данных вдоль этого направления. Хотя изображение объекта в разных проекциях (передней, задней, боковой и наклонной) дает некоторую информацию о глубине исследуемой структуры, точное установление глубины расположения объекта выполняется томографическими сканерами. Основное предназначение этих сканеров заключается в визуализации распределения активности в разных частях объекта и на различной глубине.

Принцип томографической визуализации в ЯМ основан на детектировании излучений, выходящих из пациента под разными углами. Это направление получило название "эмиссионная компьютерная томография" (ЭКТ). Оно основано на применении математических алгоритмов и создает изображения на отдельных глубинах объекта. В настоящее время в ЯМ применяются два вида ЭКТ:

• однофотонная эмиссионная компьютерная томография (ОФЭКТ, англ. *SPECT*), в которой используются p/н, испускающие  $\gamma$ -излучение (<sup>99m</sup>Tc, <sup>123</sup>I, <sup>67</sup>Ga и <sup>111</sup>In);

• позитронная компьютерная томография (ПЭТ, англ. *PET*), в которой используются р/н, испускающие  $\beta^+$ -частицы или позитроны (<sup>11</sup>C, <sup>13</sup>N, <sup>15</sup>O, <sup>18</sup>F, <sup>68</sup>Ga, <sup>82</sup>Rb).

В этой главе рассматривается ОФЭКТ.

# 1. Системы однофотонной эмиссионной томографии на базе гамма-камер

## 1.1. Получение томографических данных

Большинство универсальных систем, предназначенных для выполнения ОФЭКТ, состоит из типовой гамма-камеры с одной, двумя или тремя детекторными головками с кристаллами NaI(Tl), закрепленными на гантри (рис.7.1), компьютера для *on-line* сбора и процессинга данных и дисплейных мониторов. Детекторные головки вращаются вокруг пациента, останавливаясь на некоторое время для набора данных с заданных направлений. В течение ротации поверхность коллиматора всегда остается параллельной к оси ротации. Геометрия, связанная с набором данных показана на рис. 7.2. В большинстве случаев ось ротации параллельна продольной оси тела пациента. В типичном случае набор данных начинается с положения камеры прямо напротив пациента (позиция 0-градусов) и продолжается до достижения 180° или 360°. Гантри останавливается через каждые 3 градуса на 15 секунд. Общее время измерения для гамма-камеры с двумя головками составляет ~ 15 минут.



В последние десятилетия системы ОФЭКТ стали важным инструментом для исследования заболеваний коронарных артерий. Та-

кие специализированные системы проводят набор данных через "ворота", синхронизированные с электрокардиографом. В этом случае полный управляемый набор данных (например, восемь изображений за сердечный цикл) получают для каждого угла наблюдения.



Рис. 7.2. Геометрии набора данных при ОФЭКТ мозга ротационной гаммакамерой: A) – вид сбоку со стороны оси ротации; B) – вид сбоку; C) вид сверху ( адаптировано из [1])

#### 1.2. Разрешение и чувствительность

В ОФЭКТ разрешение и чувствительность примерно такие же, как и в плоскостной визуализации. При использовании коллиматоров с параллельными каналами (КПК) наилучшее разрешение наблюдается на поверхности коллиматоров, поэтому в планарных исследованиях пациент размещается на расстоянии 5 – 10 см от головки. В ОФЭКТ расстояние до пациента по понятным причинам увеличивается и находится в интервале от 5 до 25 см, что естественно ухудшает разрешение. Чувствительность систем ОФЭКТ при одинаковой комбинации детектор-коллиматор такая же, как и при получении плоских изображений. Преимуществом ОФЭКТ перед плоскостной визуализацией является устранение неоднозначности, связанной наложением импульсов от радиоактивности, находящейся в соседних слоях с исследуемым слоем, что увеличивает контрастность финального изображения.

В идеальном варианте желательно иметь для ОФЭКТ максимальные значения чувствительности и разрешения. Однако так же как и в плоском случае, повышение пространственного разрешения зачастую приводит к ухудшению чувствительности, и наоборот. Поэтому многие исследования по совершенствованию вращающихся гамма-камер направлены на поиск оптимального соотношения между пространственным разрешением и чувствительностью.

Один из путей повышения чувствительности заключается в увеличении числа детекторных головок. При сохранении значений других параметров и характеристик (т.е. полное время набора данных, разрешение, назначаемая активность, чувствительность коллиматора) полное число отсчетов, набираемое при исследовании пациента, увеличивается прямо пропорционально числу головок. Альтернативно, увеличение числа головок позволяет уменьшить время набора данных, что может иметь важное значение в отделениях ЯМ, перегруженных пациентами.

Переход на ОФЭКТ с несколькими головками усложняет проектирование, изготовление и контроль установок. У многоголовочной системы изображение, получаемое с конкретного направления одной головкой, должно точно совпадать с изображением, получаемым в том же положении другими головками. В настоящее время рынок предлагает значительное количество систем ОФЭКТ, удовлетворяющих этому требованию.

## 1.3. Коллиматоры

#### 1.3.1. Коллиматоры с параллельными каналами

Важнейшим фактором, влияющим на томографическое разрешение, является выбор коллиматора. В ОФЭКТ в настоящее время наибольшее распространение получили КПК. Среди данного вида

коллиматоров более предпочтительными для ОФЭКТ оказываются КПК, которые в большей степени сохраняют пространственное разрешение при изменении расстояния до объекта. Этот вывод справедлив, даже если постоянство разрешения достигается за счет некоторой потери числа отсчетов. На рис. 7.3 показана зависимость пространственного разрешения (в виде FWHM) от расстояния до объекта для двух различных низкоэнергетических коллиматоров: ультравысокого разрешения (LEUHR) и супервысокого разрешения (LESHR). Как видно из рисунка разрешение обоих коллиматоров ухудшается с увеличением расстояния до объекта, но скорость ухудшения разрешения у коллиматора LESHR значительно меньше, чем у коллиматора LEUHR. Следовательно, с точки зрения постоянства разрешения первый коллиматор как-будто является предпочтительным перед LEUHR. Однако чувствительность коллиматора LESHR значительно меньше, чем у LEUHR. Возникает вопрос: стоит ли пожертвовать частичным уменьшением числа отсчетов ради улучшения пространственного разрешения? Этот вопрос особенно актуален для систем с несколькими детекторными головка-МИ.



Рис. 7.3. Зависимость пространственного разрешения системы от расстояния до объекта для двух разных низкоэнергетических коллиматоров: ультравысокого разрешения *LEUHR* и супервысокого разрешения *LESHR* [1]
Поставленная проблема детально изучалась в работе [2]. Специалистам были показаны смоделированные томографические изображения с различным соотношением между числом отсчетов и пространственным разрешением, и их попросили выбрать те из них, которые сравнимы по качеству изображения. Исследование показало, что улучшение пространственного разрешения на 2-мм дает примерно такое же повышение качества изображения, как и увеличение числа отсчетов в четыре раза. Изображение с 6-мм разрешением и  $4 \cdot 10^5$  отсчетов специалистами было приравнено по качеству к изображению с 8-мм разрешением и  $1,6 \cdot 10^6$  отсчетов.

В работе [3] исследовалось, сохраняется ли такое соотношение для реальных ОФЭКТ изображений, полученных на разных фантомах. Результаты показали, что 2-мм улучшение разрешения сравнимо по влиянию на качество изображения с увеличением числа отсчетов в 2,5 – 3,4 раза. Примерно такие же результаты были получены из сравнения качества клинических изображений печени и мозга, измеренных с коллиматором ультравысокого разрешения и коллиматором высокого разрешения. Таким образом, из этих исследований можно сделать выводы, что: *а*) предпочтительными являются КПК, поддерживающие на достаточно постоянном уровне свое разрешение на глубинах до 15 см и больше; *б*) коллиматоры высокого разрешения являются предпочтительными перед коллиматорами высокой чувствительности.

#### 1.3.2. Фокусирующие коллиматоры

Идеальный коллиматор для ОФЭКТ должен поддерживать высокое пространственное разрешение с увеличением расстояния до объекта без потери в количестве отсчетов. И хотя улучшение разрешения более сильно влияет на качество изображения, чем увеличение числа отсчетов (т.е. фактически повышение чувствительности), в идеале хотелось бы иметь и то, и другое. Для достижения этой цели были созданы фокусирующие коллиматоры, которые увеличивают изображение примерно так же как конвергентные коллиматоры в плоскостной визуализации. Когда получают изображения небольших объектов с большой FOV камеры, выгодно увеличить объект до размеров, которые позволяет FOV. Такой при-

ем улучшает чувствительность без потери в пространственном разрешении.



Рис. 7.4. Геометрия измерений, связанная с использованием коллиматора с веерными каналами: *А* – коллиматор фокусируется в поперечном направлении; *В* – каналы коллиматора располагаются параллельно в аксиальном направлении [4]

Коллиматоры с веерными каналами (англ. fan-beam collimator) представляют один из подходов к фокусирующим коллиматорам для ОФЭКТ [4]. Такие коллиматоры имеют каналы, являющимися сходящиеся в направлении проекции данных на ось x, и одновременно параллельными в направлении оси y (рис. 7.4). Такое распо-

ложение каналов приводит к увеличению проекций по направлению оси *x*, что соответствует поперечной плоскости. Увеличение чувствительности при этом пропорционально коэффициенту увеличения. Для типового коллиматора с веерными каналами наблюдается примерно 50-процентное увеличение чувствительности по сравнению с КПК при одинаковом пространственном разрешении.

Определенный интерес для ОФЭКТ представляют также коллиматоры с конусными каналами. Авторы одной из разработок таких коллиматоров [5] утверждают, что коллиматоры с конусными каналами (англ. *cone-beam collimator*) могут повысить чувствительность в два-три раза по сравнению с КПК при одинаковом пространственном разрешении. Однако оба этих типа коллиматоров требуют разработки специального программного обеспечения, которое будет учитывать тот факт, что проецирование данных происходит под некоторым углом к поверхности детектора. Такое программное обеспечение является более сложным и существенно более медленным в работе по сравнению с программами для КПК.

### 1.4. Типы орбит

Ранние системы гамма-камер, используемых в ОФЭКТ, производились только с круговыми орбитами, отличительная особенность которых в том, что расстояние между лицевой поверхностью камеры и осью вращения остается постоянным. Вместе с тем поперечное сечение пациентов не является кругом, поэтому при наборе данных расстояние между детектором камеры и пациентом в этом случае изменяется (рис. 7.5). Однако в предыдущих разделах было показано, что пространственное разрешение гамма-камеры ухудшается с увеличением расстояния до объекта. Чтобы преодолеть эту проблему в современных системах ОФЭКТ гамма-камеры движутся по эллиптическим орбитам. На этих орбитах поверхность коллиматора находится на минимальном расстоянии от пациента, что обеспечивает в результате более высокое пространственное разрешение томографических изображений.



Рис. 7.5. Круговая и эллиптическая орбиты вращения гамма-камер в системах ОФЭКТ [1]

## 1.5. Корректировка ослабления

Проблема ослабления излучения при его прохождении через биологические ткани пациента достаточно подробно обсуждалась в главе 6 применительно к плоскостной визуализации. Не менее актуальна эта проблема и в ОФЭКТ. Ведь даже в случае однородной среды с однородным объемным распределением РФП излучение, выходящее из центральных областей пациента, ослабляется в большей степени, чем излучение, выходящее из периферийных областей. Неучет этого эффекта может приводить к значительным искажениям исследуемого пространственного распределения РФП.

Подход к корректировке данных на ослабление излучения зависит от исследуемой области внутри пациента. Если изучаются объекты внутри живота или головного мозга, то вполне оправдано предположение об однородности среды в этих частях организма, в то же время область грудной клетки является существенно неоднородной, и такое допущение будет неправильным. Обсудим первый случай.

Рассмотрим поперечное сечение какой-то части тела, например, живота, и выделим определенный пиксель. Проведем семейство лучей из этого пикселя к границам тела в выбранном сечении. Если луч проходит в среде расстояние *x* на пути от пикселя до границы, то ослабление на этом пути в однородной среде приближенно описывается простым экспоненциальным законом  $A = \exp(-\mu x)$ , где  $\mu$  – линейный коэффициент ослабления в мягкой ткани для энергии фотонов, испускаемых р/н. Так как лучи в выбранный пиксель приходят с разных направлений, то средняя величина фактора ослабления будет равна

$$\overline{A} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} \exp(-\mu x_i),$$
(7.1)

где n – количество лучей в выбранном семействе;  $x_i$  – расстояние, проходимое *i*-лучом в мягкой ткани.



Рис. 7.6. Иллюстрации определения корректирующей поправки на однородное и неоднородное ослабление излучения: *А* – трансмиссионный скан через живот пациента; *B* – трансмиссионный скан через грудной отдел пациента (адаптировано из [1])

Поправочный фактор CF, на который надо помножить число отсчетов, накопленных в рассматриваемом пикселе, равно обратной величине  $\overline{A}$ , т.е.

$$CF = 1/\overline{A}.\tag{7.2}$$

Поправочный фактор необходимо вычислять для каждого пикселя, входящего в изображение. В результате генерируется матрица поправочных факторов, на которую множится реконструированное изображение. Данный метод учета ослабления был предложен в работе [6] и показал неплохие результаты. Однако при таком подходе не учитывается рассеяния излучения. Этот вопрос достаточно сложен. Одно из простых решений заключается в уменьшении  $\mu$ . Так например, для фотонов <sup>99m</sup>Tc в мягкой ткани  $\mu = 0,15$  см<sup>-1</sup>, а чтобы компенсировать уменьшение ослабления за счет рассеяния, на практике приближенно берут для  $\mu$  значение 0,11 или 0,12 см<sup>-1</sup>.

Для негомогенных областей пациента закон ослабления излучения вдоль конкретного луча усложняется и принимает вид

$$A = \exp\left[-\sum_{j=1}^{M} \mu_j \cdot \Delta x_j\right],\tag{7.3}$$

где  $\Delta x$  – размер пикселя вдоль луча;  $\mu_j$  – линейный коэффициент ослабления фотонов в материале, связанном с позицией *j*-пикселя вдоль луча.

Для проведения расчетов по формуле (7.3) необходимо иметь информацию о внутренней структуре рассматриваемого среза (скана). Такие данные получают из трансмиссионных срезов, используя внешние радиоактивные источники. Ряд производителей оборудования разработал свои подходы к решению этой задачи [7]. В некоторых случаях применяется сканирование коллимированным источником, в других используется несколько линейных источников.

В последние годы все шире применяются гибридные ОФЭКТ/КТ устройства, которые выполняют измерение трансмиссионного скана для определения поправки на ослабление в негомогенных областях.

## 2. Трансаксиальная томография

На протяжении истории ЯМ использовались различные технологии ОФЭКТ. Эти технологии включают ограниченно-угловую томографию (например, фокально-плоскостная камера Ангера, семипинхольный коллиматор, коллиматор с наклонными каналами) и трансаксиальную (поперечную) томографию. В настоящее время доминирующее положение занимает трансаксиальная томография, которую разделяют на несколько классов, исходя из применяемого алгоритма реконструкции изображений (обратное проектирование, фильтрованное обратное проектирование и итерационные алгоритмы). Трансаксиальная томография представляет измерение изображений объекта перпендикулярно к главной оси под разными углами в диапазоне от 0 до 180 или до 360 градусов. На базе такого набора изображений становится возможной аналитическая реконструкция данных для получения поперечных срезов (англ. *slice*) заданной толщины перпендикулярно к продольной оси пациента (рис. 7.7). Для упрощения изложения введем несколько понятий.



Рис. 7.7. Четыре среза сердца вдоль короткой оси [1]

Каждый угол, при котором производится измерение, будем называть полем зрения или ракурсом. Если, например, измерение изображений проводится для 64 углов в диапазоне от 0 до 360°, то набор данных состоит из 64 ракурсов. Для каждого ракурса выполняется измерение изображения в полном поле зрения. Каждое изображение в этом наборе является проекцией всех структур, находящихся в поле зрения, на плоскую поверхность детектора камеры в конкретном направлении. Так как данные собираются в цифровом виде, каждое поле зрения является дискретным описанием изображения и состоит из двумерного массива (матрицы) пикселей. Данные в каждой строчке матрицы представляют срез толщиной, соответствующей размеру пикселя. Таким образом, если для накопления данных с квадратного поля зрения со стороной 38 см применяется матрица 64 × 64, то номинальный размер пикселя ~ 6 мм и каждая строчка в матрице в идеале представляет проекцию 6мм среза пациента (рис. 7.8). Идеальная ситуация подразумевает здесь идеальный детектор с отличным разрешением и отсутствие рассеяния. В действительности данные в строчке будут включать вклад от фотонов, испущенных с площади, превосходящей размер пикселя.



Рис. 7.8. Схематическая иллюстрация набора данных для конкретного среза в трансаксиальной томографии [1]

В заключение рассмотрим концепцию выборки. Каждая строчка в описанном выше примере состоит из 64 выборочных значений (проб) поперек изображаемой части объекта. Отдельный пиксель внутри строчки представляет сумму лучей, т.е. сумма излучений от активностей вдоль линии перпендикулярной к камере (ослабленной структурами, находящимися на пути лучей). Количество значений в выборке связано с максимальным разрешением, возможным в окончательном реконструированном изображении. С увеличением количества проб улучшается пространственное разрешение финального результата.

Суммируя обсуждение, повторно отметим, что каждый угол, в направлении которого проводится измерение томографического изображения, является полем зрения или ракурсом. Каждое поле зрения состоит из профилей или проекций данных от такого же количества срезов, как количество строчек в матрице, и каждый срез имеет такое же число выборочных значений, как число пикселей в строчке.

# 3. Реконструкция изображений

Данные, набранные в виде двумерных проекций, дают плоское изображение объекта для каждого ракурса. Для получения информации по глубине объекта, томографические изображения реконструируются, используя эти проекции. Наибольшее распространение в настоящее время получили два метода реконструкции: метод обратного проецирования (МОП) и итерационный метод. Первый из них более популярен, однако второй в последнее время привлекает большее внимание. Рассмотрим их подробнее.

### 3.1. Простое обратное проецирование

Принцип метода простого обратного проецирования для реконструкции изображений иллюстрируется на рис. 7.9. На рис. 7.9, Aпоказаны три положения детекторной головки гамма-камеры вокруг исследуемого объекта, при которых проводится двумерный набор данных, спроецированных под данным ракурсом. Объект содержит два источника излучения. Число отсчетов в каждом пикселе для данной проекции представляет сумму всех отсчетов вдоль пути по прямой линии через глубину объекта. Реконструкция проводится присваиванием всем пикселям вдоль линии набора (перпендикулярно к лицевой стороне камеры) в реконструированной матрице числа отсчетов в каждом пикселе для данной проекции в матрице набора (рис. 7.9,B). Это называется простым обратным проектированием (МПОП). В результате обратного проецирования множества проекций создается финальное изображение, показанное на рис. 7.9,C.

Обратное проецирование может быть лучше понято в терминах набора данных в матрицы. Пусть данные накапливаются в матрице сбора данных  $4 \times 4$  (рис. 7.10,*A*). В этой матрице каждая строчка представляет срез, проекцию, или профиль определенной толщины и обратно проецируется индивидуально. Отдельный ряд состоит из четырех пикселей. Например, первая строчка имеет пиксели  $A_1$ ,  $B_1$ ,  $C_1$  и  $D_1$ . Число отсчетов в каждом пикселе является суммой всех

отсчетов вдоль глубины в просматриваемом направлении. В МОП создается новая реконструкционная матрица такого же размера (4 × ×4) путем добавления числа отсчетов в пикселе  $A_1$  матрицы сбора в каждый пиксель первого столбца матрицы реконструкции (рис. 7.10,*B*). Такая же операция производится с числом отсчетов в пикселях  $B_1$ ,  $C_1$  и  $D_1$ , только они добавляются в каждый пиксель второго, третьего и четвертого столбцов матрицы реконструкции, соответственно.



Рис. 7.9. Иллюстрация основного принципа реконструкции изображения методом обратного проецирования: A – излучение, выходящее из объекта с двумя "горячими пятнами" (сплошные сферы), измеряется в трех проекциях, расположенных под углом 120° относительно друг друга; B – собранные данные используются для реконструкции; C – из множества проекций создается реконструированное изображение объекта в данном сечении; D – эффект размытия, описываемый функцией 1/r, где r – расстояние от центральной точки [8]

Далее предположим, что набор данных проводится с бокового направления (90°) и данные накапливаются опять в 4 × 4 матрице набора. Первая строка этой матрицы, состоящая из пикселей  $A_2$ ,  $B_2$ ,  $C_2$  и  $D_2$ , показана на рис. 7.10, В. Число отсчетов в пикселе  $A_2$  добавляется в каждый пиксель первой строки той же матрицы реконструкции, в пикселе  $B_2$  в каждый пиксель второй строки и т.д. Если будут проведены измерения и под другими углами, то первую строку данных, накопленных с каждого направления в матрице сбора, следует таким же образом проецировать обратно в матрицу реконструкции. Этот способ обратного проецирования приводит в результате к суперпозиции данных с каждой проекции, тем самым формируя окончательное поперечное изображение с участками увеличенной или уменьшенной активности (рис. 7.10,*C*).



Рис. 7.10. Иллюстрация метода обратного проецирования, используя данные из матрицы набора в матрице реконструкции [8]

Подобным же образом проводится обратное проецирование данных, которые накапливаются в трех других строчках матрицы набора. Они соответствуют измерениям, выполненным для других срезов объекта. В результате создаются поперечные изображения объекта в четырех поперечных срезах. Если для накопления и реконструкции применяются матрицы 64 × 64, то генерация поперечных изображений проводится в 64 срезах. Из этих поперечных изображений с помощью соответствующей выборки и упорядочивания

пикселей вдоль вертикальной и горизонтальной осей можно сформировать сагиттальное и коронарное изображения. Для уменьшения статистических флуктуаций на практике часто применяется объединение (свертывание) отсчетов из нескольких срезов в один.

### 3.2. Обратное проецирование с фильтрацией

МПОП имеет проблему "звездообразных" артефактов (см. рис. 7.9,С), вызываемых проникновением излучения со смежных областей с увеличенной активностью (англ. "shining through"). В результате происходит размытие изображения объекта. Так как эффект размытия уменьшается с увеличением расстояния r от объекта интереса, то его допустимо приближенно описать функцией 1/r (рис. 7.9, D). Возникновение "звездообразных" артефактов можно рассматривать как "переливание" определенного количества отсчетов из пикселя интереса в соседние пиксели. Эффект размытия возможно минимизировать, применяя фильтрацию к данным в матрице набора, и уже фильтрованные проекции включать в процесс обратного проецирования. Такой подход называется обратным проецированием с фильтрацией. Он имеет два математических метода реализации: метод свертки в пространственном домене и метод преобразований Фурье в частотном домене. Остановимся на них подробнее.

#### 3.2.1. Метод свертки

Размытие реконструированных изображений, имеющее место при МПОП, в значительной степени устраняется с помощью свертки, в которой функция, называемая "ядром", сворачивается с данными проекции и полученный результат подвергается обратному проектированию. Применение ядра является математической операцией, которая существенно удаляет 1/r особенность, беря некоторую часть отсчетов из соседних пикселей и перенося их в центральный пиксель интереса. Формально математически свернутое изображения f'(x, y) записывается в виде

$$f'(x, y) = \sum_{i=-N}^{N} \sum_{j=-N}^{N} h_{i,j} \otimes f_{i,j}(x-i, y-j),$$
(7.4)

где  $f_{i,j}(x-i, y-j)$  – пиксельная плотность счета в локализации x-i, y-j в набранной проекции;  $h_{i,j}$  – весовой фактор ядра свертки.

Для уменьшения статистических флуктуаций в ЯМ широко используется введенный ранее (глава 5) девятиточечный сглаживающий фильтр (3 × 3 размер). Смысл этого приема заключается в усреднении числа отсчетов в каждом пикселе в соответствии с числом отсчетов в соседних пикселях в матрице набора данных. Пример применения девятиточечного сглаживающего фильтра показан на рис. 7.11. Пусть необходимо сгладить в матрице набора пиксель с числом отсчетов 5. Предположим, что свертывается 3 × 3 матрица набора (такого же размера как матрица ядра), центрированная на выбранном пикселе. Каждая исходная величина пикселя этой матрицы умножается на соответствующий весовой фактор и результаты суммируются. Весовые факторы вычисляются делением индивидуальных пиксельных значений матрицы ядра на сумму всех пиксельных значений матрицы. В результате данной операции значение числа отсчетов в пикселе изменилось с 5 на 3. Таким же образом сглаживаются значения, накопленные во всех пикселях матрицы набора.



Рис. 7.11. Иллюстрация методики сглаживания в пространственном домене с девятиточечным сглаживающим ядром [8]

Пространственное ядро, описанное выше и имеющие все взвешивающие факторы положительными, уменьшает шум, но одновременно ухудшает пространственное разрешение. Резкие края в исходном изображении размываются в результате такой операции сглаживания.

Другой вид ядра, часто используемый в пространственном домене, состоит из узкого центрального пика с положительными и отрицательными значениями по обеим сторонам пика (рис. 7.12).



Рис.7.12. Фильтр в пространственном домене. Отрицательные значения по бокам центрального максимума уменьшают нежелательные вклады, которые ведут к размытию реконструированного изображения [8]

Когда этот так называемый "обостряющий края" фильтр применяется центрально к пикселю для корректировки, отрицательные значения нейтрализуют или исключают вклад от плотности отсчетов в соседних пикселях. Такая процедура повторяется для всех пикселей, после чего скорректированные данные включаются в процесс обратного проецирования. Метод воспроизводит первоначальное изображение с лучшим пространственным разрешением, но увеличивается шум. Отметим, что размытие, обусловленное МПОП, данным методом устраняется, однако шум, присущий набору данных вследствие ограничений пространственного разрешения визуализационного устройства, не уменьшается, а скорее увеличивается.

#### 3.2.2. Метод преобразований Фурье

Метод преобразований Фурье частично рассматривался в главе 5 применительно к получению плоскостных изображений. Будет полезно еще раз вернуться к обсуждению его особенностей применительно к ОФЭКТ.

Данные ЯМ, полученные в пространственном домене (рис. 7.13, *A*), могут быть выражены в частотном домене как сумма рядов синусоидальных волн разной амплитуды, пространственной частоты и фазовых сдвигов (рис. 7.13, *B*). Таким образом, данные каждой строки и каждого столбца матрицы набора возможно представить в виде подобной суммы. Процесс определения амплитуд синусоидальных волн называется преобразованием Фурье, а процесс преобразования из частотного домена в пространственный называется обратным преобразованием Фурье.



Рис. 7.13. Представление объекта в пространственном и частотном доменах [8]

Реконструкция изображений методом Фурье может проводиться двумя способами: или непосредственно, или используя фильтрацию. В прямом подходе преобразования Фурье отдельных набранных проекций выполняются в полярной системе координат частотного домена. Полученные результаты затем используются для расчета значений в декартовой системе координат. К последним для получения изображения применяется уже обратное преобразование Фурье. Такой способ не есть, строго говоря, обратное проецирование и редко используется для реконструкции изображений из-за большой трудоемкости.

Более удобным способом реконструкции является фильтрованное обратное проецирование, используя метод Фурье (ФОПФ, англ. *FBP*). В этом случае для устранения размытия, описываемого функцией 1/r, которое возникает при простом обратном проецировании, применяется фильтрация. Фильтрация выполняет модуляцию амплитуд разных частот, сохраняя широкие структуры изображения, представляемые низкими частотами, и уменьшая амплитуду или совсем устраняя мелкие структуры, представляемые высокими частотами. Если обозначить двумерное преобразование Фурье функции f(x,y) (см. формулу (7.4)) через  $F(v_x,v_y)$ , а функцию пропускания фильтра через H(v), то процедура фильтрации математически записывается в виде

$$F'(\mathbf{v}) = H(\mathbf{v}) \cdot F(\mathbf{v}). \tag{7.5}$$

Далее к  $F'(v_x, v_y)$  применяется обратное преобразование Фурье для получения фильтрованных проекций, которые затем обратно проецируются. Изображения, получаемые методом фильтрованного преобразования Фурье примерно эквивалентны изображениям, получаемым методом свертки, но современные компьютеры, применяя методику быстрых преобразований Фурье, выполняют реконструкцию изображений методом фильтрованных преобразований Фурье значительно быстрее. Наиболее широко используемые в ЯМ фильтры были рассмотрены ранее в главе 5.

### 3.3. Метод итеративной реконструкции

Основной принцип итеративной реконструкции заключается в сравнении измеренного изображения с оцененным изображением. Сравнение повторяется, пока не будет достигнуто удовлетворительное согласие. На практике первоначальная оценка создается из отдельных пикселей в проекции реконструированной матрицы такого же размера как матрица набора, и далее проекция сравнивается с измеренным изображением. Если оцененные пиксельные значения в проекции меньше или больше чем измеренные значения, тогда каждое пиксельное значение подправляется по отношению к другим пикселям в проекции для получения новой версии оцениваемой проекции. Последняя затем сравнивается с измеренной проекцией. Процесс повторяется до тех пор, пока не будет получено удовлетворительное согласие между оцениваемым и истинным изображением. Схематическое представление реконструкции изображений итерационным методом показано на рис. 7.14. Итерационный метод связан с большим количеством вычислений, поэтому до последнего времени редко применялся на практике. С появлением в клиниках мощной компьютерной техники ситуация изменилась, особенно популярным этот метод стал при реконструкции изображений в ПЭТ.

В качестве начального приближения для оценочного сравнения часто выбирается однородное изображение (например, все пиксели равны 0, 1 или средней величине). Изображение далее разворачивается (англ. unfolded) в ряд проекций. Этот процесс, в противоположность к обратному проецированию, называется "прямое проецирование". В нем проводится определение взвешенной суммы активностей во всех пикселях в проекции поперек оцененного изображения. Как показано на рис. 7.15, проекция  $q_i$  в оцененном изображении рассчитывается в виде

$$q_{i} = \sum_{j=1}^{N} a_{ij} C_{j}, \qquad (7.6)$$

где  $C_j$  – число отсчетов (активность) в *j*-пикселе;  $a_{ij}$  – вероятность, что эмиссия из пикселя *j* будет зарегистрирована в *i*-проекции. Вес  $a_{ij}$  равен доли активности в *j*-пикселе от полной активности вдоль *j*-проекции.

Если  $p_i$  есть измеренная проекция, то погрешность рассчитывается как разность  $(p_i - q_i)$  или как отношение  $p_i/q_i$ . Эта погрешность  $((p_i - q_i)$  или  $p_i/q_i)$  в виде весовых факторов затем включается во все пиксели (N) вдоль *i*-проекции в соответствии с выражениями

$$\Delta C_{j} = \frac{a_{ij}(p_{i} - q_{i})}{\sum_{j=1}^{N} a_{ij}}$$
или  $\Delta C_{j} = \frac{a_{ij}(p_{i} / q_{i})}{\sum_{j=1}^{N} a_{ij}},$  (7.7)

где  $\Delta C_j$  – погрешность, вводимая в *j*-пиксель *i*-проекции. Отметим, что при расчете погрешности учитываются только пиксели, принадлежащие данной проекции. Однако в действительности, все пиксели изображения имеют конечную вероятность создать вклады в отсчеты любого пикселя в любой проекции, и поэтому расчет погрешностей является времязатратным процессом.



Рис. 7.14. Принципиальная схема итерационного метода реконструкции изображений



Рис.7.15. Иллюстрация расчета проекции *q<sub>i</sub>* оцененного изображения, представляющей сумму отсчетов во всех пикселях *C<sub>i</sub>* 

На практике используются три способа расчета и применения поправок на наличие погрешностей. В методике простой итерации (точка-за-точкой) рассчитываются погрешности, обусловленные всеми пикселями из всех проекций, проходящих через конкретный пиксель, и результаты используются для корректировки числа отсчетов в этом пикселе, прежде чем перейти к следующему пикселю. В методике проекция-за-проекцией погрешность рассчитывается для каждой проекции, и изображение корректируется перед переходом к следующей проекции. В методике одновременной итерации погрешность определяется для всех проекций и затем используется для одновременной корректировки изображения.

Отличительные особенности итерационного метода реконструкции изображений по сравнению с методом фильтрованного обратного проецирования заключаются в практическом отсутствии в изображениях артефактов, что достаточно часто наблюдается при реконструкции изображений последним методом, и в лучшем значении отношения сигнал/шум в низкоконтрастных областях.

## 4. Количественная ОФЭКТ

Значительные успехи в разработке новых РФП, совершенствование инструментария, методов набора экспериментальных данных, реконструкции изображений и обработки данных существенно улучшили качество и количественную точность изображений в ОФЭКТ, что позволило продвинуть ОФЭКТ в новый сектор клинической практики. ОФЭКТ прочно закрепилась как важный клинический инструмент в диагностической радиологии, особенно в клинической оценке перфузии мозга, костных метастазов, кровоснабжении миокарда, и в самое последнее время, в молекулярном изображении малых животных с высоким разрешением с помощью технологии микро-ОФЭКТ изображений. Технологические достижения привели к улучшению клинической диагностики и контроля пациентов и, кроме того, внесли вклад в прогресс биомедицинских исследований.

Создание количественной ОФЭКТ стало целью многих исследований и клинических приложений. Она особенно важна в клинической диагностике, где точное определение распределения РФП по разным органом является жизненно необходимым. Однако даже после десятилетий исследований и разработок, приведших к впечатляющему прогрессу, главная цель этой активной деятельности еще полностью не достигнута, и энергичная работа в данном направлении должна быть продолжена.

### 4.1. Количественное определение

Понятие "количественное определение" часто используется в двух значениях. Первое применяется в разных научных дисципли-

нах для присваивания численных значений измеряемым параметрам при сборе и анализе данных. Второе значение означает "измерять точно" и применяется в экспериментальных исследованиях в физике, химии, биомедицинских науках и др. В области ОФЭКТ используется обычно второе значение, но имеющее два толкования. Одно означает точность измерения (англ. *accuracy*), а второе – воспроизводимость измерения (англ. *precision*). Эти два понятия достаточно подробно рассматривались ранее в разделе 4 главы 2, поэтому здесь обсуждаться не будут.

Термин «количественное определение» в литературе относят к двум типам измерений. Один – это относительные измерения, которые означают отношение результатов измерений в двух разных областях для одного и того же изображения ОФЭКТ или одной и той же области в двух разных изображениях, полученных в разное время и возможно при различных значениях параметров. Как пример, можно указать на динамические исследования активности в каком-либо органе. Второй тип – это абсолютное количественное определение, которое относят к точным и воспроизводимым измерениям определенных величин. Как примеры в ОФЭКТ, приведем измерения площади, объема и активности в органе интереса.

Главная цель количественной ОФЭКТ состоит в предоставлении таких реконструированных изображений, каждый пиксель в которых дает абсолютную концентрацию активности в соответствующей области пациента. Кроме того, количественная ОФЭКТ должна содержать минимальное количество артефактов и искажений.

### 4.2. Факторы, влияющие на количественную ОФЭКТ

Количественная ОФЭКТ подвержена искажающему влиянию многих факторов (см. например, [9]), которые можно сгруппировать в три основных категории: факторы пациента, физические и технические факторы.

#### 4.2.1. Факторы пациента

Распределение конкретного РФП внутри пациента связано с его физиологией и анатомией, поэтому на набор данных ОФЭКТ оказывают влияние индивидуальные особенности пациентов. Размер тела пациента влияет на ослабление и рассеяние излучения. Биокинетика РФП в пациенте определяет усвоение РФП и временное распределение активности в различных органах. Непроизвольные движения, такие как дыхание и сердцебиение, и сознательные перемещения пациента во время набора данных могут приводить к возникновению артефактов и к неточности количественного определения распределений.

#### 4.2.2. Физические факторы

Большинство фотонов, испускаемых введенными в пациента РФП, испытывает взаимодействие с биологическими тканями пациента. Часть фотонов при этом поглощается, часть испытывает рассеяние, в результате которого фотоны изменяют направление своего движения и теряют некоторую долю своей энергии (см. главу 6). Чем ниже энергия фотонов, тем больше вероятность взаимодействия. Для 140-кэВ фотонов <sup>99m</sup>Tc коэффициент ослабления при исследованиях головного мозга равен ~ 4, а при исследовании миокарда ~ 5. Так как форма тела человека далека от цилиндрической, то ослабление и рассеяние излучения по разным направлениям существенно отличаются. Эти эффекты, если не проводится соответствующая коррекция, сильно ухудшают качество и точность изображений ОФЭКТ по причинам подробно рассмотренным в главе 6.

#### 4.2.3. Технические факторы

Технические факторы также оказывают важное влияние на количественную ОФЭКТ. Они включают характеристики аппаратуры, параметры набора и обработки данных, методы реконструкции и процессинга изображений. Основное воздействие инструментария на количественную ОФЭКТ осуществляется через эффективность регистрации детекторов и пространственное разрешение системы. Эффективность регистрации определяет число зарегистрированных фотонов и флуктуации шума в изображении, что ограничивает точность и воспроизводимость количественной ОФЭКТ. Плохое пространственное разрешение не позволяет выявлять тонкую структуру и затрудняет разделение районов интереса.

В типичной системе ОФЭКТ определяющее влияние на эффективность регистрации и пространственное разрешение оказывает коллиматор детектора (см. главу 4). Особенно сложные проблемы возникают при получении изображений распределения РФП, меченных р/н, испускающих высокоэнергетичные фотоны. На рис. 7.16 показаны экспериментальные *PSF* коллиматоров с различной конструкцией для фотонов разных энергий. Из рисунка видно, что при использовании типового низкоэнергетического коллиматора для регистрации фотонов низких энергий эффекты рассеяния и излучения прохождения через коллиматор незначительны (рис.7.16,а). Если этот коллиматор применить при регистрации фотонов с высокой энергией, то будут сильно выражены эффекты рассеяния и прохождения фотонов через септу коллиматора. Использование для этих целей типового высокоэнергетического коллиматора только частично уменьшает эти эффекты (рис. 7.16,б).



Рис. 7.16. Экспериментальные функции отклика точечного источника (*PSF*) для разных коллиматоров, измеренные на расстоянии между источником и коллиматором, равном 10 см, для разных энергий источников: *А*) – низкоэнергетический универсальный коллиматор корпорации "Дженерал электрик" (*GE LEGP*); *Б*) – универсальные коллиматоры для средних энергий корпорации "Дженерал электрик" (*GE MEGP*) и корпорации "Сименс" (*Siemens ME*); *B*) – высокоэнергетичный универсальный коллиматор корпорации "Сименс" (*Siemens HE*) [10]

Другие технические факторы, включая мертвое время, энергетическое разрешение, однородность, линейность и ориентация системы ОФЭКТ также оказывают заметное влияние на качество и количественную точность изображений ОФЭКТ. Традиционные методы реконструкции изображений (см. главу 5), например метод фильтрованного обратного проецирования с компенсацией и без компенсации факторов, ухудшающих изображение, производят изображения, которые часто количественно неточны и содержат артефакты и искажения. Широко применяемые технология сглаживания, метод восстанавливающих фильтров и другие технологии процессинга изображений (например, оконная технология для дисплея) обеспечивают эстетически приятные изображения, подавляя шумы и артефакты изображения, однако они не улучшают количественную точность изображений ОФЭКТ [10]. Ниже на основе материалов работы [10] дается краткий обзор методов компенсации вредного влияния на количественную ОФЭКТ ослабления и рассеяния излучения и отклика коллиматора детектора. Методы представлены в порядке увеличения количественной точности.

## 4.3. Методы компенсации ослабления

Эффект ослабления является функцией глубины источника и ослабляющих свойств среды вдоль направления испускания фотонов. Фактор ослабления для точечного источника, находящегося внутри пациента в точке  $(x_0, y_0)$  (рис. 7.17), вдоль направления испускания фотона (s) без учета рассеяния излучения определяется следующим интегралом:

$$A(x_0, y_0) = \int_{(x_0, y_0)}^{\infty} \exp\left[-\mu(x, y)\right] \cdot ds,$$
(7.8)

где  $\mu(x,y)$  – линейный коэффициент ослабления фотонов в точке (x,y) внутри пациента.

Из уравнения (7.8) значение проецируемых данных  $p(t,\varphi)$  для локализации *t* и угла проекции  $\varphi$  распределения источника эмиссии f(x,y) внутри ослабляющей среды дается выражением

$$p(t,\varphi) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x,y) \cdot \exp\left[-\int_{(x,y)}^{\infty} \mu(u,v) \cdot dl\right] ds, \quad (7.9)$$

где интеграл берется вдоль луча проекции.

Уравнение (7.9) представляет преобразование Радона с ослаблением. Целью методов компенсации ослабления является поиск истинного распределения активности на базе проекционных данных ослабления или решение проблемы с помощью обратного преобразования Радона с поглощением. Методы компенсации, применяемые в ОФЭКТ, можно разделить на две группы: методы, предназначенные для однородных сред; методы, учитывающие неоднородность среды.



Рис. 7.17. Геометрия расчета фактора ослабления излучения, испускаемого из точки (*x*<sub>0</sub>,*y*<sub>0</sub>), вдоль луча проекции [10]

#### 4.3.1. Методы компенсации для однородного ослабления

Методы компенсации ослабления этой группы предполагают постоянное значение µ по всему исследуемому объему, что вполне допустимо для диагностики головы и живота. Решение проблемы реконструкции изображений ОФЭКТ при данном предположении сильно упрощается. Применяемые на практике методы компенсации можно разделить в этом случае на три класса: методы предварительной обработки, внутренние методы и методы заключительной обработки.

Методы предварительной обработки проводят компенсацию проекционных данных перед реконструкцией [11, 12]. К типичным примерам этих методов относятся методы геометрического и арифметического среднего (см. глава 6) для сопряженных проекций [13]. Эти методы хорошо работают для одного источника, сильно зависят от толщины тела, слабо зависят от толщины источника и почти не зависят от глубины источника. Ограничением для обоих методов являются ситуации с несколькими источниками, когда требуется информация о толщине и глубине источников. Этих недостатков лишен метод сдвига и сглаживания Фурье преобразований проекционных данных, предложенный в работе [14].

Во внутренних методах компенсация ослабления применяется в процессе шагов реконструкции. Типичным примером являются методы, основанные на аналитическом решении задачи реконструкции изображений [15, 16]. Недостаток этих методов заключается в генерировании достаточно высокого шума в реконструированных изображениях.

К методам заключительной обработки относится хорошо известный метод Чанга [17], в котором данные измеренных проекций сначала реконструируются без применения компенсации ослабления. Фактор ослабления для каждой точки изображения рассчитывается как средний фактор ослабления для всех проекционных углов. Компенсация ослабления реализуется умножением каждого пикселя в реконструированном изображении на фактор ослабления. Метод хорошо себя показывает на практике.

В литературе были предложены также несколько итерационных подходов к компенсации ослабления. Однако они имеют тенденцию к избыточной коррекции в некоторых областях и недокоррекции в других областях изображения. Кроме того с каждой новой итерацией наблюдается увеличения шума в изображении.

#### 4.3.2. Методы компенсации для неоднородного ослабления

В теле человека имеется ряд областей, к которым предположение об однородном ослаблении неприменимо. Так как аналитическое решение проблемы неоднородного ослабления пока не найдено, компенсация ослабления проводится либо приближенно, либо по итерационной схеме.

Приближенным, но эффективным методом коррекции ослабления в неоднородных областях, является алгоритм Чанга [18], который включает учет распределения ослабления при расчете фактора коррекции. Преимуществом этого метода является быстрота и довольно высокая точность компенсации. Недостаток метода состоит в тенденции к изменению характеристик изображения с итерациями и увеличение шума с увеличением числа итераций.

Другой подход к компенсации неоднородного ослабления заключается в использовании методов итеративной реконструкции. Примером таких методов являются метод максимизации математического ожидания максимального правдоподобия (ML-EM) [19], метод взвешенных наименьших квадратов-сопряженного градиента (WLS-CG) [20] и метод максимизации максимума апостериорного ожидания (МАР-ЕМ) [21, 22]. Компенсация ослабления достигается моделированием распределения коэффициента ослабления тела в прямой и обратной проекции, используемых в итеративных алгоритмах реконструкции. При клинических исследованиях распределение коэффициента ослабления для конкретного пациента может быть получено с помощью трансмиссионной компьютерной томографии (КТ). Адекватное моделирование ослабления фотонов позволяет итеративным алгоритмам достигать более точной коррекции неоднородного ослабления, чем это делают неитеративные методы [23].

### 4.4. Методы компенсации отклика детектора

Как описывалось в главах 4 и 5 пространственное разрешение коллиматора детектора типовых гамма-камер, применяемых в системах ОФЭКТ, ухудшается с увеличением расстояния между детектором и источником. Для компенсации этого эффекта было предложено несколько подходов. В первом из них предполагается постоянный усредненный отклик детектора, а компенсация изменения пространственного разрешения производится приближенно с помощью восстанавливающих фильтров Метца и Винера (см. главу 5) [24, 25]. В другом подходе были применены аналитические методы компенсации. Один из методов, разработанный в работе [26], требует информацию, которую очень трудно получить на практике, в другом методе делается предположение о форме отклика детектора, которая отличается от реальной [27]. В литературе были предложены также аналитические методы, в которых PSF детектора моделировалась 2-мерным распределением Гаусса, ширина которого изменялась с изменением расстояния от коллиматора [28,29].

Для компенсации пространственного изменения отклика детектора был применен и итерационный подход, причем как в 2-мерной [30, 31], так и в 3-мерной геометрии [32, 33]. Практика показала, что итерационный подход позволяет получить изображения более качественные и более точные количественно по сравнению со всеми остальными методами.

#### 4.5. Методы компенсации рассеяния

Методы компенсации рассеяния в ОФЭКТ можно разделить на две группы. В первой группе компонент рассеяния данных набора в заданном энергетическом окне рассматривается как не содержащий полезной информации и вносящий вклад в ухудшение контраста и количественной точности реконструированных изображений. Были изобретены различные схемы для оценки и вычитания этого компонента, позволившие улучшить контраст и количественную точность. Примером подобных исследований являются работы [34, 35]. Методы данной группы имеют ряд проблем. В частности, вычитание рассеяния приводит к увеличению шума в изображении. В этих методах не учитывается, что функция отклика для рассеяния не является пространственно-инвариантной и изменяется с глубиной и с расстоянием от края среды.

В другой группе методов компенсации рассеяния функция отклика для рассеяния определяется из моделирования методом Монте-Карло и используется в итерационном процессе [36]. Недостатком этого подхода является большое время, требуемое для проведения расчетов, поэтому в ряде работ были сделаны попытки аппроксимации и параметризации функции отклика для рассеянного компонента, например в [37].

На рис. 7.18 в заключение для сравнения приводятся изображения, реконструированные традиционным методом фильтрованного преобразования Фурье и 3-мерным итерационным методом. Результаты сравнения явно демонстрируют существенные улучшения и качества изображения и количественную точность при использовании современных итерационных методов.



Рис. 7.18. Сравнение изображений, реконструированных традиционным методом фильтрованного преобразования Фурье без всякой компенсации (*A*) и 3-мерным итерационным методом с аккуратным моделированием процессов визуализации (*Б*) (адаптировано из[10])

### 5. Тесты контроля качества для ОФЭКТ

#### 5.1. Ежедневные тесты

Большинство ежедневных тестов контроля качества для ОФЭКТ совпадает с тестами для традиционных гамма-камер, описанных ранее в главе 3, однако предъявляемые требования являются более жесткими. К ежедневным тестам, в первую очередь, относятся проверка положения фотопиков и проверка однородности. Эти тесты выполняются для каждой головки системы. В системах ОФЭКТ при использовании метода фильтрованного обратного проецирования неоднородности существенно усиливаются, приводя к появлению артефактов в изображении, особенно в центре ротации. Чтобы достичь однородности в изображениях ОФЭКТ, неоднородность в полезном поле обзора (*UFOV*) для каждой головки системы должна быть меньше 1 %. Такой результат можно получить, набрав, по крайней мере, 30 миллионов отсчетов для  $64 \times 64$  изображений или

120 миллионов отсчетов для 128 × 128 изображений. Однако на практике набирают 5 миллионов отсчетов для камер с широким полем обзора и 3 миллиона отсчетов для камер с малым полем обзора.

#### 5.2. Еженедельные тесты

Наиболее важными еженедельными тестами являются проверка пространственного разрешения и положения центра ротации. Контроль пространственного разрешения выполняется для каждой головки системы с помощью бар-фантома таким же способом, как и для традиционной гамма-камеры (см. главу 3). При определении пространственного разрешения внутренним методом два детектора устанавливаются на максимальный радиус, точечный источник <sup>99т</sup>Тс помещается в держатель источника штатного механизма, размещенный на тыльной стороне стола системы. Бар-фантом прикрепляется непосредственно к детектору и стол поднимается на максимальную высоту.

Корректировка центра ротации проводится раз в неделю или раз в две недели, используя компьютерное обеспечение, поставляемое производителем вместе с аппаратурой системы ОФЭКТ. Начиная коррекцию, лицевую сторону камеры необходимо установить параллельно оси ротации. В общем случае, в поле обзора камеры помещается точечный или линейный источник и проводится 360градусное сканирование источника. Программное обеспечение анализирует сканы и определяет, находится ли центр ротации в установленных пределах.

В настоящее время многие фирмы предлагают фантом, в котором используются пять точечных источников для низкоэнергетического коллиматора с высоким разрешением и три точечных источника для коллиматоров средней энергии и высокоэнергетических коллиматоров. Фантомы с источниками в рабочей позиции размещаются на столе пациента. Система ОФЭКТ набирает данные для 360-градусной круговой орбиты радиусом 20 см, если головки системы расположены под углом 180-градусов. Для 90-градусной конфигурации радиус орбиты указывается производителем. Если положение центра ротации откорректировано надлежащим образом, точечные источники должны быть видны в изображениях всех проекций.

Этот метод применяется также для проверки ориентации головки и отклонения от конфигурации круговой орбиты в системе с несколькими камерами. На рис. 7.19 показан пример возникновения кольцевого артефакта из-за некорректного расположения центра ротации головок.



Рис. 7.19. Иллюстрация эффекта влияния некорректного (смещенного) расположения центра ротации, в результате которого в изображении возникает кольцеобразный артефакт [38]

### Контрольные вопросы

1. Опишите принципы ОФЭКТ.

2. Какой тип коллиматоров и почему преимущественно используется в ОФЭКТ?

3. Какие потенциальные преимущества может принести применение коллиматоров с конусными или веерными каналами?

4. Что сильнее влияет на качество изображения: улучшение пространственного разрешения или увеличение числа отсчетов?

5. В чем недостаток круговых орбит?

6. Какие преимущества и недостатки имеет применение многоголовочных систем ОФЭКТ перед одноголовочной? 7. Как в ОФЭКТ производится корректировка ослабления излучения?

8. Какая угловая выборка является оптимальной в ОФЭКТ?

9. Какие методы реконструкции изображений получили наибольшее распространение в настоящее время?

10. Объясните, как реконструируется изображение методом обратного проецирования в ОФЭКТ.

11. В чем отличие метода фильтрованного обратного проецирования от метода простого обратного проецирования?

12. Почему возникают в изображении "звездообразные" артефакты?

13. Как производится устранение размытости изображений при их реконструкции методом обратного проецирования?

14. Как производится уменьшение статистических флуктуаций в изображении при их реконструкции методом обратного проецирования?

15. Гамма-камера имеет детектор NaI(Tl) диаметром 38 см. Данные набираются в матрицу 64 × 64. Чему равна частота Найквиста?

16. В чем преимущества метода преобразований Фурье перед методом свертки?

17. Истинно или ложно утверждение, что данные с высокой частотой представляют шум в реконструированном изображении ОФЭКТ?

18. Объясните основные принципы итерационного метода реконструкции изображений.

19. В чем отличительная особенность итерационного метода по сравнению с методом фильтрованного обратного проецирования?

20. Что такое количественная ОФЭКТ и какая у нее главная цель?

21. Какие факторы влияют на количественную ОФЭКТ?

22. Опишите методы компенсации, применяемые в количественной ОФЭКТ, для случая однородного ослабления?

23. Опишите методы компенсации, применяемые в количественной ОФЭКТ, для случая неоднородного ослабления?

24. Каким образом проводится в количественной ОФЭКТ компенсация отклика детектора? 1. Fahey F.H., Harkness B.A. Gamma camera SPECT systems and quality control // In: Nuclear medicine.  $2^{nd}$  edition. V. 1 / Ed. by R.E. Henkin, D. Bova, G.L. Dillehay et al. 2006. Mosby, Inc. P. 196 – 212.

2. Muchllenehner G. Effect of resolution improvement on required count density in ECT imaging: a computed simulation // Phys. Med. Biol. V. 30. 1985. P. 163 - 173.

3. Sensitivity, resolution and image quality with a multi-head SPECT camera. F.H. Fahey, B.A. Harkness, J.W. Keyes et al // J. Nucl. Med. V. 33. 1992. P. 1859 - 1863.

4. Design and clinical utility of fan beam collimator for SPECT imaging of the head. B.M.W. Tsui, G.T. Gullberg, E.R. Edgerton et al // J. Nucl. Med. V. 27. 1986. P. 810 - 819.

5. Jaszczak R.J., Greer K.L., Coleman R.E. SPECT using a specially designed cone beam collimator // J. Nucl. Med. V. 29. 1988. P. 1398 – 1405.

6. Chang L.T. A method for attenuation correction in radionuclide computed tomography // IEEE Trans. Nucl. Sci. V.25. 1978. P. 638 - 643.

7. Balley D.L. Transmission scanning in emission tomography // Eur. J. Nucl. Med. V. 25. 1998. P. 774 – 787.

8. Gopal B. Saha. Physics and radiobiology of nuclear medicine. Third edition // Springer. (Cleveland, USA). 2010.

9. Quantitative SPECT: basics and clinical consideration. B.M.W. Tsui, X.D. Zhao, E.C. Frey et al // Semin. Nucl. Med. V. 24. 1994. P. 38 – 65.

10. Tsui B.M.W. Quantitative SPECT // In: Nuclear medicine.  $2^{nd}$  edition. V. 1 / Ed. by R.E. Henkin, D. Bova, G.L. Dillehay et al. 2006. Mosby, Inc. P. 223 – 245.

11. Radionuclide emission computed tomography of the head with <sup>99m</sup>Tc and a scintillation Coleman camer. R.J. Jaszczak, P.H. Murphy, D. Huard et al // J. Nucl. Med. V. 18, 1977. P. 373 – 380.

12. Key D.B., Keyes J.W. First order correction for absorption and resolution compensation in radionuclide Fourier tomography // J. Nucl. Med. V. 16. 1975. P. 540 - 541.

13. Sorenson J.A. Quantitative measurement of radiation in vivo by whole body counting // In: Instrumentation in nuclear medicine. V.2. / Eds: Hine G.H., Sorenson J.A. New York. 1984. P. 311 - 348.

14. Compensation of tissue absorption in emission tomography. S. Bellini, M. Piacentini, C. Cafforio et al // IEEE Trans. Acoust. Speech Signal Processing. V. 27. 1979. P. 213 – 218.

15. Inouye T., Kose K., Hasegawa A. Image reconstruction algorithm for single-photon-emission computed tomography with uniform attenuation // Phys. Med. Biol. V. 34. 1989. P. 299 – 304.

16. Tanaka E., Toyama H., Murayama H. Convolution image reconstruction for quantitative single photon emission computed tomography // Phys. Med. Biol. V. 29. 1984. P. 1489 -- 1500.

17. Chang L.T. Attenuation correction in radionuclide computed tomography // IEEE Trans. Nucl. Sci. V. 25. 1978. P. 638 – 643.

18. Chang L.T. Attenuation correction and incomplete projection in single photon emission computed tomography // IEEE Trans. Nucl. Sci. V. 26. 1979. P. 2780 – 2789.

19. Shepp L.A. Vardi Y. Maximum likelihood reconstruction for emission tomography // IEEE Trans. Med. Imaging. V.1. 1982. P. 113 – 122.

20. Comparison between ML-EM and WLS-CG algorithm for SPECT image reconstruction. B.M.W. Tsui, X.D. Zhao, E.C. Frey et al // IEEE Trans. Nucl. Sci. V. 38. 1991. P. 1766 – 1772.

21.Lalus D.S., Tsui B.M.W. A generalised Gibbs prior for maximum a posteriori reconstruction in SPECT // Phys. Med. Biol. V. 38. 1993. P. 729 - 741.

22. Levitan E., Herman G.T. A maximum a posterior probability expectation maximization algorithm for image reconstruction in emission tomography // IEEE Trans. Med. Imaging. V. 6. 1987. P. 183 – 192.

23. Correction of nonuniform attenuation in cardiac SPECT imaging. B.M.W. Tsui, G.T. Gulberg, E.R. Edgerton et al // J. Nucl. Med. V. 30. 1989. P. 497 - 507.

24. Two-dimensional filtering of SPECT images using the Metz and Wiener filters. M.A. King, R.B., Schwinger P.W. Doherty et al // J. Nucl. Med. V. 25. 1984. P. 1234 - 1240.

25. King M.A., Schwinger P.W., Penney B.C. Variation of the count-dependent Metz filter with imaging system modulation transfer function // Med. Phys. V. 13. 1986. P. 139 - 149.

26. A theoretivcal-correct algorithm to compensate for a 3D spatially-variant point spread function in SPECT imaging. B.R. Zeeberg, A.N. Bice, S. Loncaric et al // In: Proceedings of the 1987 international conference on information processing in medical imaging. New York. 1988. Plenum Press. P. 245 - 254.

27. Appledorn C.R. An analytical solution to the nonstationary reconstruction problem in SPECT // Prog. Clin. Biol. Res. V. 363. 1991. P. 69 - 79.

28. Edholm P.R., Lewitt R.M.K., Lindholm B. Novel properties of the Fourier decomposition of the sonogram // Proc. SPIE. V. 671. 1986. P. 8 - 18.

29. Hawkins W.G., Leichner P.K., Yang N. The circular harmonic transform for SPECT reconstruction and boundary conditions on the Fourier transform of the sinogram // IEEE Trans. Med. Imaging. V. 7. 1988. P. 135 - 148.

30. Implementation of simultaneous attenuation and detector response correction in SPECT. B.M.W Tsui, H.B. Hu, D.R. Gilland et al // IEEE Trans. Nucl. Sci. V. 35. 1988. P. 778 – 783.

31. Formiconi A.R., Pupi A., Passeri A. Compensation of spatial system response in SPECT with conjugate gradient reconstruction technique // Phys. Med. Biol. V. 34. 1990. P. 69 – 84.

32. Zeng G.L., Guilberg G.T. Frequency domain implementation of three- dimensional geometric point response function correction in SPECT imaging // IEEE Trans. Nucl. Sci. V. 39. 1992. P. 1444 – 1453.

33.The importance and implementation of accurate threedimensional compensation methods for quantitative SPECT. B.M.W Tsui, E.C. Frey, X.D. Zhao et al // Phys. Med. Biol. V. 39. 1993. P. 509 -530.

34. Jaszczak R.J., Floyd C.E., Coleman R.E. Scatter compensation technique for SPECT // IEEE Trans. Nucl. Sci. V. 32. 1985. P. 786 – 793.

35. King M.A., Hademenjs G., Glick S.J. A dual-photopeak window method for scatter correction // J. Nucl. Med. V. 33. 1992. P. 605 – 612.

36. Floyd C.E., Jaszczak R.J., Coleman R.E. Inverse Monte Carlo: A unified reconstruction algorithm for SPECT // IEEE Trans. Nucl. Sci. V. 32. 1985. P. 779 – 985.

37. Frey E.C., Tsui B.M.W. A practical method for incorporating scatter in a projector-backprojecror for accurate scatter compensation in SPECT // IEEE Trans. Nucl. Sci. V. 40. 1993. P. 1107 – 1116.

38.Todd-Pokrotek A. The mathematics and physics of emission computerized tomography (ECT) // In: Emission Computed Tomography / Ed.:Esser P.D., Westerman B.R. New York: Society of Nuclear Medicine. 1983.

# Глава 8. Производство радионуклидов

В настоящее время известно около 1850 нуклидов, 280 из которых стабильны. В земной коре, в океанских и морских водах находится ряд естественных долгоживущих р/н, образующих цепочки последовательного радиоактивного распада. Этот ряд включает  $^{235}$ U,  $^{238}$ U,  $^{232}$ Th. Кроме того, на Земле имеется 16 других долгоживущих естественных р/н, включая  $^{40}$ K,  $^{50}$ V,  $^{87}$ Rb,  $^{113}$ Cd и  $^{115}$ In. Дополнительно некоторое количество короткоживущих р/н образуется из естественных источников и космическими лучами.

Большинство р/н создается искусственно путем превращения стабильных нуклидов в нестабильные нуклиды с помощью бомнейтронами, протонами, бардирования ИХ дейтеронами, αчастицами, у-излучением и другими ядерными частицами. Источником этих частиц могут быть р/н, ядерные реакторы или различного типа ускорители. Большое разнообразие искусственно созданных р/н способствовало прогрессу во многих приложениях физики, биологии, и конечно, медицине. Производство р/н в краткой общей форме было рассмотрено в разделе 5 главы1, в данной главе этот материал дополнен обсуждением специфических вопросов производства и использования р/н в ЯМ.

## 1. Уравнения производства радионуклидов

Скорость распада радиоактивного образца, как известно (см. главу 1), пропорциональна числу имеющихся в данный момент атомов,  $-dN/dt = \lambda N$ . Интегрирование этого уравнения приводит к также хорошо известному экспоненциальному закону радиоактивного распада  $N = N_0 \exp(-\lambda t)$ , где  $\lambda$  – постоянная распада и  $N_0$  – первоначальное число атомов (на момент времени t = 0).

Из предыдущих рассмотрений (см. глава 1) было видно, что производство данного р/н пропорционально числу атомов мишени  $N_t$ , плотности потока падающих частиц  $\varphi$  (в частности, нейтронов), и поперечному сечению реакции  $\sigma$ . Образовавшийся продукт сам испытывает радиоактивный распад. Таким образом, результирующая скорость изменения числа радиоактивных ядер продукта  $N_p$  в течение облучения равна
$$\frac{dN_p}{dt} = N_t \varphi \sigma - \lambda N_p. \tag{8.1}$$

Так как  $N_t$  обычно в ЯМ настолько велико, что остается постоянным в течение облучения, то решение уравнения (8.1) есть

$$\lambda N_p = N_t \varphi \sigma (1 - e^{-\lambda t}). \tag{8.2}$$

Активность продукта  $A_p$  к концу облучения равна  $\lambda N$ , откуда

$$A_p = N_t \varphi \sigma (1 - e^{-\lambda t}), \qquad (8.3)$$

где  $N_t = (m/M)N_AF$ ; m – масса образца в граммах;  $N_A$  – число Авогадро; M – атомная масса в г/моль; F – относительное содержание изотопа;  $\varphi$  – плотность потока падающих частиц в 1/(см<sup>2</sup>·с);  $\sigma$  – поперечное сечение в см<sup>2</sup>;  $\lambda$  – постоянная распада продукта в с<sup>-1</sup>; t – время облучения.

Отметим, что в случае большого времени облучения  $t_{irrad} >> T_{1/2}$  продукта, фактор (1-ехр(- $\lambda$ t)) стремится к 1. Это означает, что скорость образования и скорость распада продукта сравниваются, или, как говорят, реакция достигла насыщения. На практике облучение в течение времени большем, чем период полураспада продукта считается относительно неэффективным.

В полученный результат (уравнение (8.3) следует внести корректировку, когда образец достаточно велик или время облучения очень продолжительно. Для массивной мишени с большим поперечным сечением взаимодействия будет наблюдаться заметное поглощение нейтронов в наружных слоях мишени, что уменьшит эффективную плотность потока нейтронов. Этот эффект трудно рассчитать простыми методами (необходимо применить строгие методы теории переноса) и он обычно измеряется.

Уравнения производства может иметь одну из двух форм в зависимости от того, облучается ли мишень изотропно в ядерном реакторе или мононаправленным пучком ускорителя. В последнем случае поперечные размеры мишени обычно шире диаметра пучка, и мишень облучается в конкретном направлении. Здесь важно знание доли мишени, находящейся под облучением. Тогда наработанная активность для тонкой мишени равна

$$A_p = nI\sigma(1 - e^{-\lambda t}), \qquad (8.4)$$

где  $n = (\rho / M) \cdot F \cdot N_A \cdot \Delta x$  в атом/см<sup>2</sup>;  $\rho$  – плотность мишени в г/см<sup>3</sup>;  $\Delta x$  – толщина мишени в см; I – ток пучка (число бомбардирующих частиц в единицу времени).

В случае толстой мишени необходимо учитывать пробег бомбардирующих частиц в мишени и изменение поперечного сечения взаимодействия при уменьшении энергии частиц на длине пробега при линейных потерях энергии частиц (в частности, протонов) в мишени (dE/dx). Таким образом, активность продукта будет равна

$$A_{p} = nI(1 - e^{-\lambda t}) \int_{E_{f}}^{E_{i}} \frac{\sigma(E)}{(dE/dx)} dE,$$
(8.5)

где  $E_i$  и  $E_f$  – начальная и финальная энергия частицы, соответственно.

На практике интеграл в формуле (8.5) разбивают на тонкие слои, в пределах которых  $\sigma(E)$  можно считать постоянным. Для сложного вещества пробег частицы можно аппроксимировать согласно аддитивному правилу Брэгга:

$$1/R_c = \sum_i f_i / R_i,$$
 (8.6)

где  $R_c$  – пробег в сложном веществе;  $R_i$  – пробег в *i*-элементе;  $f_i$  – весовая доля *i*-элемента в сложном веществе.

# 2. Производство радионуклидов на ядерных реакторах

Наиболее мощным и экономически выгодным источником нейтронов для наработки р/н является ядерный реактор. Ядерные реакторы производят нейтроны за счет реакции деления <sup>235</sup>U, <sup>239</sup>Pu или <sup>233</sup>U. Нейтроны, образующиеся при делении, имеют непрерывный энергетический спектр в интервале от 0,1 до 20 МэВ с наиболее вероятной энергией, равной 1 МэВ, и средней энергией, равной 2 МэВ. За счет процессов взаимодействия и замедления спектр нейтронов модифицируется и расширяется в область малых энергий (вплоть до тепловых энергий). Конкретный вид спектра зависит от типа реактора и конструкции активной зоны. Мощные энергетические реакторы мало приспособлены для производства р/н, поэтому для этих целей используются, как правило, исследовательские реакторы теплового типа. Типичный энергетический спектр такого реактора показан на рис. 8.1.



Рис. 8.1. Типичный энергетический спектр нейтронов реактора на тепловых нейтронах

Нейтроны обычно группируются в три категории: тепловые нейтроны ( $E_n < 0,4$  эВ), эпитепловые нейтроны (0,4 эВ  $< E_n < 100$  кэВ) и быстрые нейтроны ( $E_n > 100$  кэВ). Энергетический спектр тепловых нейтронов аппроксимируется распределением Максвелла с максимумом около энергии 0,025 эВ. Эти нейтроны наиболее эффективны (имеют максимальные сечения взаимодействия) для получения р/н. Используемая плотность потока таких нейтронов зависит от мощности реактора и расположения мишени и находится в диапазоне от  $5 \cdot 10^6$  до  $5 \cdot 10^{15}$  нейтрон/(см<sup>2</sup>·с).

Большинство исследовательских реакторов на тепловых нейтронах имеют активную зону, погруженную в бассейн с водой или тяжелой водой, которая одновременно выполняет функции замедления нейтронов, охлаждения реактора и защиты от излучений. Мишени для облучения обычно размещают в специальных каналах, проходящих через активную зону реактора.

В табл. 8.1 приводится список р/н, важных для ЯМ, которые производятся на ядерных реакторах. Для этого применяются три типа ядерных реакций: реакция захвата нейтрона  $(n, \gamma)$ ; захват нейтрона с последующим радиоактивным распадом; деление. Наиболее широко используется реакция  $(n, \gamma)$  с тепловыми нейтронами в силу простоты реализации и высокого выхода продукта. Во многих случаях мишени делаются из такого же элемента (иногда природного материала), поэтому не требуется последующее химическое разделение мишени и продукта. Этот же момент является недостатком данной технологии, так как при невозможности химического отделения радиоактивного продукта стабильные атомы разбавляют радиоактивные. Такое разбавление приводит к уменьшению специфической (удельной) активности конечного продукта. Другой недостаток заключается в возможности образования радиоактивных примесей вследствие реакции  $(n, \gamma)$  на других изотопах элемента мишени или химических примесей в мишени. Применение изотопного обогащения мишени помогает минимизировать наличие радиоактивных примесей в продукте, однако существенно увеличивает его стоимость. Тем не менее такое обогащение применяется лостаточно часто.

В некоторых случаях возможно повышение удельной активности р/н, получаемых по  $(n,\gamma)$  реакции, используя процесс Сциларда – Чалмерса [2]. Данный процесс основывается на том, что после поглощения нейтрона испускается  $\gamma$ -квант, который может вызвать отдачу ядра и последующее нарушение молекулярной связи. Это возбуждение в некоторых случаях переводит "горячий" атом в другое химическое состояние, отличное от атомов, не вступавших в реакцию. Таким образом, становится возможным химическое разделение.

Радионуклид	$T_{1/2}$	Ядерная реакция	Попе-	Мишень
			речное	
			сечение	
			(барн)	
<sup>32</sup> P	14,3 д	$^{31}P(n,\gamma)$	0,18	KH <sub>2</sub> Po <sub>4</sub>
		$^{32}\mathbf{S}(n,p)$	0,06	Сера
<sup>35</sup> S	87,5 д	$^{35}\mathrm{Cl}(n,p)$	0,49	KCl
<sup>51</sup> Cl	27,7 д	${}^{50}\mathrm{Cr}(n,\gamma)$	15,8	Обогащенная <sup>50</sup> Cr
<sup>59</sup> Fe	44,5 д	$^{58}$ Fe( $n,\gamma$ )	1,14	Обогащенная <sup>58</sup> Fe
<sup>64</sup> Cu	12,7 ч	$^{63}$ Cu( $n,\gamma$ )	4,5	Обогащенная <sup>63</sup> Си
		$^{64}$ Zn( <i>n</i> , <i>p</i> )	0,039	Обогащенная <sup>64</sup> Zn
<sup>67</sup> Cu	2,6 д	${}^{67}$ Zn( <i>n</i> , <i>p</i> )	0,001	Обогащенная <sup>67</sup> Zn
<sup>75</sup> Se	119,8 д	$^{74}$ Se( $n,\gamma$ )	48	Обогащенная <sup>74</sup> Se
<sup>89</sup> Sr	50,5 д	$^{88}$ Sr( <i>n</i> , $\gamma$ )	0,82	Обогащенная <sup>88</sup> Sr
<sup>99</sup> Mo	66,0 ч	$^{98}$ Mo( $n,\gamma$ )	> 0,14	Обогащенная <sup>98</sup> Мо
		$^{235}$ U( <i>n</i> , <i>f</i> )	580	Обогащенная <sup>235</sup> U
<sup>117m</sup> Sn	13,6 д	$^{117}$ Sn(n,n' $\gamma$ )	0,22	Обогащенная <sup>117</sup> Sn
<sup>125</sup> I	60,1 д	$^{124}$ Xe( <i>n</i> , $\gamma$ ) $^{125}$ I( $\Im$ .3	> 28	Обогащенная <sup>124</sup> Хе
		распад*)		
$^{131}$ I	8.04 д	$^{130}$ Te $(n,\gamma)$	0,29	Обогащенная <sup>130</sup> Те
		$^{235}$ U( <i>n</i> , <i>f</i> )	268	Обогащенная <sup>235</sup> U
<sup>133</sup> Xe	5,3 д	$^{132}$ Xe( <i>n</i> , $\gamma$ )	0,38	Обогащенная <sup>132</sup> Хе
		$^{235}$ U( <i>n</i> , <i>f</i> )	632	Обогащенная <sup>235</sup> U
<sup>153</sup> Sm	1,9 д	$^{152}$ Sm $(n,\gamma)$	208	Обогащенная <sup>152</sup> Sm
<sup>166</sup> Ho	26,76 ч	$^{165}$ Ho $(n,\gamma)$	61,2	<sup>165</sup> Но естественный
<sup>177</sup> Lu	6,7 д	$^{176}$ Lu( $n,\gamma$ )	2090	Обогащенная <sup>176</sup> Lu
		$^{176}$ Yb $(n,\gamma)^{177}$ Yb $(\Im.3$	2,85	Обогащенная <sup>176</sup> Yb
		распад)		
<sup>186</sup> Re	3,8 д	$^{185}$ Re $(n,\gamma)$	112	Обогащенная <sup>185</sup> Re
<sup>188</sup> Re	17,0 ч	$^{187}$ Re $(n,\gamma)$	76,4	Обогащенная <sup>187</sup> Re
$^{188}W$	69,78 ч	$^{186}$ W( <i>n</i> , $\gamma$ ) $^{187}$ W( <i>n</i> , $\gamma$ )	36,5	Обогащенная <sup>186</sup> W
<sup>198</sup> Au	2,7 д	$^{197}$ Au $(n,\gamma)$	98,8	Металлическое
				золото
<sup>199</sup> Au	3,14 д	$^{198}$ Pt $(n,\gamma)^{199}$ Pt $(\beta$ -	3,66	Обогащенная <sup>198</sup> Pt
		распад)		

#### Перечень наиболее важных для ЯМ радионуклидов, производимых на ядерных реакторах [1]

\* – распад через захват электрона.

Другая ситуация возникает в результате  $(n,\gamma)$  реакции, когда представляет интерес распад промежуточного р/н в требуемый продукт. Такой процесс используется при получении р/н <sup>125</sup>I с по-

мощью реакции  $^{124}$ Xe $(n,\gamma)^{135}$ Xe  $\rightarrow ^{125}$ I. Так как конечный продукт в этом случае может быть химически отделен от мишени, то становится достижимой удельная активность, соответствующая теоретическому значению для чистого р/н. Очевидно, что необходимо применять химически чистые мишени и реагенты, чтобы избежать попадания в продукт стабильных нуклидов. В примере с <sup>125</sup>I это означает, что как мишень, так и реагенты не должны содержать стабильный иод. Желательно также использовать обогащенные мишени, чтобы минимизировать попадание в продукт долгоживущих р/н или стабильных нуклидов. Для примера, если <sup>126</sup>Xe (относительное содержание 0,09 % в природном ксеноне) облучается вместе с <sup>124</sup>Хе, то образуется <sup>127</sup>Хе, который затем распадается в стабильный <sup>127</sup>I. В этом случае, однако, так как мишень и продукт химически разделяются, то имеется возможность восстановления обогащенного мишенного материала для повторного использования.

В результате деления <sup>235</sup>U образуются продукты деления с атомными номерами от 30 до 66, разделить которые и выделить интересующий р/н можно с помощью химических процедур. Наиболее важными медицинскими р/н, получаемые с использованием реакции деления, являются <sup>131</sup>I, <sup>133</sup>Xe и <sup>99</sup>Mo.

Ряд полезных р/н получают, применяя реакцию (n,p), идущую при облучении мишеней быстрыми нейтронами (например, <sup>35</sup>S, <sup>64</sup>Cu), или цепочку "непрямых" реакций. Например, при облучении нейтронами <sup>6</sup>Li образуется <sup>3</sup>H с достаточно высокой энергией, чтобы вызвать реакцию с соседним ядром <sup>16</sup>O (в соединении Li<sub>2</sub>CO<sub>3</sub>), в результате которой образуется <sup>18</sup>F.

# 3. Производство радионуклидов на ускорителях

# 3.1. Циклотрон

Из всех типов ускорителей циклотроны наиболее широко используются для производства р/н. Достоинством циклотрона является отсутствие инжектора, в котором происходит предварительное ускорение протонов, достаточно простая конструкция и высокая интенсивность пучка. Вывод пучка из циклотрона происходит при достижении заряженными частицами максимальной энергии, поэтому производители выпускают циклотроны, рассчитанные на генерацию пучков строго определенной энергии. Однако диапазон возможных энергий достаточно широк и простирается от 3 МэВ для малых циклотронов до 700 МэВ для больших синхроциклотронов, предназначенных для физических исследований. Число циклотронов, работающих по программе производства р/н, в последнее время в связи с быстрым ростом ПЭТ непрерывно возрастает.



Рис. 8.2. Схема работы циклотрона

Принцип действия циклотрона иллюстрируется на рис. 8.2. Ионы, производимые дуговым источником, инжектируются в центр вакуумного промежутка между двумя полукруглыми полыми металлическим камерами, называемыми дуантами. На электроды дуантов подается разность потенциалов, вызывающая ускорение ионов в промежутке между дуантами. Большой магнит создает почти однородное магнитное поле, направленное перпендикулярно к плоскости дуантов. Это поле вызывает закручивание траекторий ионов. Электрический потенциал подается на дуанты от высокочастотного осциллятора, который реверсирует полярность поля на дуантах перед тем, как заряженная частица достигает ускоряющего промежутка. Это вызывает новое ускорение частицы по направлению к другому дуанту. Приращение кинетической энергии при однократном прохождении промежутка равняется произведению заряда частицы на разность потенциалов и обычно находится в диапазоне от 30 до 60 кэВ. Диаметр полюсов магнита циклотронов, предназначенных для наработки р/н, как правило, изменяется от 75 до 150 см в зависимости от энергии выходящего пучка.

Таблица 8.2

		L.	-
Радио-	T <sub>1/2</sub>	Вид распада	Ядерная реакция
нуклид			
<sup>7</sup> Be	53,3 д	Э. з.	$^{7}\mathrm{Li}(p,n)$
<sup>11</sup> C	20,4 мин	$\beta^+$	$^{14}$ N( $p, \alpha$ )
<sup>13</sup> N	9,98 мин	$\beta^+$	$^{16}\mathrm{O}(p,\alpha)$
<sup>15</sup> O	2,03 мин	$\beta^+$	$^{14}$ N( $d$ , $n$ ) или $^{15}$ N( $p$ , $n$ )
<sup>18</sup> F	109,8 мин	$\beta^+$	<sup>16</sup> O( $p,n$ ) или <sup>20</sup> Ne( $d,\alpha$ )
<sup>52</sup> Fe	8,3 ч	β <sup>+</sup> (57 %), Э. з. <sup>*</sup>	${}^{50}\mathrm{Cr}(\alpha,2n)$
			${}^{52}Cr({}^{3}He, 3n)$
			$^{55}{ m Mg}(p,4n)$
<sup>55</sup> Co	17,6 ч	β +(77 %), Э. з.	${}^{56}$ Fe( <i>p</i> ,2n)
<sup>62</sup> Zn	9,1 ч	Э.з. (93 %), β <sup>-</sup>	$^{63}$ Cu( <i>p</i> ,2 <i>n</i> )
			$^{68}$ Zn( <i>p</i> ,2 <i>n</i> )
<sup>67</sup> Ga	78 ч	Э.з.	$^{67}$ Zn( $d$ ,2 $n$ )
			$^{68}$ Zn( <i>d</i> ,3 <i>n</i> )
			$^{78}$ Se( <i>p</i> ,2 <i>n</i> )
$^{77}$ Br	56 ч	Э.з.	$^{79}$ Br(p,3 <i>n</i> ) <sup>77</sup> Kr
			$^{75}$ As( $\alpha$ ,2 $n$ )
<sup>81</sup> Rb	4,6 ч	Э.з.	$^{82}$ Kr $(p,2n)$
<sup>111</sup> In	2,8 д	Э.з.	$^{112}$ Cd( $p,2n$ )
			$^{124}$ Te( <i>p</i> ,2 <i>n</i> )
$^{123}I$	13,2 ч	Э.з.	$^{124}$ Xe $(p,2n)^{123}$ Cs $\rightarrow$ $\Im$ . 3.
			$^{123}$ Xe $\rightarrow$ Э.3.
			${}^{217}\mathrm{I}(p,5n){}^{123}\mathrm{Xe} \to \mathfrak{I}_{.3}.$
$^{124}$ I	4,18 д	Э.з., β+	<sup>124</sup> Te( <i>p</i> , <i>n</i> ) или <sup>124</sup> Te( <i>d</i> ,2 <i>n</i> )
<sup>201</sup> Tl	73 ч	Э.з.	$^{201}$ Tl $(p,3n)^{201}$ Pb $\rightarrow$ $\Im$ .3.
			$^{202}$ Hg( <i>p</i> ,2 <i>n</i> )
<sup>203</sup> Pb	51 Q II	Э г	205Tl(n 3n)

# Перечень наиболее важных для ЯМ р/н, производимых на циклотронах [1]

– электронный захват.

Разнообразие ускоряемых частиц (p, d, <sup>3</sup>He,  $\alpha$ ) и широкий энергетический диапазон делают циклотрон гибкой системой, позволяющей производить широкий набор р/н. В табл. 8.2 приводится далеко не полный список р/н, получаемых в настоящее время на циклотронах. Причем, для многих р/н существует несколько реакций, дающих одинаковый продукт. Например, 16, 8, 4 и 9 реакций можно использовать для позитронных излучателей <sup>11</sup>C, <sup>13</sup>N, <sup>15</sup>O и <sup>16</sup>F. Детальное обсуждение этих вопросов имеется в работе [3].

# 3.2. Линейный ускоритель

Принцип работы линейного ускорителя основан на повторяющемся небольшом ускорении ионов высокочастотным полем при прохождении ионами зазоров между последовательными волноводами. Внутри трубы электрическое поле отсутствует, поэтому частицы движутся с постоянной скоростью к следующему зазору. При фиксированной частоте ускоряющего поля частицы должны достигать следующего зазора синхронно с ускоряющей волной. Достоинством линейных ускорителей являются стабильность, высокое качество и большой ток пучков, возможность ускорения различных ионов до больших энергий. Вместе с тем линейные ускорители ионов потребляют большую электрическую мощность, а их линейные размеры значительно (почти линейно) возрастают с увеличением энергии генерируемого пучка ионов. Это препятствует их применению непосредственно в клиниках, и они используются главным образом в физике высоких энергий. В настоящее время только три линейных ускорителя в мире (один из них в Дубне) производят заметное количество р/н, в основном тех, реакции получения которых идут при высоких энергиях бомбардируемых частиц. Перечень р/н, нарабатываемых данными ускорителями, представлен в табл. 8.3, наиболее важными из них являются  $^{82}$ Sr и  $^{68}$ Ge.

# 4. Генераторы

# 4.1. Общая концепция

Более столетия назад Резерфорд наблюдал, как один р/н может быть получен из другого р/н в результате распада последнего. Он отметил, что химически определенное радиоактивное вещество можно отделить от образца тория, и оно снова будет регенерировано в результате распада образца тория. Первый вид генератора был создан еще в начале двадцатого столетия [4], когда было обнаружено, что применение эманации радия радона помогает в лечении онкологических заболеваний. Такими генераторами стали системы  $^{226}$ Ra/ $^{222}$ Rn, которые были разработаны для производства радоновых капсул. Разделение  $^{222}$ Rn и  $^{226}$ Ra проводилось по относительно простой технологии: радий находился в растворе, а радон, образующийся при распаде радия, являясь газом, выходил из раствора и собирался в специальных емкостях.

Таблица 8.3

Радионуклид	$T_{1/2}$	Вид распада	Ядерная реакция
<sup>22</sup> Na	2,6 г	β <sup>-</sup>	$^{27}$ Al( <i>p</i> ,3 <i>p</i> 3 <i>n</i> )
<sup>28</sup> Mg	21 ч	β	естественный $Cl(p, pacщепление)$
<sup>52</sup> Fe	8,3 ч	β⁺ (57 %), Э. з.	естественный Ni(p, расщепление)
<sup>65</sup> Zn	244,3 ч	Э. з.	естественный Ga( $p,\alpha n$ )
<sup>67</sup> Cu	61,9 ч	$\beta^+$	${}^{67}$ Zn( <i>p</i> ,2 <i>p</i> )
<sup>68</sup> Ge	270,8 д	Э. з.	естественный Ga( $p$ ,6 $n$ и 4 $n$ )
			ectectbethunder Br(p, pacщennetue)
<sup>72</sup> As	26 ч	$\beta^+$	естественный Br(p, расщепление)
<sup>73</sup> As	80,3 ч	Э. з.	естественный $Ge(p,xn)$
<sup>82</sup> Sr	25,4 д	Э. з.	естественный $Rb(p,6n \text{ и } 4n)$
			<sup>естественный</sup> Мо( <i>p</i> , расщепление)
<sup>88</sup> Y	106,6 д	Э. з.	<sup>естественный</sup> Мо( <i>p</i> , расщепление)
<sup>96</sup> Tc	4,3 д	Э. з.	$^{103}$ Rh( <i>p</i> ,3 <i>p</i> 5 <i>n</i> )
<sup>97</sup> Ru	2,89 д	Э. з.	$^{103}$ Rh( <i>p</i> ,2 <i>p</i> 5 <i>n</i> )
<sup>127</sup> Xe	36,4 д	Э. з.	$^{133}Cs(p,2p5n)$

Перечень полезных для ЯМ р/н, производимых на линейных ускорителях [1]

Развитие ЯМ тесно связано с разработкой и производством препаратов, меченных р/н. В настоящее время для медицинских целей предложено несколько сотен различных р/н, причем значительная часть из них является короткоживущими р/н. Очевидным преимуществом р/н с коротким периодом полураспада является значительное уменьшение дозы, получаемой пациентом, по сравнению с долгоживущими р/н. Однако обеспечение медицинских учреждений короткоживущими р/н столкнулось с проблемой значительного времени, требуемого для транспортировки этих р/н от места производства до клиник. Для решения проблемы учеными был предложен ряд генераторных систем.

Кратко формулируя, генератор представляет устройство, в котором материнский р/н распадается в дочерний р/н, причем последний отделяется от материнского. Полезные генераторные системы используют более продолжительный период полураспада материнского продукта по сравнению с дочерним, что позволяет повторять экстракцию.

Методы отделения дочернего продукта от материнского могут основываться на различном физическом состоянии (например, жидкость и газ), но чаще используются технологии, базирующиеся на различных химических свойствах: испарение, основанное на различной летучести двух элементов; экстрация из раствора, основанная на различной растворимости; хромотографическое разделение, основанное на различном сродстве с ионно-обменными смолами или полимерами.

Чтобы быть клинически полезной, генераторная система должна обладать рядом важных свойств. К таким свойствам относятся: простота эксплуатации; надежная защита от излучения; получение продукта в форме, позволяющей немедленное использование; доступная для медицинских учреждений стоимость. Выбор р/н для производства с помощью генераторов также обусловлен наличием у них ряда полезных свойств. Они были ранее рассмотрены в разделе 2.7 главы 1. Кроме того, для минимизации облучения пациента желательно, чтобы дочерний продукт распадался в стабильный или долгоживущий р/н.

#### 4.2. Математические соотношения

Характеристики любой генераторной системы определяются соотношением между постоянными распада материнского и дочернего р/н. В данный момент времени активность материнского р/н описывается стандартным уравнением радиоактивного распада

$$A_p(t) = A_p(0) \cdot e^{-\lambda_p t}, \qquad (8.7)$$

где  $A_p(0)$  и  $A_p(t)$  – активность материнского р/н начальная и в момент времени *t*, соответственно. Активность дочернего р/н зависит как от скорости распада, так и от скорости образования р/н. Соответствующее уравнение имеет следующий вид:

$$A_d(t) = \frac{\lambda_d}{\lambda_d - \lambda_p} A_p(0) \left[ e^{-\lambda_p t} - e^{-\lambda_d t} \right] + A_d(0) e^{-\lambda_d t}, \qquad (8.8)$$

где  $A_d(0)$  и  $A_d(t)$  – активность дочернего продукта начальная и в момент времени t.

#### 4.2.1. Вековое равновесие

В системах, где  $T_{1/2}$  материнского р/н очень велик по сравнению с  $T_{1/2}$  дочернего р/н ( $\lambda_p \ll \lambda_d$ ), т.е. можно считать, что  $\lambda_p \sim 0$ , уравнение (8.8) преобразуется следующим образом:

$$A_{d}(t) = A_{p}(0)(1 - e^{-\lambda_{d}t}).$$
(8.9)

Такая пара мать-дочь будет достигать векового равновесия – состояния, в котором материнская активность является практически постоянной и дочерняя активность увеличивается до тех пор, пока не станет равной материнской (рис. 8.3). Примером такой системы служит генератор  $^{82}$ Sr/ $^{82}$ Rb.



Рис. 8.3. Графическое представление векового равновесия, когда  $\lambda_p << \lambda_d \\ 300$ 

#### 4.2.2. Временное равновесие

Когда  $T_{1/2}$  материнского р/н длиннее, чем  $T_{1/2}$  дочернего р/н примерно в ~ 10 раз, то достигается временное равновесие, при котором активность родительского р/н заметно уменьшается со временем и дочерняя активность фактически начинает превосходить родительскую. Затем обе активности уменьшаются со временем, причем отношение активностей сохраняется постоянным (рис. 8.4). Это отношение активностей равняется

$$A_d / A_p = \frac{T_p}{T_p - T_d}.$$
 (8.10)

После достижения равновесия видимый  $T_{1/2}$  дочернего р/н становится фактически равным физическому  $T_{1/2}$  материнского р/н. Конечно, если дочерний р/н отделить от родительского, то его распад будет проходить в соответствии с его собственным  $T_{1/2}$ . Примером такого генератора является <sup>99</sup>Мо/<sup>99m</sup>Тс.



Рис. 8.4. Графическое представление временного (переходного) равновесия

#### 4.2.3. Неравновесие

Если у материнского р/н период полураспада короче, чем у дочернего р/н, то равновесие никогда не достигается. Активность материнского р/н постоянно уменьшается, активность дочернего р/н вначале возрастает, затем тоже уменьшается, но отношение активностей все время изменяется. В конечном счете после того как большая часть материнского р/н распадается, активность дочернего р/н уменьшается в соответствии с собственным периодом полураспада (рис. 8.5).



Рис.8.5. Графическое представление неравновесия

# 4.3. Практическое применение

Потенциально в настоящее время предложено около 120 генераторных систем. В табл. 8.4 приводится перечень нескольких наиболее важных для ЯМ генераторов и некоторые их свойства.

Первым коммерческим генератором стала система <sup>132</sup>Te/<sup>132</sup>I, разработанная в Брукхевенской Национальной лаборатории (BNL, USA) в 1951 г. [5]. Там же был создан в конце шестидесятых годов прошлого века самый распространенный сейчас (80 % рынка) генератор <sup>99</sup>Mo/<sup>99m</sup>Tc [6]. С тех пор было предложено много различных вариантов этой генераторной системы. В настоящее время практически все коммерческие генераторы  ${}^{99}\text{Mo}/{}^{99\text{m}}\text{Tc}$  базируются на хроматографическом способе отделения  ${}^{99\text{m}}\text{Tc}$  от  ${}^{99}\text{Mo}$ . В таких генераторах  ${}^{99}\text{Mo}$  заряжается в колонки из оксида алюминия, которые связывают  ${}^{99}\text{Mo}$  молибдат во много раз большим химическим сродством, чем  ${}^{99\text{m}}\text{Tc}$ . Стерилизованный изотонический раствор хлорида натрия, проходящий через колонну, вызывает отделение  ${}^{99\text{m}}\text{Tc}$  от оксида алюминия и удаление его как пертехнетат натрия, в то время как высокое сродство  ${}^{99}\text{Mo}$  молибдата к Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> препятствуют его извлечению из адсорбента. Схематическое изображение генераторной системы  ${}^{99}\text{Mo}/{}^{99\text{m}}\text{Tc}$ , представлено на рис. 8.6.

Таблица 8.4

Материнский/	Период полураспада	Колонка	Элюент
дочерний р/н			
<sup>52</sup> Fe/ <sup>52</sup> Mg	8,3 ч/21,1 мин	Bio-Rad AG1×8	8H HCl
<sup>62</sup> Zn/ <sup>62</sup> Cu	9,2 ч/9,7 мин	Dowex 1×8	2N HCl
<sup>68</sup> Ge/ <sup>68</sup> Ga	270,8 д/1,13 ч	$Al_2O_3$	0,005M EDTA
<sup>81</sup> Rb/ <sup>81m</sup> Kr	4,57 д/13 с	Dowex 50×8	Air
<sup>82</sup> Sr/ <sup>82</sup> Rb	25,4 д/75 с	$SnO_2$	0,9 % NaCl
		$Al_2O_3$	0,9 % NaCl
<sup>87</sup> Y/ <sup>87m</sup> Sr	3,35 д/2,8 ч	Dowex 1×8	0,15M NaHCO <sub>3</sub>
<sup>99</sup> Mo/ <sup>99m</sup> Tc	2,75 д/6 ч	$Al_2O_3$	0,9 % NaCl
$^{113}$ Sn/ $^{113m}$ In	115,1 д/1,66 ч	ZrO <sub>2</sub>	0,005N HCl
<sup>132</sup> Te/ <sup>132</sup> I	3,26 д/2,28 ч	$Al_2O_3$	0,9 % NaCl
<sup>188</sup> W/ <sup>188</sup> Re	69,4 д/16,9 ч	$Al_2O_3$	0,9 % NaCl
<sup>191</sup> Os/ <sup>191m</sup> Ir	15,4 д/4,9 ч	Bio-Rad AG1×8	0,9 % NaCl
<sup>195</sup> Hg/ <sup>195m</sup> Au	41,6 д/30 с	SiO <sub>2</sub> -ZnS	$Na_2S_2O_3$

Πορομομι μοιοτορι ιν μομί	οπορ βονειμιν πησ ΩΜ τομο	natonul iv cuctom [1]
перечень некоторых нане	олсс бажпых для лич гспс	раторных систем [1]

### 5. Мишени

При разработке технологии производства представляющего интерес р/н следует решить три взаимосвязанные задачи: а) выбор ядерной реакции; б) определение условий облучения; в) выбор мишени. Отметим, что выбор подходящей мишени является не менее, а возможно и более важным, чем решение первых двух задач. Рассмотрим эту проблему подробнее.

#### 5.1. Физическая и химическая форма

В общем случае чистые металлы и элементы являются наилучшими. Если по каким-либо причинам их использование нецелесообразно, другими подходящими материалами являются как сплавы, так и простые соединения такие, как окислы, карбонаты, галагениды. Эти формы также должны быть совместимы с процессингом после облучения. Таким образом, легко разрушаемые соединения иногда бывают более предпочтительными, чем металлы.





#### 5.2. Тепловые свойства

Во время облучения в мишени возможно значительное выделение тепла как за счет кинетической энергии, оставляемой в мишени падающими частицами, так и за счет ядерных реакций, если они являются экзотермическими. Кроме того, некоторую энергию передают мишени фотоны, образующиеся в результате реакции  $(n,\gamma)$ . Количество этой энергии пропорционально массе мишени, поэтому оно существенно для мишеней, масса которых превышает грамм. При облучении мишеней на ускорителях тепловая мощность в ваттах равна энергии (в МэВ), оставляемой в мишени заряженными частицами, умноженной на ток ускорителя (в мкА). Так, например, толстая мишень, уменьшающая энергию протонов на 20 МэВ, при токе 200 мкА поглощает 4000 Вт на один квадратный сантиметр площади. Если мищень расплавится или испарится, плотность мишени уменьшится, что может привести к сильному уменьшению выхода продукта и даже к разрушению мишени. В случае газообразных мишеней нагревание газа вызовет уменьшение его плотности, что также вызовет уменьшение выхода продукта. Поэтому при облучении мишеней на циклотронах и линейных ускорителях необходимо применять охлаждение мишеней. Кроме того, желательно, чтобы материал мишени имел хорошую теплопроводность и высокую температуру плавления. По этой причине органические соединения и водные растворы не используются в качестве мишеней с высокотоковыми пучками.

# 5.3. Химическая стабильность, реактивность и чистота

Мишень не должна разрушаться при повышенной температуре или испускать газы, что может привести к разрыву защитной оболочки мишени, а также вступать в реакцию с материалом капсулы. Еще одним повреждающим фактором может явиться недостаточная радиационная стойкость материала мишени, поэтому при необходимости облучения большим флюенсом нейтронов это свойство мишени следует изучить. Важным качеством вещества мишени для облегчения последующего химического процессинга является растворимость в неорганических кислотах (например, HCl).

Как правило, для минимизации радиоактивными загрязнениями, связанными с активацией примесей, мишень должна обладать высокой химической чистотой. Отсюда вытекает необходимость тщательного анализа всех продуктов активации, которые образуются при облучении мишени со сложным изотопным составом. Например, содержание меди в мишени ZnO, используемой для получения <sup>67</sup>Cu, должно быть меньше, чем 0,0001 %. Если в состав мишени входит природное вещество, то нередко требуется изотопное обогащение материала мишени, чтобы уменьшить выход конкурирующих реакций на других изотопах, входящих в природное веще-

ство. Важным экономическим фактором является возможность восстановления дорогих обогащенных мишени для повторного использования. В настоящее время обогащенные мишени применяются для получения важных медицинских p/h<sup>18</sup>F, <sup>67</sup>Ga, <sup>111</sup>In, <sup>103</sup>Pd и <sup>201</sup>Tl.

# 5.4. Капсулирование

Для безопасности и предовращения ненужного загрязнения мишени, облучаемые в реакторе, всегда помещаются в контейнеры. Если облучение производится невысоким флюенсом нейтронов и короткое время, то в качестве контейнеров возможно использование небольших пластиковых ампул. Такие ампулы имеют небольшую стоимость и мало активируются. Но при высоких флюенсах пластик разрушается, поэтому в этих случаях применяется высокой чистоты кварц. Кварцевые ампулы для облучения размещаются в специальных алюминиевых держателях. При облучении на ускорителях мишени для охлаждения омываются потоком воды, поэтому обязательно помещаются в капсулы (оболочки). Капсулы обычно изготавливаются из коррозионно-стойких материалов, таких как нержавеющая сталь и алюминий.

# Контрольные вопросы

1. Опишите различные методы, применяемые в настоящее время для получения р/н.

2. По каким законам изменяется активность дочернего продукта с увеличением времени облучения в реакторе и в ускорителе?

3. При каком времени облучения реакция образования р/н достигает насыщения?

4. Как влияет толщина мишени на выход продукта?

5. Если в результате облучения <sup>68</sup>Zn протонами в циклотроне ядро испускает три нейтрона, какой продукт образуется в результате реакции? Напишите соответствующее уравнения ядерной реакции?

6. Рассчитайте активность <sup>111</sup>In, образующегося в результате облучения в ускорителе 1 г чистого <sup>111</sup>Cd 12-МэВ протонами в течении 3 ч при интенсивности пучка  $10^{13}$  частиц/(см<sup>2</sup>·с). Поперечное сечение образования <sup>111</sup>In равно 200 мбарн,  $T_{1/2} = 2,8$  д. 7. Для чего применяется изотопное обогащение мишени?

8. Каким основным требованиям должен отвечать радионуклидный генератор?

9. Опишите разные виды равновесия, которые могут иметь место в радионуклидном генераторе.

10. Сколько времени требуется для достижения временного равновесия в генераторе  ${}^{99}\text{Mo}/{}^{99\text{m}}\text{Tc}?$ 

11. Сформулируйте основные требования, предъявляемые к мишеням, облучаемым в реакторах и в ускорителях.

# Список литературы

1. Mausner L.F. Radionuclides: cyclotron, reactor, and fission products // In: Nuclear medicine.  $2^{nd}$  edition. V. 1 / Ed. by R.E. Henkin, D. Bova, G.L. Dillehay et al. 2006. Mosby, Inc. P. 358 – 372.

2. Scilard L., Chalmers T.A. Chemical separation of the radioactive element from its bombarded isotope in the Fermi effect // Nature. V. 134. 1934. P. 462.

3. Qaim S.M. Cyclotron production of medical radionuclides // In: Handbook of nuclear chemistry. V. 4. Eds: A. Vertes, S. Nagy, Z. Klencsar et al / Dordrech. The Netherland. 2003. P. 47 - 79.

4. Failla G. The development of filtered radon implants // AJR. V.16. 1926. P. 507 – 525.

5. Winsche W.E., Stang L.G., Turcker R. Production of  $^{132}\mathrm{I}$  // Nucleonics. V. 8. 1951. P. 14 – 18.

6. Richards P. Nuclide generators // In: Radioactive pharmaceuticals. Simposium no. 6. Cont. 651111. Washington. DC. 1966. U.S. Atomic Energy Comission.

7. Radionuclide generator: design, operation, and clinical utility/ S.C. Augustine, F.J. Rutar, K.P. Holdeman et al // In: Nuclear medicine.  $2^{nd}$  edition. V. 1 / Ed. by R.E. Henkin, D. Bova, G.L. Dillehay et al. 2006. Mosby, Inc. P. 373 – 381.