

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский Томский политехнический университет»

На правах рукописи

ВАН ЯНЬЧЖАО

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КВАНТОВЫХ ШУМОВ НА КАЧЕСТВО
РАСПОЗНАВАНИЯ МАТЕРИАЛОВ МЕТОДОМ ДУАЛЬНЫХ ЭНЕРГИЙ
ПРИ ДОСМОТРОВОМ КОНТРОЛЕ ОБЪЕКТОВ**

Специальность: 05.11.13 – Приборы и методы контроля природной среды,
веществ, материалов и изделий

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
кандидата технических наук

Научный руководитель:

доктор технических наук, профессор

Удод Виктор Анатольевич

ТОМСК – 2018

Оглавление

Введение	4
1. Современное состояние и перспективы развития систем цифровой рентгенографии для дефектоскопии, диагностики и досмотрового контроля объектов	12
1.1. Системы цифровой рентгенография для дефектоскопии и диагностики	15
1.2. Системы цифровой рентгенография для досмотрового контроля объектов	26
1.3. Выводы	37
2. Распознавание материалов методом дуальных энергий при радиационном контроле объектов	38
2.1. Теоретические основы метода дуальных энергий	38
2.2. Случай двух моноэнергетических источников	45
2.3. Факторы, определяющие точность и быстродействие метода дуальных энергий	47
2.4. Модификации метода дуальных энергий и опыт их практического применения	51
2.5. Выводы	75
3. Сравнительный анализ различных определений понятия эффективного атомного номера материала многокомпонентного объекта	78
3.1. Определения эффективного атомного номера материала многокомпонентного объекта на основе формул, не учитывающих излучение в явной форме	79
3.2. Определения эффективного атомного номера материала многокомпонентного объекта на основе массовых коэффициентов ослабления излучения при использовании моноэнергетического излучения	82
3.3. Определения эффективного атомного номера материала многокомпонентного объекта на основе массовых коэффициентов ослабления излучения при использовании немонаэнергетического излучения	87
3.4. Выводы	97
4. Оценка влияния квантовых шумов на качество распознавания материалов методом дуальных энергий	98

4.1. Математическая модель изображения, формируемого сканирующей системой цифровой радиографии	98
4.1.1. Допущения и ограничения	99
4.1.2. Вычислительные формулы	99
4.1.3. Пример расчета параметров математической модели изображения	104
4.2. Математическая модель радиационной прозрачности объекта контроля с учетом квантового шума	105
4.3. Экспериментальные исследования	110
4.4. Методика оценки атомного номера материала объекта контроля методом дуальных энергий	125
4.5. Алгоритм оценки влияния квантовых шумов на качество распознавания материалов объектов контроля методом дуальных энергий	127
4.6. Пример использования алгоритма	131
4.7. Выводы	144
Заключение	146
Литература	148
ПРИЛОЖЕНИЕ А Акт внедрения в учебный процесс	165
ПРИЛОЖЕНИЕ Б Акт внедрения в производственный процесс	166

Введение

Актуальность темы. Радиационные методы неразрушающего контроля и диагностики на современном этапе своего развития являются высокоразвитым научно-техническим направлением, охватывающим разнообразные сферы жизнедеятельности человека – промышленность, медицину, досмотр (с целью обеспечения безопасности пассажирских и грузовых перевозок) и т.д.

Для проведения досмотра, а также для дефектоскопии и диагностики материалов и изделий на сегодняшний день широко используются, а во многих случаях и явно преобладают по частоте применения, многоканальные сканирующие системы цифровой рентгенографии (МССЦР). Принцип действия данных систем состоит в том, что объект контроля (ОК) в процессе своего перемещения просвечивается веерным пучком излучения, а прошедшее через ОК излучение регистрируется линейкой детекторов.

В ряде задач досмотрового контроля возникает необходимость распознавания материала ОК с целью выявления его принадлежности к классу объектов, перемещение которых запрещено или строго регламентировано.

Требуемая эффективность досмотрового контроля во многих случаях достигается посредством применения специализированных физических методов. Одним из них в настоящее время является метод дуальных энергий (МДЭ). Сущность этого метода состоит в том, что ОК подвергается просвечиванию дважды – при двух разных напряжениях на рентгеновской трубке, а результаты регистрации излучения обрабатываются по определенному алгоритму для получения оценки атомного номера (либо эффективного атомного номера) материала ОК, на основании которой принимается решение об опасности (либо неопасности) ОК. Существуют различные модификации в реализации данного метода, например, – однократное просвечивание ОК при одновременной регистрации излучения двумя детекторами, которые располагаются друг за другом по ходу рентгеновских лучей, или использование вместо рентгеновских аппаратов высокоэнергетических источников тормозного излучения (линейные ускорители и бетатроны).

Вполне очевидно, что совершенствование МДЭ позволит увеличить надежность обнаружения с использованием МССЦР запрещенных предметов в ОК, а значит – повысить уровень безопасности, что, несомненно, является весьма актуальной задачей.

Степень разработанности темы. Исследованию реализаций МДЭ, основанных на декомпозиции массового (либо линейного) коэффициента ослабления излучения на составляющие, соответствующие фотоэффекту и эффекту Комптона, посвящены работы Lehman L.A., Alvarez R.E., Macovski A., Brody W.R., Pelc N.J., Riederer S.J. Hall A.L., S. Chang, H. K. Lee, G. Cho, Zhengrong Ying, Ram Naidu, Carl R. Crawford и др.

Исследованию реализаций МДЭ, основанных на декомпозиции массового (либо линейного) коэффициента ослабления излучения на составляющие, соответствующие коэффициентам ослабления излучения для двух выбранных (базисных) материалов, посвящены работы S. Chang, H. K. Lee, G. Cho и др.

Исследованию высокоэнергетических реализаций МДЭ, основанных на построении таблиц соответствия между параметрами объекта (атомный номер и массовая толщина) и его радиационными прозрачностями для низкой и высокой максимальных энергиях, посвящены работы Огородникова С.А., Петрунина В.И., Гавриша Ю.Н., Бердникова Я.А., Спирина Д.О., Передерия А.Н., Сафонова М.В., И.В. Романова И.В и др.

Исследованию высокоэнергетических реализаций МДЭ, основанных на декомпозиции массового (либо линейного) коэффициента ослабления излучения на составляющие, соответствующие эффекту Комптона и эффекту рождения пар, посвящены работы Осипова С. П., Чахлова С.В., Штейна А.М. и др.

Исследованию неоднозначности распознавания материалов по атомному номеру высокоэнергетическим МДЭ (на основе линейных ускорителей электронов или бетатронов) посвящены работы Sanjeevareddy Kolkoori, Norma Wrobel, Andreas Deresch, Bernhard Redmer, Uwe Ewert, Спирина Д.О., Бердникова А.Я., Маркова С.И., Сафонова А.С, Ишханова Б.С., Курилика А.С., Руденко Д.С., Стопани К.А., Шведунова В.И. и др.

Исследованию проблематики оценки эффективного атомного номера материала многокомпонентного объекта посвящены работы Park J.S., Kim J.K., Alves H., Lima I., Lopes R.T., Anne Bonnin, Philippe Duvauchelle, Valérie Kaftandjian, Pascal Ponard., Taylor M.L., Smith R.L., Dossing F., Franich R.D., Горшкова В.А. и др.

Качество распознавания материалов методом дуальных энергий определяется большой совокупностью разнообразных факторов, среди которых одним из наиболее существенных является наличие статистических флуктуаций результатов регистрации излучения, обусловленных квантовой природой излучения (квантовые шумы). Несмотря на отдельные значимые результаты различных авторов, исследовавших в той или иной степени влияние квантовых шумов на точность определения атомного номера материала ОК с помощью МДЭ, на сегодняшний день в научной литературе не представлен детально описанный алгоритм для оценки такого влияния. Разработка такого алгоритма является весьма важной задачей, неразрывно связанной с созданием более эффективных систем рентгеновского досмотрового контроля и с разработкой обоснованных правил их практического применения.

Объект исследования – МССЦР для досмотрового контроля объектов.

Предмет исследования – распознавание материалов методом дуальных энергий при радиационном контроле объектов с использованием МССЦР.

Цель работы – количественная оценка влияния квантовых шумов на качество распознавания материалов методом дуальных энергий при досмотровом контроле с использованием МССЦР.

Для достижения поставленной цели необходимо решить следующие

основные задачи:

1. Разработать математическую модель изображения, сформированного МССЦР, которая учитывает трансформацию энергетического спектра рентгеновского излучения объектом контроля и шум, обусловленный квантовой природой излучения.

2. Провести сравнительный анализ различных определений понятия эффективного атомного номера материала многокомпонентного объекта.

3. Разработать математическую модель радиационной прозрачности объекта контроля с учётом квантового шума.

4. Разработать алгоритм статистической оценки влияния квантовых шумов на качество распознавания материалов контролируемых объектов методом дуальных энергий.

Научная новизна работы заключается в следующем:

1. Разработана математическая модель изображения, сформированного МССЦР, которая учитывает трансформацию энергетического спектра рентгеновского излучения объектом контроля и шум, обусловленный квантовой природой излучения.

2. Разработана математическая модель радиационной прозрачности объекта контроля с учётом квантового шума.

3. Предложено понятие множества допустимых решений для метода дуальных энергий, которое учитывают технические возможности системы досмотрового контроля и ее назначение.

4. Разработан алгоритм статистической оценки влияния квантовых шумов на качество распознавания материалов контролируемых объектов методом дуальных энергий.

Практическая значимость работы заключается в возможности использования разработанного алгоритма для оценки потенциальной точности метода дуальных энергий, определяемой квантовыми шумами, при распознавании материалов контролируемых объектов с использованием МССЦР.

Методы исследования. При решении поставленных задач использованы: методы решения систем интегрально-параметрических уравнений; методы теории вероятностей и математической статистики; методы математического моделирования; методы обработки экспериментальных данных.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Математическая модель изображения, сформированного МССЦР, которая учитывает немонотонность рентгеновского излучения и квантовый шум.

2. Формальные определения понятия эффективного атомного номера применительно к материалу многокомпонентного объекта с известной массовой толщиной для случаев его однократного или двукратного просвечивания немонотонным излучением.

3. Математическая модель экспериментальной радиационной прозрачности объекта контроля.

4. Понятие множества допустимых решений для метода дуальных энергий с использованием нижних и верхних порогов, устанавливаемых для эффективного атомного номера распознаваемых материалов и их радиационных прозрачностей.

5. Алгоритм статистической оценки влияния шумов, обусловленных квантовой природой излучения, на качество распознавания материалов контролируемых объектов методом дуальных энергий.

Достоверность и обоснованность полученных в работе результатов обеспечена корректным использованием математического аппарата и основных положений взаимодействия рентгеновского излучения с веществом, а также их согласованностью с экспериментальными данными и результатами, полученными другими исследователями. В процессе расчетов и анализа математических зависимостей применялось сертифицированное программное обеспечение, позволяющее обрабатывать информацию.

Личный вклад автора заключается: в разработке математической модели изображения, сформированного МССЦР, с учетом немонотонности рентгеновского излучения и квантового шума; в формальных определениях понятия эффективного атомного номера применительно к материалу многокомпонентного объекта с известной массовой толщиной для случаев его однократного или двукратного просвечивания немонотонным излучением.; в разработке математической модели радиационной прозрачности объекта контроля с учётом квантового шума и обработке экспериментальных

данных с целью ее проверки; в предложенном понятии множества допустимых решений для метода дуальных энергий; в разработке алгоритма статистической оценки влияния квантовых шумов на качество распознавания материалов контролируемых объектов методом дуальных энергий; в проведении математического моделирования с целью апробации разработанного алгоритма применительно к досмотровому контролю с использованием МССЦР.

Реализация результатов работы. Результаты выполненных исследований использованы: при чтении курса лекций и проведении практических занятий для студентов по дисциплинам «Радиационные методы контроля», «Радиационный контроль и диагностика» отделения контроля и диагностики ИШНКБ ТПУ; в «МИРЭА – Российский технологический университет» в инженерно-научном производственном центре «Средства неразрушающего контроля» в рентгеновской установке для досмотрового контроля легковых автомобилей и микроавтобусов, снабженной функцией распознавания материалов методом дуальных энергий.

Апробация работы. Материалы, вошедшие в диссертацию, докладывались и обсуждались на следующих российских и международных конференциях:

- 1) V Всероссийская научно-практическая конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Неразрушающий контроль: электронное приборостроение, технологии, безопасность» 25-29 мая 2015, г. Томск.
- 2) III Всероссийская с международным участием научно-практическая конференция по инновациям в неразрушающем контроле SibTest 27-31 июля 2015, Горный Алтай, п. Катунь.
- 3) VI Всероссийская научно-практическая конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Неразрушающий контроль: электронное приборостроение, технологии, безопасность» 23-27 мая 2016, г. Томск.
- 4) V Международная конференция школьников, студентов, аспирантов, молодых ученых «Ресурсоэффективные системы в управлении и контроле: взгляд в будущее» 3-8 октября 2016, г. Томск.
- 5) V Международный молодежный Форум 'Инженерия для освоения космоса' 18-20 апреля 2017, г. Томск.

- 6) IV Международная конференция по инновациям в неразрушающем контроле SibTest 28-30 июня 2017, г. Новосибирск.
- 7) VI Международная конференция школьников, студентов, аспирантов, молодых ученых «Ресурсоэффективные системы в управлении и контроле: взгляд в будущее» 9-14 октября 2017, г. Томск.

Публикации. По теме диссертации опубликовано 12 печатных работ, из которых 4 статьи в журналах, входящих в перечень ВАК, 3 статьи, индексируемые в SCOPUS, и 5 статей в сборниках трудов конференций.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, списка используемой литературы, включающего 149 источников. Объем диссертации составляет 166 страниц машинописного текста, 28 рисунков и 19 таблиц.

Основное содержание работы

Во введении обоснована актуальность темы, сформулированы цель и задачи исследований, изложены научная новизна и практическая значимость полученных результатов, дана общая характеристика выполненной работы.

В первой главе проведен литературный обзор современного состояния и опыта практического применения систем цифровой рентгенографии различных типов, предназначенных для дефектоскопии, диагностики и досмотрового контроля объектов, и описаны основные направления их развития. Установлено, что в настоящее время одними из активно развивающихся систем данного вида являются МССЦР.

Во второй главе представлен обзор современного состояния, опыта практического применения и направлений дальнейшего совершенствования МДЭ в системах цифровой рентгенографии, предназначенных для дефектоскопии и досмотрового контроля объектов.

В третьей главе проведен сравнительный анализ различных определений понятия эффективного атомного номера материала многокомпонентного объекта. Предложены формальные определения данного понятия применительно к материалу многокомпонентного объекта с известной массовой толщиной для

случаев его однократного или двукратного просвечивания немонотонным излучением.

В четвертой главе разработана математическая модель изображения, сформированного МССЦР. Модель учитывает трансформацию энергетического спектра рентгеновского излучения объектом контроля и шум, обусловленный квантовой природой излучения. Разработана математическая модель радиационной прозрачности ОК с учётом квантового шума и проведена ее экспериментальная проверка. Предложено понятие множества допустимых решений для метода дуальных энергий, которое учитывают технические возможности системы досмотрового контроля и ее назначение. Разработан алгоритм статистической оценки влияния квантовых шумов на качество распознавания материалов контролируемых объектов методом дуальных энергий. Приведен пример использования данного алгоритма для системы досмотрового контроля багажа и ручной клади с максимальными энергиями рентгеновского излучения 80 и 160 кэВ в случае применения детекторов полного поглощения.

1. Современное состояние и перспективы развития систем цифровой рентгенографии для дефектоскопии, диагностики и досмотрового контроля объектов

Термин «цифровая рентгенография» означает совокупность методов неразрушающего радиационного контроля и диагностики, при которых радиационное изображение (РИ) просвечиваемого объекта контроля (ОК) преобразуется на определенном этапе в цифровой сигнал [1–4]. В дальнейшем этот цифровой сигнал заносится в память компьютера и преобразуется там в двумерный массив измерительных данных, который может подвергаться различным видам цифровой обработки (контрастирование, масштабирование, сглаживание и т.п.) и, наконец, воспроизводится на экране дисплея в виде полутонового изображения, непосредственно воспринимаемого оператором.

В настоящее время системы цифровой рентгенографии (СЦР) широко используются в промышленной дефектоскопии и технической диагностике [3–6], в медицинской диагностике [7,8], а также для проведения досмотра багажа, контейнеров и т.д. с целью обеспечения безопасности перевозок и пресечения попыток нелегального провоза запрещенных предметов (рис.1.1) [9–11].

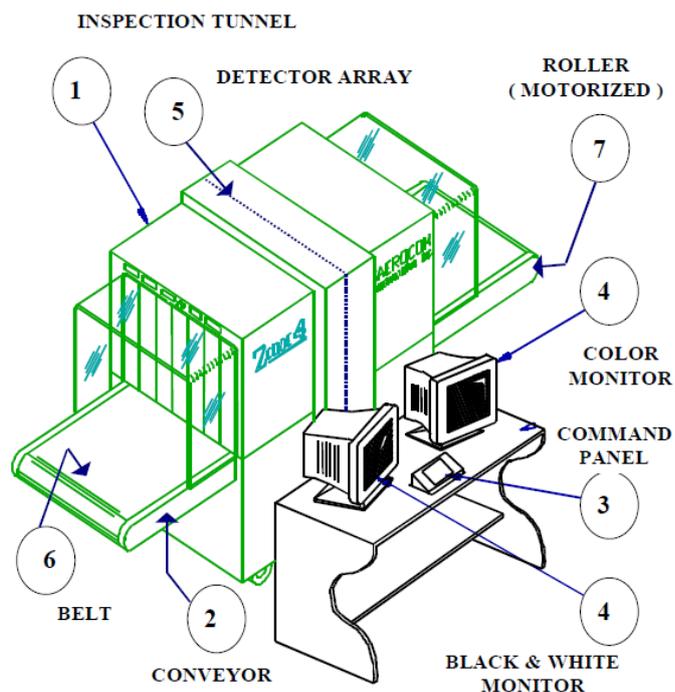


Рисунок 1.1 – Схема установки контроля багажа в аэропорту [10]

Источниками излучения в данных системах чаще всего являются рентгеновские аппараты, а иногда (например, при контроле крупногабаритных ОК) применяются высокоэнергетические источники ионизирующего излучения – бетатроны и линейные ускорители [6].

Для повышения эффективности контроля во многих СЦР, в частности – предназначенных для проведения досмотра, применяется метод дуальных энергий (МДЭ), суть которого заключается в том, что ОК просвечивается дважды – при двух различных напряжениях на рентгеновской трубке (что соответствует двум эффективным энергиям излучения), а результаты регистрации излучения обрабатываются по определенному алгоритму для получения оценки атомного номера Z (либо эффективного атомного номера $Z_{\text{эф}}$) вещества ОК [6,10,11,12]. Существуют различные модификации в реализации данного метода, например – однократное просвечивание ОК с регистрацией излучения двумя детекторами, расположенными один за другим по ходу рентгеновских лучей [13], а вместо рентгеновских аппаратов используются высокоэнергетические источники ионизирующего излучения [14,15]. В практическом отношении применение МДЭ позволяет распознавать (дискриминировать) материалы структурных элементов, содержащиеся в ОК, в соответствии с их атомными номерами, путем их соотнесения к одному из нескольких классов (групп) материалов, например – соотнесения к одному из двух классов: «металл» – «неметалл» (или «органика» – «неорганика») [16,17].

Стремление разработчиков СЦР во всем мире к поиску новых технологий визуализации РИ, исключаящих пленку как детектор излучения, привело к созданию целой серии самых разнообразных СЦР, отличающихся между собой не только по структуре, но и по принципу действия. На современном этапе развития, существующие СЦР можно классифицировать по способам детектирования РИ на несколько типов, основными из которых являются следующие [1,5,6,18,19]:

– системы на основе оцифровки традиционных рентгенограмм (для перевода рентгенограмм, полученных с помощью традиционного фотохимического процесса, в цифровую форму их сканируют при помощи

лазерного устройства или преобразуют с помощью телевизионной системы и т.п.);

– системы на основе запоминающих люминофоров (детектором излучения является экран (пластина) со специальным слоем люминофора, обладающим способностью к запоминанию РИ, а проявление сформированного на экране скрытого изображения происходит в последующем под действием видимого или инфракрасного излучения, например – путем сканирования экрана лучом гелий-неонового (He – Ne) лазера);

– системы на основе усилителей радиационных изображений (УРИ) (в качестве УРИ обычно используется радиационный электронно-оптический преобразователь (РЭОП) или комбинация рентгенолюминесцентный экран – электронно-оптический преобразователь);

– системы на основе фоторезистивных экранов (фоторезистивные экраны представляют собой полупроводниковые пластины со слоем аморфного селена (a-Se), применяемые в электрорадиографии для преобразования РИ в скрытое электростатическое изображение (потенциальный рельеф));

– системы на основе матричных детекторов (в настоящее время существуют две основные разновидности матричных детекторов РИ: комбинация сцинтилляционный экран – объектив (оптика переноса изображения) – ПЗС-матрица (двумерный матричный фотоприёмник); плоская панель (flat panel));

– сканирующие системы на основе линейки детекторов излучения (МССЦР) (осуществляется сканирование ОК узким веерным пучком рентгеновского излучения и регистрация, прошедшего через ОК излучения, множеством радиометрических детекторов, скомпонованных в линейку).

Приведем описание современного состояния и опыта практического применения СЦР для дефектоскопии, диагностики и досмотрового контроля объектов.

1.1. Системы цифровой рентгенография для дефектоскопии и диагностики

В работе [20] исследованы образцы лазерной сварки титана и нержавеющей стали с помощью СЦР на основе запоминающих люминофоров – фосфорных пластин Fuji SR и Kodak SO – 170. Для считывания изображений с фосфорных пластин был использован лазерный считыватель HD-CR 35 фирмы Durr NDT, а для обработки рентгеновских изображений применялась программа «Видеорен». Полученная в экспериментах контрастная чувствительность рентгеновских изображений образцов составила 1 – 1,5 %, при экспозициях в 2 – 3 раза меньших, чем при традиционной радиографии. Обнаружены дефекты с раскрытием от 0,1 мм.

В работе [21] рассмотрены вопросы применения СЦР на основе запоминающих люминофоров и плоских панельных детекторов для диагностики сварных соединений. Приводятся сведения о чувствительности данных систем, полученные с использованием рентгеновских аппаратов, отличающихся размерами фокусного пятна и диапазоном регулируемых напряжений. Оценена оперативность обнаружения дефектов с помощью этих систем на стадии отработки нового технологического процесса сварки трением с перемешиванием алюминиевых сплавов. Показаны в сравнении возможности плоских панельных детекторов и линейных детекторов при неразрушающем контроле труб большого диаметра (≥ 1020 мм) с помощью мобильного дефектоскопического комплекса. Рассмотрена возможность идентификации веществ с помощью применения ускорителей (импульсных малогабаритных бетатронов) с дуальными энергиями в диапазоне от 4,5 до 9 МэВ.

Автором статьи [22] дано описание СЦР для испытания сварных соединений и отливок в лабораторных условиях. Система состоит из рентгеновского источника, сцинтилляционного экрана на основе оксисульфида гадолиния $Gd_2O_2S:Tb$ размером 294×197 мм², поверхностного зеркала с алюминиевым покрытием, устройства с зарядовой связью (CCD), содержащего 1392×1040 фоточувствительных элементов, каждый из которых имеет размеры $6,45 \times 6,45$ мкм², линз, интерфейса и компьютера. Данная система была

использована для тестирования сварных пластин из низкоуглеродистой стали толщиной до 12 мм, алюминиевого литья ($100 \times 100 \times 100$ мм³) с искусственными дефектами разных размеров и ориентаций. При проведении тестовых экспериментов в качестве источника рентгеновского излучения использовался аппарат YXLON - SMART 225 X с диапазоном напряжений на рентгеновской трубке от до 25 кВ до 225 кВ и размером фокусного пятна, равном 1,5 мм. Результаты проведенных экспериментов подтверждают возможность использования этих систем для достаточно точного обнаружения и измерения дефектов в литье из алюминия и других легких металлов.

В [23] экспериментально проводится сравнительный анализ СЦР двух типов: СЦР на основе оцифровки традиционных рентгенограмм и разработанной в [22] СЦР на основе матричного детектора (комбинации сцинтилляционный экран – оптика переноса изображения – CCD камера). Сравнение, проводимое на примере контроля трех дефектных образцов алюминиевого литья размером ($100 \times 100 \times 100$) мм³, показало, что возможности обнаружения дефектов в литье для двух радиографических методик (СЦР рассматриваемых типов) практически идентичны. Результаты экспериментов подтверждают, что цифровая флюороскопия может быть применена для обнаружения и измерения дефектов в относительно толстых отливках из алюминия и других легких металлов в соответствии с требованиями тестирования ряда нормативных документов (EN 444, EN 13068 и ISO 17636 класса А).

Авторами статьи [24] предложено использовать СЦР на основе матричных детекторов для автоматического контроля и распознавания в реальном времени элементов внутренней структуры сложных изделий с помощью многоракурсной технологии (технологии мульти-вид (multi-view)) – просвечивания ОК под несколькими различными направлениями (рис. 1.2). Для обработки результатов регистрации излучения (цифровых радиационных изображений) использовались методы иерархического распознавания, базирующиеся на искусственных нейронных сетях. В модельных физических экспериментах по контролю тестовых объектов применялась СЦР, обеспечивающая контрастную чувствительность 1,2

% и пространственную разрешающую способность порядка 3 пар линий/мм, а количество правильно идентифицированных элементов внутренней структуры данных объектов составило более 95 %.

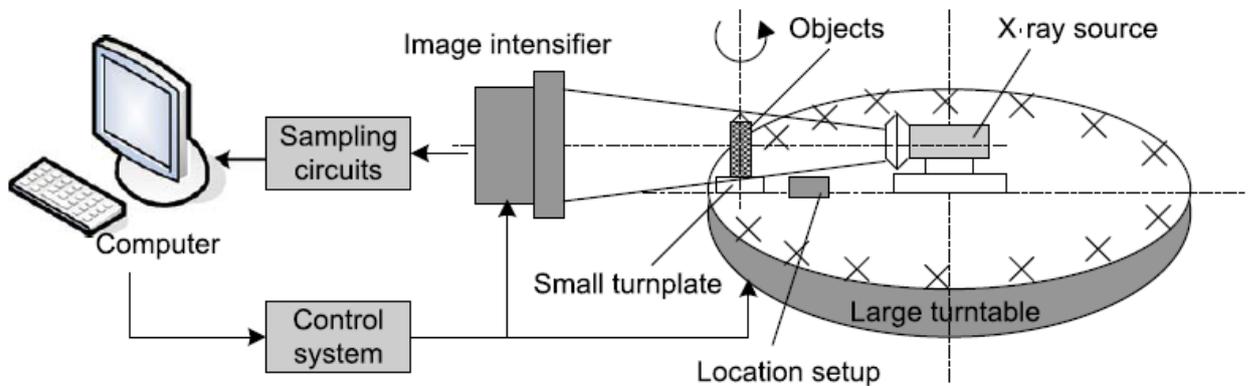


Рисунок 1.2 - Схематическая диаграмма системы цифровой рентгенографии [24]

В [25] сообщается о создании СЦР на основе матричного детектора – плоской панели (flat-panel) для автоматического контроля качества сферических топливных элементов, используемых в высокотемпературном реакторе с газовым охлаждением. Технология контроля предусматривает просвечивание каждого топливного элемента в нескольких ракурсах (всего 31), соответствующих отдельным позициям элемента при его дискретном вращении вокруг собственной оси с постоянным угловым шагом. Обработка цифровых радиационных изображений элемента осуществляется с помощью специально разработанного программного обеспечения, реализующего различные алгоритмы интеллектуального анализа данных. Высокая эффективность разработанной системы подтверждена широкой серией тестовых физических экспериментов.

В статье [26] разработана методика, с использованием СЦР, для оценки толщины стенки трубы на основе измерения радиационного контраста между областью истончения трубы и окружающим материалом. Применяемая при этом СЦР имела следующую структуру: источник ионизирующего излучения (рентгеновская трубка или радионуклид); детектор излучения – запоминающий люминофор, представляющий собой фосфорную пластину, содержащую кристаллы галогенида бария, активированного европием (BaBr:Eu^{2+}); лазерный сканер (для считывания скрытого изображения с пластины); компьютерный блок. Авторы рекомендуют использовать разработанную методику как дополнение к

обычному тангенциальному радиографическому методу. Данная методика была апробирована экспериментально при измерении толщины стенки на образце трубы с областями искусственного истончения стен. Погрешность измерения составила менее 5 %.

Работа [27] посвящена созданию СЦР с микрофокусным источником рентгеновского излучения и детектором в виде комбинации усилителя радиационного изображения и видеокамеры, предназначенной для контроля печатных плат в режиме реального времени. По утверждению разработчиков данной системы наиболее важным показателем качества её функционирования являлась пространственная разрешающая способность. Это и оказывало определяющее влияние на дизайн создаваемой системы и выбор значений её основных параметров. Пространственная разрешающая способность данной системы, измеренная экспериментально, составила 16,7 пар линий/мм. Система успешно применяется для обнаружения скрытых дефектов паяных соединений в печатных платах.

Авторами из [28] на базе разработанной и выпускаемой серийно аппаратуры, используя оригинальное программное обеспечение, создана СЦР на основе матричного детектора (общим размером 50×25 мм² с размером одного пикселя порядка 48 мкм) для ревизии сварных соединений действующих стальных трубопроводов диаметром 15...16 мм с толщиной стенки 1,5...2,5 мм. Экспериментально установлено, что данная СЦР обладает показателями, которые обеспечивают выполнение требований ПНАЭ Г – 7 – 010 – 80 и соответствие классу ISO 17636 – 2.

В работе [29] проводится сравнительный анализ двух СЦР. В одной из них используются газоразрядные детекторы излучения, разработанные в научно-исследовательском институте ядерной физики им. Будкера (г. Новосибирск) МЦРУ «Сибирь-Н». В другой системе применяется линейка полупроводниковых детекторов прямого преобразования рентгеновского излучения в электрический сигнал на основе арсенида галлия (GaAs), разработанная в Государственном научном центре Российской Федерации институте физики высоких энергий (ГНЦ

ИФВЭ, г. Протвино). В обеих установках источником излучения является рентгеновский аппарат РАП 160-5. Отдельная строка изображения формируется от одного импульса излучения. После сбора данных строки программным способом группируются в двумерное цифровое изображение. Экспериментально установлено, что пространственное разрешение в горизонтальном направлении составляет 260 мкм для СЦР с газоразрядными детекторами излучения (при времени экспозиции – 4 с), и 200 мкм - для СЦР с полупроводниковыми детекторами излучения (при времени экспозиции около 8 с).

Разнообразные приложения мобильных портативных СЦР, содержащих детекторы излучения в виде плоских панелей на основе аморфного кремния, разработанные фирмой Vidisko, описаны в [30].

В статье [31] приводится описание сканирующей СЦР для контроля деталей из литой стали на железнодорожных грузовых автомобилях. Диаметр округлого минимального дефекта типа поры, который может быть обнаружен данной системой, составил порядка 1 мм, а ее контрастная чувствительность оказалась в пределах 1,5 %. Максимальное изображение, сформированное в системе, составляет 2700×18000 пикселей. Наряду с этим время, затрачиваемое на сканирование двух деталей по двум взаимно ортогональным направлениям, равно 4 минутам.

В работе [32] оценена эффективность применения в рентгеновской диагностике люминесцентных преобразователей излучения на основе люминофоров различного химического состава. Приведены зависимости спектральной чувствительности преобразователей излучения в диапазоне энергий от 10 кэВ до 20 МэВ. Установлено, что при рентгеновской диагностике изделий из пластмасс и Al-Mg сплавов более высокий радиационный контраст достигается на люминесцентных преобразователях из "легких" люминофоров.

В статье [33] разработана обобщенная математическая модель процесса формирования рентгенограмм (радиографических снимков) и их преобразования в цифровую форму с помощью специализированного оптического сканера. Одно из предназначений модели – развитие теоретических основ для создания более

эффективного аппаратно-программного комплекса, предназначенного для компьютерной расшифровки радиографических снимков с помощью составления технологической карты контроля.

В статье [34] решена задача оптимального выбора значений основных параметров многоканальных непрерывно-сканирующих СЦР на основе линейки детекторов излучения по критерию максимума их пространственной разрешающей способности для заданной производительности контроля. При решении оптимизационной задачи учитывались пространственно-временные и статистические искажения теневого радиационного изображения ОК в процессе его формирования и воспроизведения на экране дисплея, а также нормализация результатов регистрации излучения и их цифровая фильтрация.

В [35] получены аналитические соотношения для оптимального выбора значений основных параметров многоканальной непрерывно-сканирующей СЦР. Критерием оптимальности являлся минимум мощности экспозиционной дозы излучения от рентгеновского источника при заданных значениях пространственной разрешающей способности СЦР и производительности контроля.

В [36] предложена модификация энергетического спектра интенсивности тормозного рентгеновского излучения, описываемого одной из достаточно распространенных формул. Суть модификации заключается в том, что от спектра «отрезается» некоторый начальный участок, т.е. полагается, что он равен нулю на промежутке от нулевой энергии до некоторой минимальной энергии. Разработана методика оценки указанной минимальной энергии по двум значениям интенсивности излучения, получаемым из эксперимента (с учетом спектральной чувствительности детектора излучения) для двух разных максимальных энергий в спектре, т.е. для двух разных напряжений на рентгеновской трубке. Использование модифицированного спектра позволяет рассчитывать значения параметров систем неразрушающего радиационного контроля, в частности СЦР, выраженных через эффективную энергию по числу квантов излучения.

В работе [37] приведено описание разработанной СЦР на основе матричного детектора (комбинации сцинтилляционный экран – рефлектор – CCD камера), имеющего относительно высокую пространственную разрешающую способность (более 3 пар линий/мм) и достаточно высокую контрастную чувствительность (менее 1% при толщине ОК более 50 мм в стальном эквиваленте). Экспериментальные результаты (контроль алюминиевого литья толщиной 150 мм) показывают, что система обеспечивает лучшее качество изображений и более широкий диапазон используемых энергий рентгеновского излучения по сравнению с разработанными ранее системами аналогичного типа.

Авторами [38] созданы СЦР для контроля труб большого диаметра (от 610 мм до 1524 мм) и большой длины (от 9,0 м до 18,3 м), которые используются в нефтяной и газовой промышленности. Преобразование ионизирующего излучения в каждой такой системе осуществляется сцинтилляционным экраном размером 267×328 мм², изготовленным на основе оксисульфида гадолиния. В процессе проведения контроля экран располагается внутри трубы. Для повышения производительности контроля одновременно могут использоваться до 4-х данных систем.

В [39] отмечается, что основным направлением развития СЦР является улучшение их пространственной разрешающей способности. Исследуются возможные пути улучшения данного показателя (более эффективное использование динамического диапазона аналого-цифрового преобразования, компенсация разброса выходных сигналов с различных детекторов линейки и т.д.) применительно к СЦР на основе линейки детекторов типа «сцинтиллятор – фотодиод». По мнению авторов, в сочетании с различными источниками ионизирующего излучения и механизмами сканирования, возможно создание в определенной степени унифицированной СЦР данного типа для решения многих задач неразрушающего контроля и технической диагностики, в частности, для обследования трубопроводов, объектов нефтяной и газовой промышленности и т.д.

В работе [40] на основе анализа материалов 9-й Европейской конференции по неразрушающему контролю, так же как и в [39] отмечается, что основным направлением развития СЦР является улучшение их пространственной разрешающей способности. Экспериментально исследованы возможные пути повышения эффективности СЦР на основе линейки детекторов типа «сцинтиллятор – фотодиод». При проведении экспериментов использовались сцинтилляторы на основе иодида цезия CsI(Tl), селенида цинка ZnSe(Te) и вольфрамата кадмия CdWO₄, а формат линеек варьировался и составлял 16, 32, 128 и 256 элементов. Установлено, что для детекторной сборки из 256 элементов пространственная разрешающая способность рассматриваемой СЦР составила $2,5 \div 3$ пар линий/мм. Отмечено, что более высокая точность в распознавании веществ по их эффективному атомному номеру может быть достигнута с помощью формирования квазимонохроматического рентгеновского излучения и использования спектрометрического режима регистрации излучения. Показана возможность дискриминации веществ по эффективному атомному номеру для «лёгких» элементов (с атомным номером от 6 до 13). Указывается, что дальнейшая работа по совершенствованию системы будет направлена на оптимизацию материала и толщины сцинтилляторов в детекторных сборках. Отмечены области преимущественного использования данной СЦР: сварные соединения, трубопроводы, металлы и металлоконструкции, а также различные объекты из материалов с разными эффективными атомными номерами.

В [41] рассмотрены вопросы повышения информативности цифровых радиационных изображений за счет регистрации рентгеновского излучения, прошедшего через объект контроля, в двух, трех и более энергетических диапазонах. Получены трехэнергетические цифровые рентгеновские изображения тестовых объектов с эффективным атомным номером от 7,08 до 8,07. Достигнута точность разделения веществ по эффективному атомному номеру – 5 %, при использовании детекторов типа сцинтиллятор-фотодиод на базе сцинтиллятора ZnSe(Te). Предложен метод определения энергетической зависимости массового коэффициента ослабления излучения.

По утверждению авторов [42] двухэнергетические СЦР (т.е. СЦР реализующие МДЭ) могут дать сравнительно грубую оценку эффективного атомного номера – разделить органические и неорганические вещества в контролируемом объекте, а применение мультиэнергетического метода позволит определять эффективный атомный номер с точностью до десятых долей единицы. Исходя из этого авторами был создан и исследован макет трёхэнергетической СЦР. В данной системе использованы три линейки детекторов (типа сцинтиллятор-фотодиод). Энергетические характеристики чувствительности детекторов в разных линейках значительно отличаются. Используя зависимость функции поглощения рентгеновского излучения от эффективного атомного номера среды, были разработаны варианты алгоритмов его вычисления. В алгоритмах учтены особенности геометрии системы, влияние рассеянного излучения на сигналы, влияние фильтрации исходного излучения и т.д. Авторами были также предложены и реализованы методы выравнивания сигналов детекторов в «темновом» (при выключенном излучателе) и «световом» (при включенном излучателе) режимах. Так, в частности, в режиме «световой» калибровки, когда линейку детекторов сканируют при включенном рентгеновском излучателе без ОК, компьютерная программа анализирует массив данных о максимальных уровнях сигналов в каждом канале всех детекторов линейки. Учитывая шаг и диапазон возможной корректировки усиления, для каждого канала вычисляется индивидуальный коэффициент, который фиксируется в каскаде памяти. При рабочем последовательном опросе сигнал каждого детектора корректируется на хранящуюся в памяти величину. Разработанные методы и алгоритмы обеспечили уменьшение погрешности вычисления эффективного атомного номера до 0,2 единиц на «лёгких» веществах ($Z_{\text{eff}} = 7...8$) и увеличение радиационной толщины объекта сканирования в 1,5 раза.

В [43] разработана технология получения матричного позиционно-чувствительного сцинтиллятора для цифровой рентгенографии, совместимого как со сборкой фотодиодов, так и твердотельной ПЗС-матрицей. Основные его

достоинства — высокая чувствительность и широкополосная функция передачи модуляции. В детекторной сборке размерами 20×30 мм используются детектирующие элементы на основе оксисульфида гадолиния $Gd_2O_2S:Tb$ толщиной 50, 100 или 200 мкм, находящиеся в оптическом контакте со стандартной сборкой фотодиодов, имеющей формат 512×1024 пикселей с шагом расположения пикселей 48 мкм.

В [44] описаны две плоские панели детекторов с прямым преобразованием энергии фотонов на основе аморфного селена. В одной панели (размером 43 см ×43 см) шаг расположения пикселей равен 0,168 мм, а в другой — 0,139 мм (при размерах панели 35 см ×43 см). В качестве источника излучения используется рентгеновский аппарат с рентгеновской трубкой RAD -14 фирмы «Varian» (США).

В [45] описаны методика и основные результаты вычислений вклада базового шума в компоненты рентгеновского изображения, обусловленные фотоэффектом и комптоновским рассеянием фотонов.

В статье [46] исследована одна из разновидностей СЦР, где детектором излучения является запоминающий люминофор. Методом Монте-Карло проведено моделирование процесса формирования и считывания изображений с гранулированных люминофоров. Полученные результаты были использованы для расчета основных рабочих характеристик подобных систем визуализации, в т.ч. функции передачи модуляции и эффективности регистрации излучения. Показано, что их значения хорошо согласуются с опубликованными ранее эмпирическими данными. Наряду с этим отмечена необходимость точного определения материала и оптических свойств люминофорных пластин.

В работе [47] предложен, основанный на вейвлет-анализе, метод оптимизации качества изображения и лучевой нагрузки на ОК. Выполнено измерение и сравнение физических параметров обработанных рентгенограмм. Показано, что предложенный подход обеспечивает не только более высокое пространственное разрешение, но и более низкий уровень шума.

Продемонстрирована возможность снижения лучевой нагрузки до 40% при рентгенографическом обследовании тазобедренного сустава.

В статье [48] представлен обзор параметров, используемых для определения качества цифровых рентгенограмм, и методов, используемых для измерения этих параметров, применительно к медицинской диагностике. Отмечается, что основная концепция оценки качества — возможность получения диагностической информации при минимально возможном уровне облучения пациента. Обсуждается влияние физических факторов, геометрии и параметров облучения на формирование цифровых рентгеновских изображений. Определены пределы применимости для различных параметров качества и методов их измерений.

В [49] предложен метод подавления влияния рассеянного излучения на качество изображений применительно к СЦР медицинского назначения. Метод реализуется последовательно в 6 этапов и заключается в применении оригинального подхода для количественного поэлементного оценивания (и последующего удаления) величины вклада рассеянного излучения в цифровое радиационное изображение объекта. Как следствие этого, при обеспечении в целом необходимого для диагностических исследований качества изображений, достигается снижение дозы облучения пациента.

В [50] разработана сканирующая СЦР, в которой генерируется веерный пучок высокоэнергетического (с максимальной энергией не менее 900 кэВ) рентгеновского излучения и используется массив коллимированных детекторных элементов. При этом каждый детекторный элемент выполнен с возможностью регистрации обратно рассеянного излучения от определенной части зоны сканирования объекта.

В работе [51] исследована СЦР на основе линейного ускорителя и матричного детектора, предназначенная для контроля зазоров между элементами авиационных двигателей. Ускоритель имеет максимальную энергию 9 МэВ, а детектор состоит из комбинации сцинтилляционного экрана (материал – CsI) толщиной 2 мм и охлаждаемой CCD-камеры. При проведении контроля в режиме реального времени используется детектор форматом 512×512 элементов

(пикселей) с размером пикселя 16 мкм, а при контроле в режиме накопления используется детектор форматом 2048×2048 пикселей с размером пикселя 13,5 мкм. При этом пространственное разрешение СЦР составляет 0,6 мм – для режима реального времени и 0,15 мм – для режима накопления.

1.2. Системы цифровой рентгенография для досмотрового контроля объектов

В статье [14] проведено моделирование методом Монте-Карло системы досмотра контейнеров, содержащей источник излучения – ускоритель 4 МэВ/9 МэВ и линейку из 960 детекторов с размерами апертуры отдельного детектора 6×6 мм² (рис. 1.3). Для идентификации материалов использовалась реализация МДЭ, основанная на предположении, что детекторы обладают функцией дискриминатора энергии, т.е. осуществляется разделение потоков импульсов на выходе детекторов электронным путем (что является альтернативой к применению физических фильтров, таких как свинец или медь). Разработанная методика позволила идентифицировать следующие материалы: тканеэквивалентный пластик, Al; Fe; Ag.

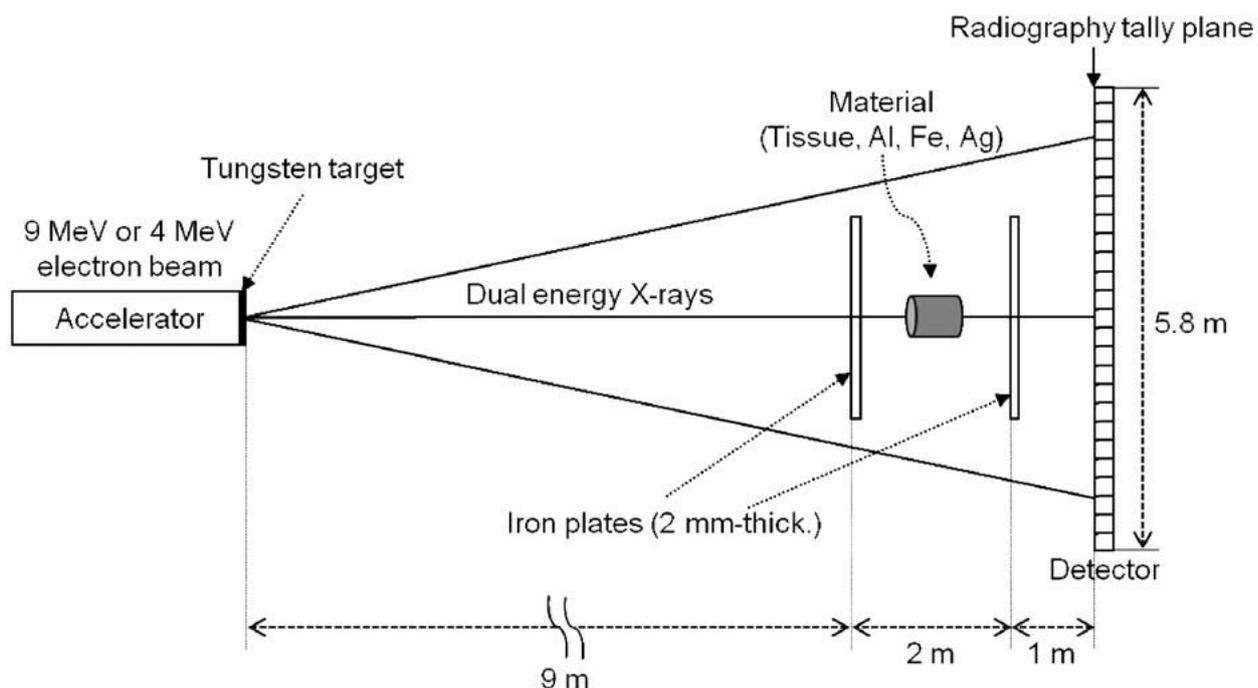


Рисунок 1.3 - Принципиальная схема геометрии моделирования. [14]

В работе [52] для решения задач выявления диверсионно-террористических средств, поиска специальных внедренных средств съема информации было предложено разработать комплексы рентгеновской аппаратуры двух типов. Первый тип – портативные комплексы на базе импульсных рентгеновских аппаратов с регистрацией проникающего излучения. Второй тип – мобильные комплексы на базе аппаратов постоянного потенциала с применением высокочувствительных детекторов с регистрацией обратно рассеянного излучения. Сформулированы основные требования, предъявляемые к портативным рентгеновским комплексам (обеспечение высокой просвечивающей способности – до 40 мм по стали, разрешение не хуже 0,12 мм, общая масса не более 25 кг, автономное питание, работа в широком температурном диапазоне – 30...+ 60° С). Для успешного решения всего круга задач по обнаружению и обезвреживанию взрывных устройств, выявлению оружия, отравляющих и наркотических веществ был создан портативный рентген телевизионный комплекс «Шмель-240 ТВ» с дистанционным управлением комплексом оператором.

В статье [53] сообщается, что компания «Rapiscan Systems» разработала досмотровый комплекс на основе линейного ускорителя на 9 МэВ для обнаружения специального ядерного материала в грузовых контейнерах. В данном комплексе используется двухступенчатый процесс досмотра. На первом этапе (основное сканирование) контейнер быстро и полностью проверяется по сформированным с помощью двух независимых массивов детекторов изображениям: традиционный основной массив с высоким пространственным разрешением и массив «грубого» энергетического разрешения. Эти два массива детекторов используются для обнаружения объектов с высоким эффективным атомным номером, таких как свинец, вольфрам, уран. Указанные объекты могут быть потенциальными защитными материалами либо специальными ядерными материалами. На втором этапе области контейнера, которые были определены как области с высоким эффективным атомным номером, повторно проверяются. Проверка осуществляется путем просвечивания этих областей пучком

рентгеновского излучения и регистрацией нейтронного или гамма-излучения, которые испускаются материалом области с высоким значением эффективного атомного номера, если эта область содержит специальный ядерный материал.

В [54] проведен анализ требований, предъявляемых к измерителям (мониторам) мощности дозы тормозного излучения бетатронов, предназначенных для использования в досмотровых системах и при контроле изделий большого размера. Разработаны технологические меры по повышению надежности мониторов при работе в условиях высоких механических и радиационных нагрузок. Созданные авторами мониторы имеют радиационный ресурс не менее 10000 ч, работают в широком температурном диапазоне от -20 до $+50^{\circ}\text{C}$ и обеспечивают измерение мощностей доз от 0,05 до 50 Р/мин.

В [55] описана разработка СЦР на основе линейного ускорителя 3 МэВ / 6 МэВ для обнаружения контрабанды в авиационных контейнерах (рис. 1.4). Для ускоренного обнаружения подозрительного груза осуществляется просвечивание контейнеров под несколькими направлениями (много проекционная схема).

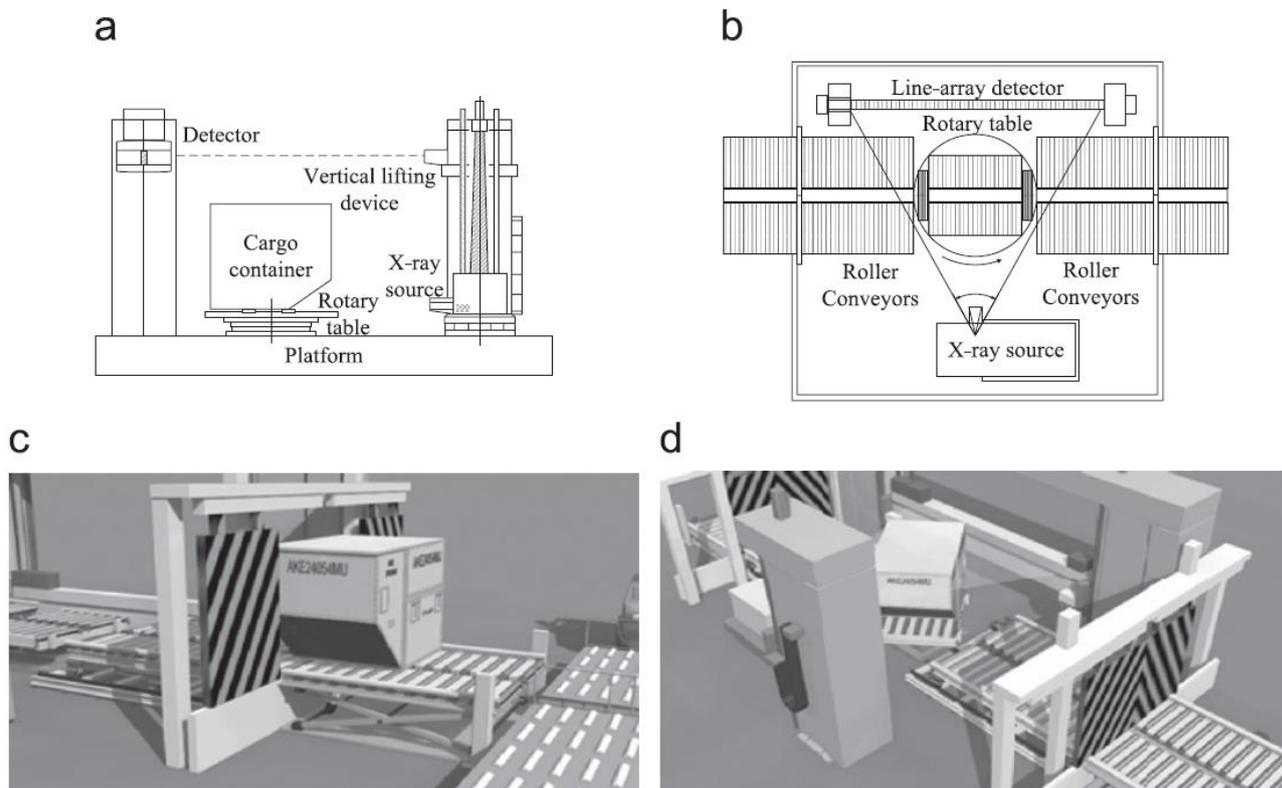


Рисунок 1.4 - Схема инспекционной системы. [55]

(а) Вид сбоку. (б) Вид сверху. (с) и (д) Демонстрации процессов перемещения и сканирования авиационного контейнера, соответственно.

Для регистрации излучения используется линейка детекторов с размерами апертуры отдельного детектора $6 \times 6 \text{ мм}^2$. Скорость перемещения (сканирования) составляет около 0,2 м/с. Время, затрачиваемое на получение изображений контейнера в двух ортогональных проекциях, примерно равно 40 с.

В [56] разработана СЦР для автоматического досмотра внутренней структуры сложных изделий, в которой применяется технология многократного просвечивания контролируемых объектов по различным направлениям, и используются нейросетевые алгоритмы обработки данных. Экспериментальные результаты, полученные на примере досмотра 1000 тестовых изделий, показывают, что вероятность неправильного решения при досмотре составляет менее 4,5 %.

Авторами из [17] разработан линейный ускоритель электронов IDK-6/9 МэВ для использования в качестве источника ионизирующего излучения в системе таможенного досмотра, предназначенной для проверки крупногабаритных грузов. На выходе ускоряющего устройства расположена система коллиматоров, которая служит для формирования веерообразного пучка рентгеновских лучей в вертикальной плоскости с углом раствора 46° . Основным рабочим режимом ускорителя является рентгеновский режим с энергией 6 МэВ, что обеспечивает проникаемость более 300 мм (для стали). Режим работы ускорителя может быть изменен на 9 МэВ, что позволяет подвергать изучаемые объекты дискриминации на основе критерия органических/неорганических веществ с помощью МДЭ.

В [57] представлено описание опыта практического использования сканирующей СЦР, предназначенной для досмотра грузовых контейнеров с целью обнаружения специального ядерного материала. Система содержит две, расположенные параллельно и близко друг к другу, линейки детекторов (по 128 элементов в каждой), изготовленных на основе сцинтилляторов NaI(Tl). Скорость сканирования ОК составляет порядка 45 см/с. Данная СЦР имеет схожую структуру с досмотровым комплексом, описанным в [53]. При проведении тестовых экспериментов с использованием этой СЦР было отмечено значительное влияние на обнаружение различных угроз неравномерности радиационного

изображения досматриваемого объекта, обусловленной неоднородностью (разбросом) структуры объекта.

В работе [58] создан новый алгоритм обнаружения материалов для рентгеновской досмотровой системы багажа, используемой в аэропортах и стратегических местах. Алгоритм основан на МДЭ и спектральном анализе цифровых радиационных изображений контролируемых объектов. Полученные экспериментальные результаты показывают, что предложенный алгоритм является эффективным и оперативным для обнаружения металлических, органических и смешанных материалов с приемлемой точностью.

С целью помощи человеку-оператору при обнаружении опасных предметов в контролируемом объекте – пассажирском багаже в [59] был разработан способ автоматического обнаружения предметов на основе сочетания схемы «мульти-вид» (получение рентгеновских изображений объекта под различными ракурсами) и МДЭ. Предложенный способ был успешно апробирован при выявлении пистолетов в ручной клади.

В [60] для повышения точности автоматического распознавания ядерных и взрывчатых материалов в досматриваемых объектах (контейнеры в морских портах и т.п.) с использованием МДЭ и высокоэнергетических источников

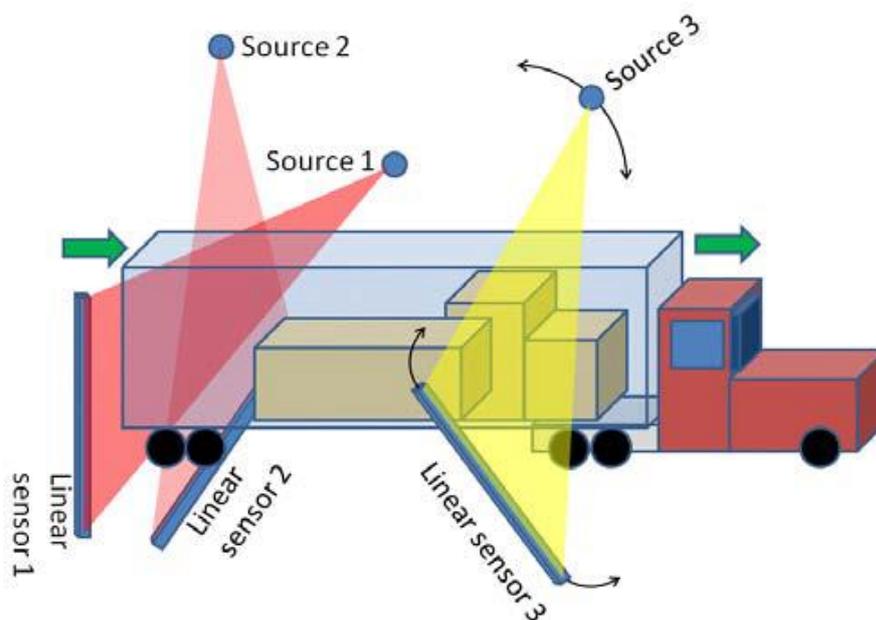


Рисунок 1.5 - Иллюстрация инспекционной системы с тремя источниками излучения [60]

рентгеновского излучения (с максимальной энергией от 2,5 МэВ до 9 МэВ) предложено осуществлять просвечивание объекта тремя веерными пучками (рис. 1.5). При этом каждый пучок формируется от отдельного источника излучения и регистрируется соответствующей линейкой детекторов, а центральные лучи двух из трех пучков взаимно ортогональны. Наряду с этим авторами также отмечается повышение актуальности задачи - оптимизации производительности и надежности досмотровых систем.

В [61] отмечается, что основным направлением развития СЦР является улучшение их пространственной разрешающей способности. Разработан модельный образец сканирующей СЦР, содержащей линейку из 32 детекторов типа «сцинтиллятор – фотодиод». При этом использовались сцинтилляторы на основе иодида цезия CsI(Tl), селенида цинка ZnSe(Te) и вольфрамата кадмия CdWO₄. Размеры апертуры (поверхности приема излучения) отдельного детектора составляли 0,6×0,6 мм². Полученное экспериментальное значение пространственной разрешающей способности разработанной СЦР оказалось равным 1,25 пар линий/мм, а значение чувствительности – 0,2 мм стальной проволоки за 6 мм стального поглотителя. Сообщается также о разработке линеек детекторов, позволяющих более эффективно реализовать МДЭ для данной СЦР. А это, как известно, весьма актуально для распознавания веществ в досматриваемых объектах, различающихся по плотности и атомному номеру.

Работа [62] направлена на поиск новых возможностей повышения пространственной разрешающей способности и контрастной чувствительности сканирующей СЦР на основе линейки детекторов типа "сцинтиллятор фотодиод». Для этой цели предложено, в частности, осуществлять оптимизацию материала сцинтилляционных элементов и их толщины. Вместе с тем большое внимание уделяется также и более эффективному использованию возможностей двух- и мульти-энергетической рентгенографии (т.е. МДЭ и его обобщениям) для распознавания веществ, которые незначительно отличаются по своему эффективному атомному номеру (Z_{eff}) и плотности, что имеет существенное значение при досмотровом контроле, технической и медицинской диагностике.

В статье [63] предпринята попытка повышения точности идентификации материалов, используя сканирующую СЦР с трехэнергетическим приемно-детектирующим трактом (рис. 1.6). Поставленная задача решалась с помощью коллиматора, формирующего 3 веерных пучка от одного источника рентгеновского излучения. В каждом веерном пучке при помощи выбора анодного напряжения рентгеновского излучателя и фильтров из различных материалов (медь, алюминий и др.) можно получить теневые рентгеновские изображения ОК в различных спектральных диапазонах. Решение поставленной задачи осуществлялось двумя способами:

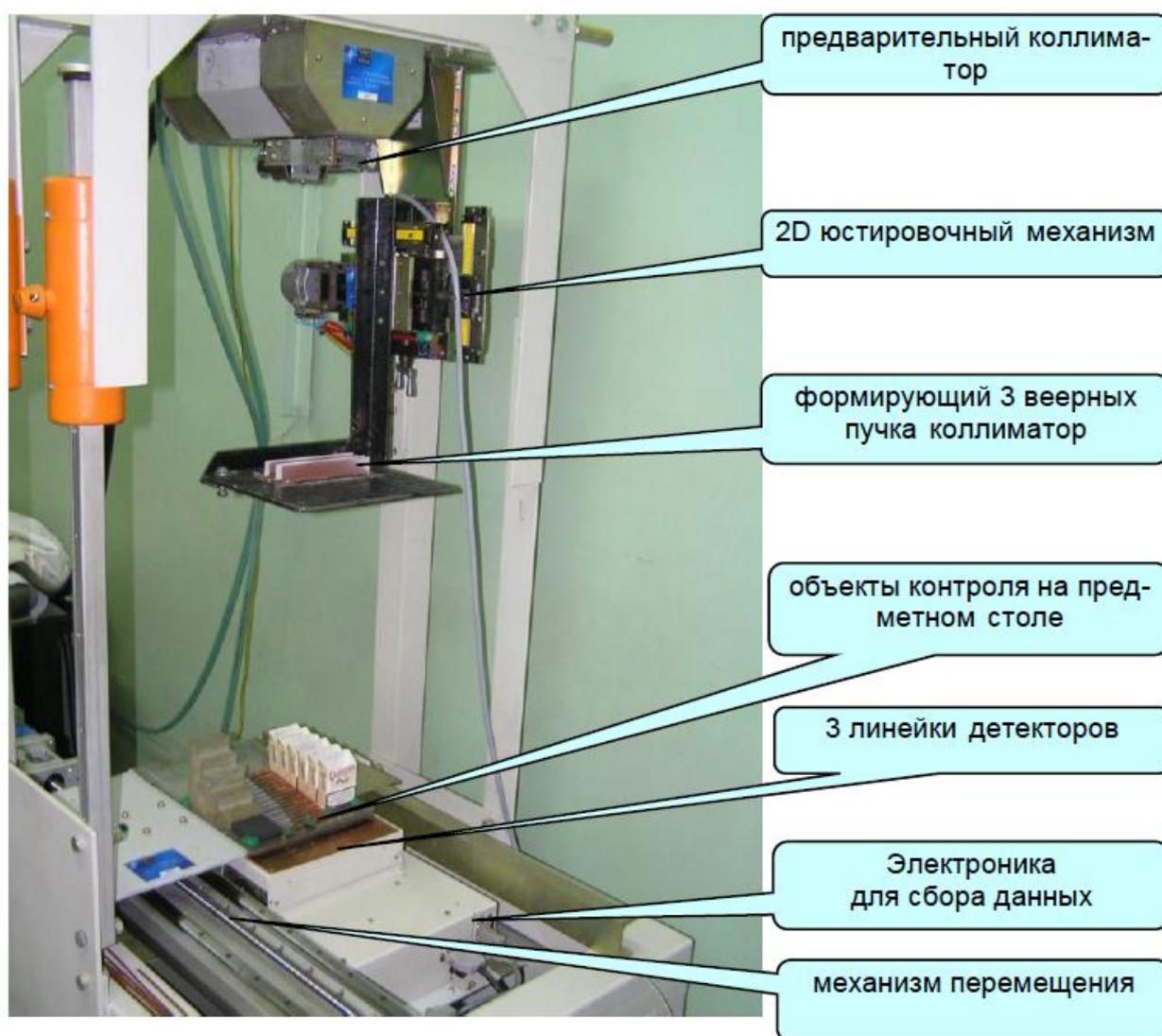


Рисунок 1.6 - Общий вид макета мультиэнергетического сканера [63]

– используя энергоселективные свойства трех линеек детекторов, за одно сканирование может быть получено три изображения ОК в различных энергетических диапазонах при одном выбранном анодном напряжении источника рентгеновского излучения (достоинством этого способа можно считать высокую скорость получения изображений, а недостатком – существенное перекрытие энергетических диапазонов при получении изображения);

– используя высокую точность механизма перемещения ОК можно последовательно получить три изображения ОК при трех различных анодных напряжениях и при различных условиях фильтрации с последующим совмещением трех изображений, полученных в трех энергетических диапазонах.

В модельных физических экспериментах применение предложенных способов позволило достичь точности определения эффективного атомного номера до 95%, что значительно лучше по сравнению с традиционными системами инспекции для обнаружения взрывчатых веществ.

В работе [64] приведены результаты, полученные в институте неразрушающего контроля Томского политехнического университета, при разработке новых источников ионизирующего излучения (рентгеновские аппараты, бетатроны) и их применении в неразрушающем контроле материалов и изделий, а также в досмотровых системах при таможенном контроле. Там же отмечается, что основные усилия ученых и производителей в сфере неразрушающего радиационного контроля и диагностики направлены на создание высокоэффективных источников и детекторов ионизирующего излучения и на компьютерную обработку радиационных изображений с целью повышения информативности контроля.

В статье [65] представлена математическая модель цифрового сигнала на выходе отдельного измерительного канала сканирующей СЦР, содержащей линейку детекторов, для случая, когда основным видом искажений сигнала является шум, обусловленный квантовой природой излучения. С использованием данной модели разработан в одномерном варианте алгоритм автоматического

обнаружения локальных "критических" включений в ОК и получены статистические оценки его эффективности на модельном примере.

В статье [12] оценен вклад различных составляющих в интегральную погрешность измерения эффективного атомного номера вещества однородного ОК методом дуальных энергий в области энергий до 200 кэВ. Установлено, что наибольший вклад в погрешность измерения эффективного атомного номера вносят отклонения максимальных энергий в спектрах рентгеновского излучения. Показано существование оптимальных значений указанных энергий, при которых минимизируется статистическая погрешность оценки эффективного атомного номера.

В [15] сформулирован критерий значимости влияния физического фактора на качество идентификации веществ ОК высокоэнергетическим МДЭ. Даны рекомендации по его практическому применению. Для выпускаемого серийно малогабаритного бетатрона МИБ 4,5/7,5 проведена серия расчетов по оценке влияния различных физических факторов на качество идентификации. Рассмотрены следующие факторы: отклонения максимальных энергий высокоэнергетического рентгеновского излучения от номинальных значений; излучение, рассеянное в ОК; излучение, рассеянное в конструкции досмотрового комплекса. Проведенные исследования доказывают необходимость учета рассмотренных факторов при проектировании досмотровых комплексов с возможностью идентификации веществ ОК и их фрагментов высокоэнергетическим МДЭ.

Различные варианты создания сканирующих СЦР для досмотра транспортных средств и их грузов в широком диапазоне размеров, наряду с обеспечением достаточно высокой эффективности досмотра и приемлемой общей пропускной способности, предложены в [66]. В частности, один из вариантов предполагает многократное обследование досматриваемого объекта на основе его просвечивания под различными ракурсами.

В [67] представлена общая концепция функционирования СЦР, предназначенной для сканирования самолетов с целью обнаружения скрытых

угроз. В системе предусматривается возможность регистрации обратно рассеянного рентгеновского излучения, а также регистрации гамма-лучей и нейтронов для обнаружения ядерных и радиоактивных материалов.

В [68] описана сканирующая СЦР, предназначенная для идентификации (по атомному номеру) состава материала контролируемого объекта. Система включает в себя, по меньшей мере, один источник рентгеновского излучения и массив детекторов, работающих в спектрометрическом режиме, для регистрации прошедшего через исследуемый объект излучения. Наряду с этим система может иметь множество коллимированных детекторов (работающих также в спектрометрическом режиме) для регистрации высокоэнергетического обратно рассеянного рентгеновского излучения.

В разработке сканирующей СЦР для персонального досмотра, представленной в [13], реализация МДЭ основана на использовании комбинированных детекторов излучения. При этом каждый комбинированный детектор содержит детектор низкой энергии, фильтр и детектор высокой энергии. В результате соответствующей компьютерной обработки вычисляются (оцениваются) атомные номера, соответствующие различным элементам объекта исследования. Это позволяет различать органические соединения, неорганические соединения и смеси (особенно наркотики, взрывчатые вещества и оружие). Помимо этого также предложен оригинальный способ обработки изображений, позволяющий, в частности, анализировать и хранить только ту часть изображения человека, для которой выявлена большая разница между вычисленными атомными номерами и атомными номерами ткани человека. Это делает изображение удобным для наблюдения, а процесс проверки более быстрым и высокоэффективным. По высказыванию авторов, данное изобретение может широко применяться в аэропортах, пограничных и железнодорожных станциях, станциях метро, междугородных автобусных станциях, в государственных учреждениях, тюрьмах и т.п. Иными словами – всюду, где требуется проверка безопасности.

Для проведения персонального досмотра в [69] предложена СЦР, в которой используется одна из реализаций МДЭ. Эта реализация основана на применении двух (расположенных рядом и параллельно друг другу) блоков детектирования для регистрации рентгеновских лучей в диапазоне низких и высоких энергий, соответственно.

В [70] представлено описание СЦР с высокоэнергетическим источником импульсного рентгеновского излучения для обнаружения делящихся материалов в контейнерах.

В [71] разработана сканирующая СЦР, в которой применяется схема мульти-вид – используются несколько источников рентгеновского излучения для одновременного сканирования ОК несколькими пучками излучения.

Один из способов улучшения распознавания материалов с использованием СЦР основан на одновременном сочетании МДЭ и математического моделирования структурных близлежащих слоев в ОК [72].

Для повышения пропускной способности при досмотре лиц с багажом в [73] предложено параллельное цифровое рентгенографическое сканирование багажа и досматриваемых лиц с получением визуального изображения багажа и тела на мониторах операторов.

С целью ускоренного обнаружения инородных материалов в объекте контроля в [74] предложено просвечивать объект одновременно в двух направлениях с помощью двух пар источник рентгеновского излучения – детектор и при этом в процессе контроля источники могут работать в мультиэнергетическом режиме (меняются максимальные энергии излучения).

1.3. Выводы

1. В настоящее время наиболее активно развиваются и применяются как в дефектоскопии и диагностике, так и при досмотровом контроле СЦР на основе запоминающих люминофоров, матричных детекторов и сканирующие СЦР на основе линейки детекторов. При этом основные направления их развития связаны с совершенствованием источников и детекторов рентгеновского излучения, а также с созданием высокоэффективных алгоритмов (включая интеллектуальный анализ данных) и программного обеспечения для цифровой обработки радиационных изображений контролируемых объектов.
2. При проектировании вновь создаваемых и совершенствовании существующих СЦР большое внимание уделяется задачам оптимизации параметров данных систем по различным критериям качества их функционирования.
3. При досмотровом контроле крупногабаритных объектов (транспортных средств, грузовых контейнеров и т.п.) явное доминирующее положение по частоте использования занимают сканирующие СЦР на основе линейки детекторов с высокоэнергетическими источниками ионизирующего излучения (линейные ускорители и бетатроны).
4. Во многих, практически важных случаях, для повышения информативности контроля (досмотра) достаточно широкое распространение получила схема мульти-вид (multi-view) – многоракурсное просвечивание объекта с применением одного источника и одного детектора либо (при использовании сканирующих СЦР) с одновременным применением нескольких источников излучения и детекторных массивов.
5. Для повышения надежности обнаружения инородных (несанкционированных) включений в объектах необходимо дальнейшее развитие методов увеличения пространственной разрешающей способности СЦР, методов подавления рассеянного излучения (при использовании неколлимированных детекторов) и методов идентификации веществ (методов дуальных энергий и их различных обобщающих модификаций).

2. Распознавание материалов методом дуальных энергий при радиационном контроле объектов

Современные системы и методы радиационного контроля широко используются в промышленной дефектоскопии и технической диагностике [3–5,75], в медицинской диагностике [7,8], а также для проведения досмотра багажа, ручной клади, контейнеров и т.д. с целью обеспечения безопасности перевозок и пресечения попыток нелегального провоза запрещенных предметов [9–11,75]. Для повышения эффективности контроля во многих системах (в частности, предназначенных для проведения досмотра) применяется МДЭ.

К настоящему времени в мире разработано достаточно много различных модификаций МДЭ, успешно прошедших практическую апробацию. Вследствие чего возникает естественное стремление систематизированного описания указанных модификаций, их ограничений, возможностей и направлений дальнейшего совершенствования.

Для удобства представления материала начнем с изложения теоретических основ МДЭ.

2.1. Теоретические основы метода дуальных энергий

Изначально МДЭ был разработан Альваресом совместно с Маковским [76] и (немного позже) Бруксом [77] и предназначался для уменьшения влияния немоноэнергетичности рентгеновского излучения на качество томографических изображений. Впоследствии МДЭ стал использоваться как самостоятельный метод для распознавания неизвестных материалов (посредством оценки их атомных номеров), в частности, в системах цифровой радиографии медицинского назначения [78]. К настоящему же времени МДЭ по существу является основным методом распознавания материалов при радиационном контроле широкой номенклатуры объектов.

Приведем базовые аналитические соотношения, выражающие сущность МДЭ при использовании источников с непрерывным (сплошным) энергетическим спектром излучения, основываясь на работах [76, 78]. Для удобства изложения

материала сделаем несколько упрощающих предположений (главным образом для математической корректности расчетных соотношений, но с полным сохранением физического смысла):

- ОК однородный и постоянной толщины;
- источник излучения немонаоэнергетический и стационарный (например, рентгеновский аппарат непрерывного действия);
- регистрация излучения осуществляется радиометрическим детектором;
- детектор излучения центрирован на оси пучка излучения;
- источник излучения и детектор излучения коллимированы, вследствие чего влиянием рассеянного в ОК излучения пренебрегаем;
- угловое и энергетическое распределения источника независимы;
- размеры апертуры детектора (поверхности приема излучения) намного меньше расстояния источник-детектор;
- апертура детектора наведена на источник;
- используется аналоговый (средне токовый) режим регистрации излучения.
- в качестве временного фильтра (интегратора) выходного процесса детектора излучения используется идеальный интегратор со сбросом.

С учетом принятых предположений суммарный заряд $Q(H)$ (точнее – математическое ожидание (среднее значение) суммарного заряда, кл), регистрируемый детектором при наличии ОК, будет описываться соотношением вида

$$Q(H) = \gamma \frac{\psi(\bar{k})}{F^2} ST \int_0^{E_{\max}} g(E, E_{\max}) e^{-\mu(E)H} \varepsilon(E) \overline{E_{\text{п}}(E)} dE. \quad (2.1)$$

Здесь γ – коэффициент преобразования энергии ионизирующего излучения в электрический заряд, кл/МэВ; $Q(H)/\gamma$ – суммарное количество энергии (точнее – математическое ожидание (среднее значение) суммарного количества энергии), поглощенное детектором при наличии ОК, МэВ; $\psi(\bar{\Omega})$ – функция, описывающая распределение источника излучения по направлениям $\bar{\Omega}$ вылета квантов (угловое распределение источника), которая считается нормированной на 1 квант в телесный угол 4π sr, то есть

$$\int_{(4\pi)} \psi(\bar{\Omega}) d\Omega = 1,$$

где символ (4π) в левой части равенства означает, что интегрирование осуществляется по поверхности единичной сферы с центром в начале координат (для изотропного источника $\psi(\bar{\Omega}) = \frac{1}{4\pi}$); \bar{k} – единичный вектор оси Oz (оси пучка излучения, генерируемого источником); F – фокусное расстояние (расстояние источник – детектор); S – площадь апертуры детектора; $\frac{\psi(\bar{k})}{F^2} S$ – вероятность вылета кванта из источника в сторону детектора; T – время регистрации излучения (постоянная времени интегратора со сбросом); E_{\max} – максимальная энергия в спектре рентгеновского излучения, генерируемого источником;

$$g(E, E_{\max}) = \frac{dN}{dE}$$

– энергетический спектр рентгеновского излучения, генерируемого источником, по числу квантов (не нормирован), $1/(\text{МэВ} \cdot \text{с})$; E – энергия кванта, МэВ;

$$N_{\text{п}} = \int_0^{E_{\max}} g(E, E_{\max}) dE$$

– суммарное число квантов, испускаемых источником в единицу времени во все пространство, $1/\text{с}$;

$$N_F(E) = \frac{\psi(\bar{k})}{F^2} g(E, E_{\max})$$

– дифференциальная по энергиям плотность потока квантов излучения вблизи поверхности детектора (расположенного на расстоянии F от источника вдоль оси Oz (по направлению вектора \bar{k})), $1/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{МэВ})$;

$$N_0 = \int_0^{E_{\max}} N_F(E) dE = \frac{\psi(\bar{k})}{F^2} \int_0^{E_{\max}} g(E, E_{\max}) dE$$

– плотность потока квантов излучения вблизи поверхности детектора (расположенного на расстоянии F от источника вдоль оси Oz (по направлению вектора \bar{k})), $1/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$;

$$N_d = N_0 S = \frac{\psi(\bar{k})}{F^2} S \int_0^{E_{\max}} g(E, E_{\max}) dE$$

– поток квантов излучения падающих на детектор (расположенный на расстоянии F от источника вдоль оси Oz (по направлению вектора \bar{k})), $1/с$; $\mu(E)$ – линейный коэффициент ослабления (ЛКО) излучения для материала ОК, $1/(\text{см}^{-1})$; H – толщина ОК, см; $e^{-\mu(E)H}$ – коэффициент пропускания излучения объектом контроля для квантов с энергией E ; $\varepsilon(E)$ – счетная эффективность регистрации излучения детектором; $\overline{E_n(E)}$ – среднее значение (математическое ожидание) поглощенной энергии для одного кванта с энергией E , испытавшего взаимодействие с детектором, МэВ. Добавим, наконец, что величина

$$k_n(E) = \frac{\overline{E_n(E)}}{E}$$

может быть интерпретирована как коэффициент поглощения излучения детектором (энергетическая эффективность регистрации излучения).

Заметим, что при использовании счетного режима регистрации излучения общее число квантов $N_{\text{общ}}$, регистрируемое детектором за время T , будет описываться следующим выражением

$$N_{\text{общ}} = \frac{\psi(\bar{k})}{F^2} ST \int_0^{E_{\max}} g(E, E_{\max}) e^{-\mu(E)H} \varepsilon(E) dE.$$

Обозначим

$$C_{\text{дет}} = \gamma \frac{\psi(\bar{k})}{F^2} ST.$$

С учетом данного обозначения соотношение (2.1) запишется в виде

$$Q(H) = C_{\text{дет}} \int_0^{E_{\max}} g(E, E_{\max}) e^{-\mu(E)H} \varepsilon(E) \overline{E_n(E)} dE. \quad (2.2)$$

Из (2.2) соответственно получаем:

$$Q_1(H) = C_{\text{дет}} \int_0^{E_1} g(E, E_1) e^{-\mu(E)H} \varepsilon(E) \overline{E_n(E)} dE \quad (2.3)$$

– суммарный заряд регистрируемый детектором при наличии ОК для $E_{\max} = E_1$;

$$Q_1(0) = C_{\text{det}} \int_0^{E_1} g(E, E_1) \varepsilon(E) \overline{E_n(E)} dE \quad (2.4)$$

– суммарный заряд регистрируемый детектором при отсутствии ОК для $E_{\text{max}} = E_1$;

$$Q_2(H) = C_{\text{det}} \int_0^{E_2} g(E, E_2) e^{-\mu(E)H} \varepsilon(E) \overline{E_n(E)} dE \quad (2.5)$$

– суммарный заряд регистрируемый детектором при наличии ОК для $E_{\text{max}} = E_2$;

$$Q_2(0) = C_{\text{det}} \int_0^{E_2} g(E, E_2) \varepsilon(E) \overline{E_n(E)} dE \quad (2.6)$$

– суммарный заряд регистрируемый детектором при отсутствии ОК для $E_{\text{max}} = E_2$.

Переходя к нормированным значениям на основе (2.3) – (2.6) будем иметь:

$$d_1 = \frac{Q_1(H)}{Q_1(0)} = \frac{\int_0^{E_1} g(E, E_1) e^{-\mu(E)H} \varepsilon(E) \overline{E_n(E)} dE}{\int_0^{E_1} g(E, E_1) \varepsilon(E) \overline{E_n(E)} dE}; \quad (2.7)$$

$$d_2 = \frac{Q_2(H)}{Q_2(0)} = \frac{\int_0^{E_2} g(E, E_2) e^{-\mu(E)H} \varepsilon(E) \overline{E_n(E)} dE}{\int_0^{E_2} g(E, E_2) \varepsilon(E) \overline{E_n(E)} dE}. \quad (2.8)$$

Параметры d_1 и d_2 на содержательном уровне представляют собой «эффективные коэффициенты пропускания излучения» объектом контроля, т.е. такие коэффициенты пропускания $d_1 = e^{-\mu(E_{1\text{эфф}})H}$ и $d_2 = e^{-\mu(E_{2\text{эфф}})H}$, которые соответствуют эффективным энергиям $E_{1\text{эфф}}$ и $E_{2\text{эфф}}$. Исходя из этого они могут быть интерпретированы как «радиационные прозрачности» ОК для излучения с $E_{\text{max}} = E_1$ и $E_{\text{max}} = E_2$, соответственно. Следует также заметить, что параметры d_1 и d_2 могут быть найдены и экспериментально.

Соотношения (2.7), (2.8) являются исходной математической моделью для оценки атомного номера материала ОК по результатам измерения излучения – величинам $Q_1(H), Q_1(0), Q_2(H), Q_2(0)$.

В основе МДЭ лежат следующие предположения [76, 78]:

1) в области энергий, используемых для медицинской диагностики, основными причинами ослабления рентгеновского излучения являются фотоэлектрическое поглощение и комптоновское рассеяние, т.е.

$$\mu \approx \mu_{\phi} + \mu_{\text{нк}}, \quad (2.9)$$

где μ_{ϕ} – составляющая ЛКО, обусловленная фотоэффектом; $\mu_{\text{нк}}$ – составляющая ЛКО, обусловленная эффектом некогерентного рассеяния (эффектом Комптона);

2) составляющие μ_{ϕ} и $\mu_{\text{нк}}$ аналитически аппроксимируются выражениями вида:

$$\mu_{\phi} = \rho_e C_p Z^{3,8} f_{\phi}(E); \quad (2.10)$$

$$\mu_{\text{нк}} = \rho_e C_0 f_{\text{нк}}(E). \quad (2.11)$$

Здесь

$$\rho_e = \rho \frac{Z}{A} N_A \quad (2.12)$$

– электронная плотность вещества ОК, $1/\text{см}^3$; ρ, Z, A – плотность, атомный номер и атомная масса вещества ОК соответственно;

$$N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ (моль}^{-1}\text{)} \quad (2.13)$$

– число Авогадро;

$$C_p = 9.8 \cdot 10^{-24} \text{ (см}^2\text{)}; \quad (2.14)$$

$$f_{\phi}(E) = \frac{1}{E^{3,2}} \quad (2.15)$$

– функция, описывающая энергетическую зависимость сечения фотоэффекта на атоме;

$$C_0 = 2\pi r_0^2 \approx 0,499 \cdot 10^{-24} \text{ (см}^2\text{)}; \quad (2.16)$$

$$r_0 = 2,818 \cdot 10^{-13} \text{ (см)} \quad (2.17)$$

– классический радиус электрона;

$$f_{\text{нк}}(E) = \frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{\ln(1+2\alpha)}{\alpha} \right] + \frac{\ln(1+2\alpha)}{2\alpha} - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \quad (2.18)$$

– функция, описывающая энергетическую зависимость сечения некогерентного рассеяния (эффекта Комптона) на электроны; $C_0 f_{KN}(E)$ – интегральное сечение Клейна-Нишины-Тамма;

$$\alpha = \frac{E}{511 \text{кэВ}}, \quad (2.19)$$

где энергия E выражена в кэВ.

С учетом (2.10), (2.11) выражение (2.9) для ЛКО μ примет вид

$$\mu \approx \rho_e C_p Z^{3,8} f_\phi(E) + \rho_e C_0 f_{KN}(E). \quad (2.20)$$

Формула (2.20) является «теоретическим фундаментом» МДЭ. Практически она используется в диапазоне энергий от 20 кэВ до 1,022 МэВ [12].

Согласно этой формуле ЛКО μ , являясь фактически функцией трех переменных ($\mu = \mu(\rho_e, Z, E)$), разлагается на сумму произведений нескольких одномерных функций, что упрощает процесс анализа и обработки результатов измерения излучения на ее основе.

При подстановке (2.20) в (2.7), (2.8) получим систему интегральных параметрических уравнений для оценки атомного номера материала ОК:

$$d_1 \approx \frac{\int_0^{E_1} g(E, E_1) e^{-Bf_\phi(E) - Df_{KN}(E)} \varepsilon(E) \overline{E_n(E)} dE}{\int_0^{E_1} g(E, E_1) \varepsilon(E) \overline{E_n(E)} dE}; \quad (2.21)$$

$$d_2 \approx \frac{\int_0^{E_2} g(E, E_2) e^{-Bf_\phi(E) - Df_{KN}(E)} \varepsilon(E) \overline{E_n(E)} dE}{\int_0^{E_2} g(E, E_2) \varepsilon(E) \overline{E_n(E)} dE}. \quad (2.22)$$

Здесь d_1 и d_2 – эмпирические (найденные экспериментально) «радиационные прозрачности» ОК для излучения с $E_{\max} = E_1$ и $E_{\max} = E_2$, соответственно; B и D – искомые промежуточные параметры:

$$B = \rho_e C_p Z^{3,8} H; \quad (2.23)$$

$$D = \rho_e C_0 H. \quad (2.24)$$

Правые части в (2.21), (2.22) могут быть интерпретированы как теоретические «радиационные прозрачности» ОК.

Из системы уравнений (2.21), (2.22) находятся (одним из численных методов) параметры B и D . Откуда, с учетом (2.23), (2.24), окончательно получаем оценку \hat{Z} атомного номера Z материала ОК, а именно

$$\hat{Z} = \sqrt[3,8]{\frac{C_0 B}{C_p D}} \quad (2.25)$$

или, с учетом (2.14), (2.16)

$$\hat{Z} = \sqrt[3,8]{0,051 \frac{B}{D}} = 0,457 \sqrt[3,8]{\frac{B}{D}}. \quad (2.26)$$

Соотношения (2.20) – (2.26) (в сочетании с (2.9) – (2.19)) являются базовыми аналитическими соотношениями, выражающими сущность МДЭ при использовании источников с непрерывным (сплошным) энергетическим спектром излучения.

Добавим, в завершение, что точность оценки, вычисляемой по формуле (2.26), может быть несколько повышена, если априорно известна совокупность объектов, подлежащих распознаванию (диапазон плотностей, атомных номеров и толщин объектов). В этом случае в формуле (2.26) постоянные 0,457 и 3,8 целесообразно заменить соответственно параметрами A_1 и A_2 , которые могут быть выбраны оптимальным образом по серии предварительных тестовых экспериментов с некоторыми элементами из этой совокупности объектов.

2.2. Случай двух моноэнергетических источников

Случай применения двух моноэнергетических источников излучения для просвечивания ОК представляет особый интерес, т.к. в этом случае эффективность МДЭ проявляется в наибольшей степени. Приведем для пояснения соответствующие аналитические выражения:

$$g_1(E) = N_1 \delta(E - E_{1m}); \quad (2.27)$$

$$g_2(E) = N_2 \delta(E - E_{2m}) \quad (2.28)$$

– энергетические спектры излучения по числу квантов (не нормированы), генерируемые первым и вторым моноэнергетическим источником, соответственно, $1/(\text{МэВ} \cdot \text{с})$; N_1, N_2 – суммарное число квантов испускаемых в единицу времени во все пространство первым и вторым источником, соответственно, $1/\text{с}$; E_{1m}, E_{2m} – энергия квантов испускаемых первым и вторым источником, соответственно, МэВ ; $\delta(E)$ – дельта-функция Дирака.

При замене в (2.7), (2.8) энергетических спектров $g(E, E_1)$ и $g(E, E_2)$ соответственно на спектры $g_1(E)$ и $g_2(E)$, описываемые (2.27), (2.28), и предполагая, для математической корректности (но без нарушения физической общности), что $0 < E_{1m} < E_1$ и $0 < E_{2m} < E_2$, будем иметь

$$d_1 = e^{-\mu(E_{1m})H}; \quad (2.29)$$

$$d_2 = e^{-\mu(E_{2m})H}. \quad (2.30)$$

Логарифмируя равенства (2.29), (2.30) и умножая их на -1, получим

$$-\ln d_1 = \mu(E_{1m})H; \quad (2.31)$$

$$-\ln d_2 = \mu(E_{2m})H \quad (2.32)$$

– «радиационные толщи» (безразмерные величины) ОК для энергии E_{1m}, E_{2m} соответственно.

Воспользуемся теперь представлением для ЛКО μ [79]:

$$\mu(E, \rho, Z) = \rho \mu_m(E, Z), \quad (2.33)$$

где $\mu_m(E, Z)$ – массовый коэффициент ослабления излучения, $\text{см}^2/\text{г}$.

Из (2.31), (2.32) с учетом (2.33) получаем следующее соотношение

$$G(E_{1m}, E_{2m}, Z) = \frac{\ln d_2}{\ln d_1} = \frac{\mu_m(E_{2m}, Z)}{\mu_m(E_{1m}, Z)}. \quad (2.34)$$

Величина G при известных энергиях E_{1m}, E_{2m} однозначно связана с атомным номером Z .

Таким образом, использование двух моноэнергетических источников излучения позволяет на основе соотношения (2.34) и детальных таблиц для

массового коэффициента ослабления (например, представленных в [80]) сравнительно просто и надежно оценить неизвестный атомный номер материала ОК.

Однако, моноэнергетические источники, коими являются некоторые радионуклиды, практически не используются при досмотровом контроле. Это обусловлено, главным образом, значительной сложностью соблюдения требований по обеспечению радиационной безопасности при работе с радионуклидами, а также их относительно высокой стоимостью и редкостью (и ограниченной доступностью).

2.3. Факторы, определяющие точность и быстродействие метода дуальных энергий

Из (2.20) – (2.22) непосредственно вытекает, что точность МДЭ в основном определяется следующими факторами:

- точностью аппроксимационной формулы (2.20) для ЛКО μ , в частности, точностью конкретной аналитической зависимости микроскопического сечения взаимодействия для фотоэффекта от атомного номера Z материала ОК и энергии E квантов излучения;
- точностью измерения эмпирических «радиационных прозрачностей» d_1 и d_2 ОК для разных значений максимальных энергий в спектре излучения, определяемой, в частности, точностью (разрядностью) аналого-цифрового преобразования выходных процессов детектора излучения и статистическими флуктуациями результатов регистрации излучения, обусловленными квантовой природой излучения;
- точностью оценивания (задания) максимальной энергии E_{\max} в спектре излучения источника;
- точностью описания энергетического спектра $g(E, E_{\max})$ излучения, генерируемого источником;
- точностью оценивания среднего значения $\overline{E_{\text{п}}}(E)$ поглощенной детектором энергии;

- точностью оценивания (вычисления) эффективности $\varepsilon(E)$ регистрации излучения детектором;
- точностью решения системы (2.21), (2.22) интегральных параметрических уравнений, которое обычно реализуется в два этапа: численное интегрирование и последующее решение системы из двух нелинейных уравнений с двумя неизвестными (промежуточными параметрами) B и D .

Усилия многих специалистов в области радиационных методов контроля направлены, в частности, на поиск более точной аналитической зависимости сечения фотоэффекта от энергии. Так, например, вместо (2.15) в [81], предложена зависимость вида $f_{\phi}(E) = \frac{1}{E^{2,8}}$, а в [82] – зависимость вида $f_{\phi}(E) = \frac{1}{E^3}$.

Предпочтение в выборе той или иной аналитической зависимости обычно устанавливается эмпирически для конкретной группы материалов, подлежащих распознаванию. Добавим к этому, что в [82] был также изложен подход к решению системы интегральных параметрических уравнений вида (2.21), (2.22) на основе метода наименьших квадратов. Согласно этому подходу решением системы (2.21) (2.22) является такая пара значений параметров B и D , при которой минимизируется специальная вспомогательная функция (сумма квадратов отклонений):

$$\Phi(B, D) = (d_{E_1}(B, D) - d_1)^2 + (d_{E_2}(B, D) - d_2)^2 \quad (2.35)$$

при условии соблюдения ограничений:

$$B, D \geq 0.$$

Здесь $d_{E_1}(B, D)$ и $d_{E_2}(B, D)$ – правые части уравнений (2.21) и (2.22) соответственно, которые могут быть интерпретированы как «теоретические» радиационные прозрачности ОК для нижней и верхней граничных энергий, соответственно. При этом величины d_1 и d_2 соответственно интерпретируются как «экспериментальные» радиационные прозрачности ОК для нижней и верхней граничных энергий. Таким образом, с учетом приведенных интерпретаций, функция (2.35) будет представлять собой сумму квадратов отклонений между

«теоретическими» и «экспериментальными» радиационными прозрачностями ОК для нижней и верхней граничных энергий в спектре излучения.

Вполне очевидно, что точность МДЭ может быть несколько повышена, если формулу (2.20) дополнить учетом когерентного рассеяния. В частности, на основе данных, представленных в [83], энергетическая зависимость когерентного рассеяния аналитически удовлетворительно аппроксимируется функцией вида

$$f_{\text{ког}}(E) = \frac{1}{E^2}.$$

Что касается вопроса быстродействия МДЭ, то в основном оно будет определяться следующими этапами алгоритма определения промежуточных параметров B и D . На первом этапе вычисляются значения функций, описывающих энергетические зависимости сечений фотоэффекта и некогерентного рассеяния. На втором этапе вычисляются значения функции, аппроксимирующей реальный энергетический спектр источника излучения. Затем вычисляются значения функции, описывающей эффективность регистрации излучения детектором, и оцениваются значения функции, описывающей среднее значение поглощенной детектором энергии. Далее оцениваются интегралы в системе интегрально-параметрических уравнений (2.21), (2.22), наконец, находятся параметры B и D . Каждая из этих процедур характеризуется собственным числом арифметических операций, что определяет фактическое быстродействие алгоритма обработки данных на основе МДЭ. Следует заметить, что общее число арифметических операций существенно зависит от выбранного метода численного интегрирования и скорости его сходимости.

На современном этапе развития систем цифровой рентгенографии, реализующих МДЭ, анализируются изображения от 256×256 до 1024×1024 элементов и более, то есть, на стадии предварительной обработки данных необходимо найти решения от 65536 до 1048576 и более систем интегрально-параметрических уравнений типа (2.21), (2.22). Таким образом, суммарное число вычислительных операций, необходимое для обработки всего массива данных (дуальных цифровых радиационных изображений), может быть очень большим.

Поэтому минимизация числа арифметических операций на каждом этапе общего алгоритма является очень важной задачей.

МДЭ наиболее эффективен в области малых и средних энергий, менее 200 кэВ, что обуславливается сильной зависимостью сечения фотоэффекта от атомного номера вещества [84]. Существует энергетический диапазон, в котором МДЭ является физически не реализуемым, в этом диапазоне превалирует эффект некогерентного рассеяния – эффект Комптона, для которого зависимость от атомного номера незначительна [84].

Решение системы интегральных параметрических уравнений (2.21), (2.22) представляет собой одну из сложностей МДЭ. Между тем сама система уравнений может быть значительно упрощена при использовании детектора полного поглощения, т.к. в этом случае

$$\varepsilon(E) = 1; \overline{E_{\pi}}(E) = E. \quad (2.36)$$

При подстановке (2.36) в (2.21), (2.22) получим:

$$d_1 \approx \frac{\int_0^{E_1} \varphi(E, E_1) e^{-Bf_{\Phi}(E) - Df_{KN}(E)} dE}{\int_0^{E_1} \varphi(E, E_1) dE}; \quad (2.37)$$

$$d_2 \approx \frac{\int_0^{E_2} \varphi(E, E_2) e^{-Bf_{\Phi}(E) - Df_{KN}(E)} dE}{\int_0^{E_2} \varphi(E, E_2) dE}. \quad (2.38)$$

Здесь

$$\varphi(E, E_{\max}) = E g(E, E_{\max}) = E \frac{dN}{dE} = \frac{dI}{dE} \quad (2.39)$$

– энергетический спектр интенсивности I излучения источника при максимальной энергии в спектре E_{\max} , 1/с.

Для вычисления интегралов в (2.37), (2.38) необходимо задание энергетического спектра (2.39) интенсивности излучения источника.

Согласно [85] энергетический спектр интенсивности тормозного рентгеновского излучения для многих практических приложений удовлетворительно описывается формулой Крамерса:

$$\varphi(E, E_{\max}) = \frac{dI}{dE} = \frac{CiZ_a}{h^2} (E_{\max} - E), \quad (2.40)$$

где C – постоянный коэффициент; i – анодный ток; Z_a – атомный номер вещества анода; h – постоянная Планка; $E_{\max} = eU$ – максимальная энергия в спектре; e – заряд электрона; U – напряжение на трубке.

Как следует из (2.37), (2.38), без нарушения общности, энергетический спектр $\varphi(E, E_{\max})$ можно задать с точностью до произвольного постоянного множителя. Исходя из этого для проведения исследований вместо (2.40) можно использовать следующее представление для спектра Крамерса

$$\varphi(E, E_{\max}) = \frac{dI}{dE} = E_{\max} - E. \quad (2.41)$$

Заметим, что представление (2.41) весьма удобно для проведения математического моделирования.

Совершенно очевидно, что точность МДЭ может быть повышена, если вместо спектра Крамерса брать более точные формулы. Достаточно обширный список таких формул представлен в работе [86].

2.4. Модификации метода дуальных энергий и опыт их практического применения

В [87] описан подход для оценивания атомного номера материала ОК, основанный на предварительном построении таблиц соответствия между параметрами ОК (H_m и Z), где $H_m = \rho H$ – массовая толщина ОК (г/см^2), и «радиоскопическими прозрачностями» ОК (по нашей терминологии это «радиационные прозрачности» ОК (параметры d_1 и d_2)), полученными при разных значениях максимальных энергий в спектре излучения. Исследования проводились для тормозного излучения, генерируемого ускорителем электронов, при максимальных энергиях $E_1 = 4,5$ МэВ и $E_2 = 9$ МэВ. Идентификацию

атомного номера Z материала ОК осуществляли по двум взаимодополняющим критериям. Согласно первому критерию в качестве оценки \hat{Z} атомного номера Z принималась точка глобального минимума функции

$$F(Z) = \frac{|\hat{H}_{m_2}(Z) - \hat{H}_{m_1}(Z)|}{\hat{H}_{m_2}(Z)}, \quad (2.42)$$

где $\hat{H}_{m_1}(Z)$, $\hat{H}_{m_2}(Z)$ – оценки массовой толщины ОК, найденные для фиксированного значения Z из таблиц соответствия по измеренным значениям прозрачностей при максимальных энергиях E_1 и E_2 соответственно. Вторым критерий основан на использовании отношения логарифмов прозрачностей при высокой и низкой энергиях:

$$R(E_1, E_2, H_m, Z) = \frac{\ln d_2}{\ln d_1}, \quad (2.43)$$

которое является отношением усредненных по спектру эффективных массовых коэффициентов ослабления излучения при высокой и низкой максимальных энергиях, т.е.

$$\frac{\ln d_2}{\ln d_1} = \frac{\mu_m(E_{2\text{эфф}}(H_m, E_2, Z), Z)}{\mu_m(E_{1\text{эфф}}(H_m, E_1, Z), Z)}. \quad (2.44)$$

Величина R для заданных максимальных энергий E_1 , E_2 и определенного значения массовой толщины H_m однозначно связана с атомным номером.

Следует заметить, что описанный подход для оценивания атомного номера материала ОК очевидно останется в силе, если в формулах (2.42) – (2.44) вместо массовых коэффициентов ослабления и массовых толщин соответственно использовать ЛКО и толщину ОК.

В данной работе отмечается также, что для объектов с гетерогенной структурой, что характерно при проведении досмотрового контроля, необходимо распознавание по эффективному атомному номеру $Z_{\text{эфф}}$ следующих четырех групп элементов:

– легких материалов ($Z_{\text{эфф}} = 5$);

- материалов со средним атомным номером ($Z_{эфф} = 13$);
- «неорганических» материалов ($Z_{эфф} = 26$);
- тяжелых элементов ($Z_{эфф} = 82$).

По утверждению тех же авторов совместное использование обоих критериев (на основе функции $F(Z)$ и $R(E_1, E_2, H_m, Z)$ соответственно) позволяет однозначно оценить и распознать группу элементов по эффективному атомному номеру. При этом для усиления дискриминационного эффекта (точности распознавания) ими дополнительно предложено ослаблять низкоэнергетическую часть тормозного спектра путем применения предварительного фильтра излучения.

Авторами [87] был также разработан программный комплекс для обработки цифровых радиационных изображений с использованием МДЭ и рекомендовано его использование при создании досмотровых систем крупногабаритных объектов.

Подход для распознавания материалов, описанный в [87], на наш взгляд, можно естественно классифицировать как «эталонный метод». Это объясняется тем, что он базируется на таблицах соответствия между параметрами ОК (массовая толщина и атомный номер), и выходными сигналами системы контроля («радиоскопическими прозрачностями» ОК). Следовательно, для практической реализации такого подхода необходимо наличие представительной (базисной) совокупности тестовых, т.е. «эталонных», объектов. Преимущество «эталонного» метода заключается в его сравнительно высокой точности. К недостаткам же следует отнести необходимость изготовления широкой номенклатуры тестовых (эталонных) объектов и проведение большого объема экспериментальных исследований. В том же случае, когда таблицы соответствия формируются чисто теоретически (посредством математического моделирования с виртуальными эталонными объектами), необходимо изначально убедиться в приемлемой точности используемой математической модели и ее адекватности процессу

функционирования реальной системы контроля, что во многих случаях является достаточно сложной задачей.

Результаты исследований, полученные в [87], были использованы при создании досмотрового радиометрического комплекса, предназначенного для контроля крупногабаритных автотранспортных средств и грузов на наличие запрещенных к перевозке веществ и предметов (рис. 2.1) [88]. Характерной особенностью данного комплекса является наличие в нем:



Рисунок 2.1 - Расположение основного технологического оборудования досмотрового радиометрического комплекса (ДРК) [88]:

- 1 – бетатрон, 2 – детекторные линейки, 3 – линейный ускоритель, 4 – система перемещения – двух источников высокоэнергетического тормозного излучения (линейный ускоритель электронов с энергией 6 МэВ и бетатрон с энергиями 4,5 МэВ и 9 МэВ);
- трех комплектов детекторных линеек (модульные детекторные линейки высокого разрешения (два комплекта) и высокой чувствительности (один комплект)) для регистрации тормозного излучения, прошедшего через исследуемый объект.

В [89] проведены численные исследования свойств конвертеров электронов в потоки тормозного излучения и фильтров для выбора оптимальных параметров систем формирования низкоэнергетического и высокоэнергетического пучков тормозного излучения. Предполагалось, что фильтры изготовлены из свинцовых пластин толщиной 1 см. На основе анализа результатов моделирования показано,

что инспекция крупногабаритных объектов методом дуальных энергий может быть реализована на базе одного ускорителя электронов с двумя пространственно-разнесенными конверторами. При этом на выходе первого конвертора формируется поток тормозного излучения с максимальной энергией 8 (или 10) МэВ, а на выходе второго – поток с максимальной энергией 3 (или 5) МэВ.

Для исследования крупногабаритных объектов согласно [90] обычно применяются ускорители электронов с энергиями до 10 МэВ, а нижняя граница энергетического диапазона ограничена проникающей способностью тормозного излучения и составляет для выбранного типа объектов не менее 4 МэВ. Там же отмечается, что существенными ограничениями в точности распознавания материалов является непрерывный характер спектра тормозного излучения и неоднородность инспектируемого объекта. Для усиления дискриминационного эффекта (повышения точности распознавания материалов) рекомендовано осуществлять предварительную фильтрацию тормозного излучения с целью уменьшения мягкой части спектра. Технически это предлагается реализовать путем установки на коллиматоре ускорителя фильтра в виде пластины с большим значением атомного номера. При этом выбор массовой толщины фильтра сводится к поиску оптимума между неоднозначностью определения эффективного атомного номера и снижением отношения сигнал-шум из-за фильтра. Уменьшение неоднозначности в определении атомного номера предлагается достичь за счет соответствующего выбора значения меньшей граничной энергии. По утверждению авторов, варьируя эти два параметра, можно определить их оптимальные значения, при которых дискриминационный эффект будет наилучшим для всех групп материалов и во всем диапазоне массовых толщин. Результаты выполненных расчетов показали, что оптимальное значение массовой толщины свинцового фильтра не должно быть меньше 4 гр/см^2 , а значение дуальной энергии находится в пределах 4,5 – 5 МэВ.

В [91], по аналогии с [87], отмечается, что для задач таможенного контроля с применением ускорителей электронов с энергиями до 10 МэВ целесообразно

условное разделение распознаваемых материалов на следующие четыре группы. Первая группа – легкие материалы ($Z_{эфф} = 5$), вторая – материалы со средним значением атомного номера ($Z_{эфф} = 13$), третья – неорганические материалы ($Z_{эфф} = 26$) и четвертая – тяжелые элементы ($Z_{эфф} = 82$). Там же выделяется одна из главных проблем в дискриминации материалов по группам – это слабое различие в степени поглощения тормозного излучения с высокой и низкой энергиями. Авторами [91] были проведены исследования, связанные с распознаванием по значению Z нескольких тестовых элементов: углерод, алюминий, железо и свинец. Массовая толщина объекта для различных атомных номеров Z элементов изменялась в диапазоне от 0 до 200 г/см². Исследования проводились при граничных энергиях 4,5 МэВ и 9,0 МэВ. Распознавание элементов по значению Z производилось, так же как и в [87], на основе измеренных значений логарифмов прозрачностей для обеих граничных энергий, т.е. по функции $R(E_1, E_2, H_m, Z)$ определенной соотношением (2.43). В результате проведенных исследований было выявлено, что однозначной зависимости не наблюдается – одному и тому же значению R соответствует несколько элементов с разной массовой толщиной. Исходя из этого, было предложено минимизировать данную неоднозначность дискриминации путем введения предварительной фильтрации спектра тормозного излучения, за счет установки на коллиматоре ускорителя пластины с большим значением атомного номера (например, пластины из свинца) (рис. 2.2).

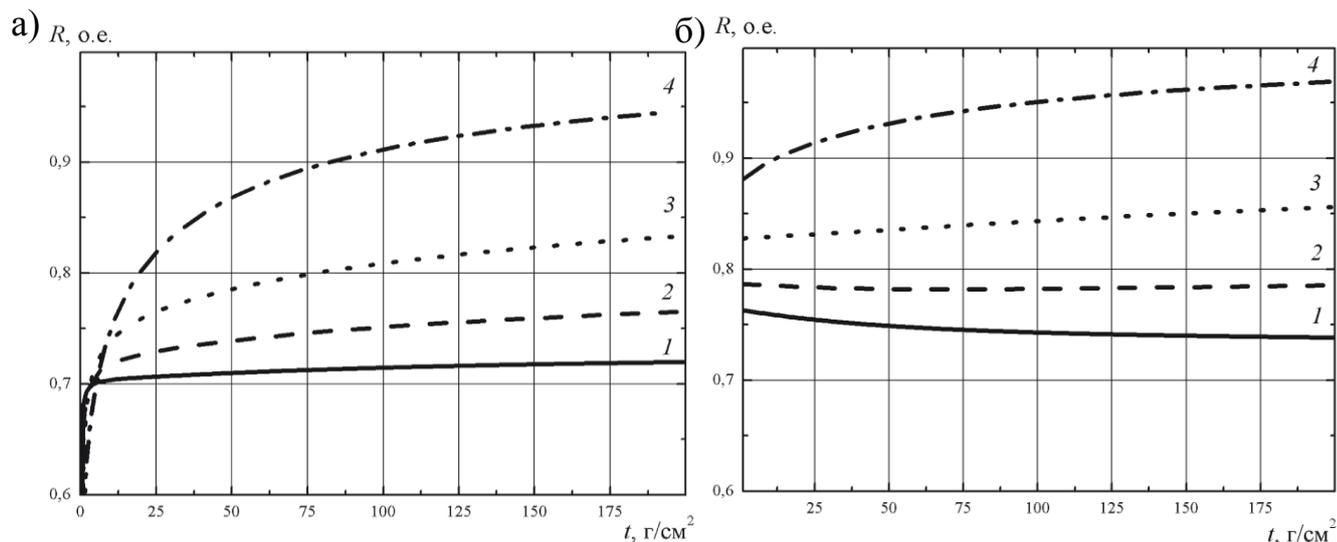


Рисунок 2.2 - Отношение R при граничных значениях энергии 9,0 МэВ и 4,5 МэВ в зависимости от массовой толщины t объекта для различных атомных номеров Z элементов [91]: углерода (1), алюминия (2), железа (3), свинца (4) без использования (а) фильтра мягкой части спектра тормозного излучения и с его использованием (б); свинцовый фильтр имеет массовую толщину $t_{\text{ф}} = 5 \text{ г/см}^2$

Проведенная компьютерная симуляция с использованием программного пакета GEANT4 подтвердила обоснованность утверждения (высказанного также в [90]) о существовании оптимальных значений двух параметров (толщины фильтра и меньшей граничной энергии), при которых дискриминационный эффект будет наилучшим для всех групп материалов и во всем диапазоне массовых толщин.

МДЭ основан на использовании двух спектров тормозного излучения для идентификации различных химических элементов в инспектируемых объектах и вследствие непрерывности этих спектров он обладает невысокой разрешающей способностью при детектировании отдельных материалов [92]. Исходя из этого, авторами [92] была предложена модификация МДЭ для повышения достоверности дискриминации материалов с большим атомным номером (Pb, U) на маскирующем фоне. Суть модификации заключается в специальном формировании спектров тормозного излучения – с ограничением по энергии снизу и сверху для низкоэнергетического пучка и снизу для высокоэнергетического пучка. При этом для ограничения снизу по энергии

предложено использовать фильтры. Вводится понятие «дискриминационного эффекта», определяемое (в принятой нами символике) как соотношение вида:

$$DE = \frac{d_2 - d_1}{d_1}.$$

Отмечается, что изменение величины DE дает качественное представление о наличии вложений из тяжелых материалов. Для оценки эффективности предложенной модификации МДЭ в той же работе были проведены численные эксперименты с использованием программного пакета PENELOPE. При проведении расчетов для низкоэнергетического пучка предполагалось: начальная энергия электронов 3,5 МэВ, конвертер из вольфрама толщиной 0,3 мм и фильтр из свинца толщиной 1 см. Для высокоэнергетического же пучка предполагалось: начальная энергия электронов 10 МэВ, конвертер из вольфрама толщиной 0,5 мм и фильтр из углерода (графит) толщиной 10 см и свинца толщиной 2 мм. Использовались макеты ОК, составленные из различных сочетаний нескольких элементов: алюминий, углерод, винипласт, целлюлоза, вода, нейлон и полиэтилен. В качестве вложений в ОК материалов с большим атомным номером были выбраны железо и свинец. Результаты исследований показали возможность выделения на маскирующем фоне вложения из тяжелых материалов с массовой толщиной от 10 г/см².

В [93] представлен обзор исследований, проводимых в НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, по созданию инспекционных комплексов на базе линейных ускорителей, с использованием как рентгеноскопических, так ядерно-физических методов. В первом случае речь идёт о различении материалов с помощью МДЭ, во втором – об элементном анализе содержимого контейнеров на наличие взрывчатых (ВВ) и делящихся (ДВ) веществ. Идентификация ВВ и ДВ производится по присутствию в контейнере ядер азота, кислорода и углерода в определенном соотношении. Сама же проблема распознавания материалов по атомному номеру методом дуальной энергии в крупногабаритных грузовых контейнерах стала исследоваться в НИИЭФА им. Д.В. Ефремова приблизительно с 2000 г. При этом в качестве одного из существенных препятствий для ее

решения указывается значительный квантовый шум в изображениях. Сообщается, что в настоящее время НИИЭФА им. Д.В. Ефремова является производителем рентгеноскопических комплексов, предназначенных для высокопроизводительного досмотра транспортных средств и крупногабаритных контейнеров без их вскрытия. Комплексы позволяют сопоставить реальное содержимое ОК с декларированным в грузовых документах и обнаружить нелегальные вложения и тайники с оружием, боеприпасами, наркотиками, ювелирными изделиями, алкогольными напитками и т.п. Были разработаны три вида рентгеноскопических комплексов. Комплекс таможенного контроля крупногабаритных грузов "ЭФАСКАН", устанавливаемый на пунктах таможенного контроля в аэропортах, морских портах и т.п. Комплекс "ЭФАСКАН-2", обеспечивающий контроль транспорта на автотрассах. В этом комплексе ускоритель, детекторная линейка и система формирования тормозного поля монтируются на устройстве транспортировки и перемещаются относительно автотранспорта. Комплекс "ЭФАСКАН-3", предназначенный для досмотра товарных железнодорожных составов (вагонов, цистерн, контейнеров) без их вскрытия. В процессе просвечивания железнодорожный состав со скоростью 18 км/ч перемещается под пучком тормозного излучения. В этих системах были получены рекордные параметры по пространственному (1 мм) и плотностному (1%) разрешению. При просвечивании объектов использовались моноэнергии от 6 до 15 МэВ, полученные на выходе линейных ВЧ-ускорителей электронов. В качестве направлений дальнейших исследований указывается, в частности, создание ускорителя, формирующего "дуплетные" пары импульсов – чередующиеся импульсы тока с высокой (9(6) МэВ) и низкой (5(3) МэВ) энергией. При этом ток в импульсе с низкой энергией должен быть в несколько раз больше, чем в импульсе с высокой энергией. Наряду с этим планируется использование одного ускорителя с двумя мишенями и сканированием электронного пучка на каждую мишень посредством управляющего магнитного поля.

В [94] отмечается, что в настоящее время существуют два основных типа рентгеновских систем, использующих МДЭ для распознавания материалов по

атомному номеру. В системах первого типа модуляция энергии достигается посредством спектральной фильтрации рентгеновского излучения. Используемые фильтры вырезают низкоэнергетическую часть спектра излучения, что приводит к возрастанию средней энергии по спектру по сравнению с не фильтрованным пучком. Регистрация прошедшего излучения производится с помощью двух детекторных линеек, расположенных друг за другом с поглотителем между ними, что обеспечивает формирование двух изображений с различным спектральным составом. Недостаток таких систем заключается в слабой модуляции средней энергии спектра и, как следствие, системы характеризуются низким отношением сигнал-шум. Системы второго типа используют два разных рабочих напряжения рентгеновской трубки. В этом случае глубина модуляции энергии может быть сделана сколь угодно большой. В серийно выпускаемых установках напряжение трубки для номинального уровня составляет около 150 кэВ, а для дуального - 75 кэВ. Обычно в таких системах используются два пространственно-разнесенных пучка и, соответственно, для регистрации излучения используются две детекторные линейки. Совмещение обоих получаемых изображений, а также их компьютерная обработка проходят в режиме реального времени. Результирующее изображение выводится на экран дисплея рабочего места инспектора в специальной цветовой палитре, в которой различным материалам приписывается свой цветовой оттенок. Обычно в установках обоих типов используется рентгеновское излучение с граничной энергией спектра до 200 кэВ. Однако проникающая способность низкоэнергетического рентгеновского излучения ограничена несколькими сантиметрами в стальном эквиваленте, что исключает возможность его применения для инспекции крупногабаритных контейнеров и транспортных средств. Отмечается, что теневые радиоскопические изображения высокого качества таких объектов достижимы лишь при использовании высокоэнергетического тормозного излучения с граничной энергией до 10 МэВ, генерируемого электронными ускорителями. Автором работы [94] были проведены многочисленные теоретические и экспериментальные исследования по распознаванию материалов методом дуальных энергий на базе линейного

ускорителя электронов с номинальной энергией 8 МэВ и дуальной энергией 4 МэВ. В основе реализации МДЭ было использовано понятие «радиоскопической прозрачности» барьера, определяемое, по аналогии с [87], как отношение интенсивностей до и после барьера, т.е.

$$T(E_0, H_m, Z) = \frac{\int_0^{E_0} \frac{dP}{dE}(E, E_0) e^{-\mu_m(E, Z) H_m} dE}{\int_0^{E_0} \frac{dP}{dE}(E, E_0) dE}, \quad (2.45)$$

где E_0 – граничная (максимальная) энергия квантов тормозного излучения (энергия ускоренных электронов); $H_m = \rho H$ – массовая толщина ОК в направлении распространения пучка, г/(см²);

$$\frac{dP}{dE}(E, E_0) = \frac{dI}{dE}(E, E_0) \varepsilon(E) \frac{\mu_{\text{det}}^{\text{en}}(E)}{\mu_{\text{det}}(E)}, \quad (2.46)$$

$\frac{dI}{dE}(E, E_0)$ – спектральное распределение интенсивности тормозного излучения,

описываемого формулой Шиффа; $\varepsilon(E) \frac{\mu_{\text{det}}^{\text{en}}(E)}{\mu_{\text{det}}(E)}$ – функция отклика детектора;

$\mu_{\text{det}}(E)$ – массовый коэффициент ослабления квантов излучения с энергией E для материала кристалла детектора, (см²)/г; $\mu_{\text{det}}^{\text{en}}(E)$ – массовый коэффициент

поглощения квантов излучения с энергией E для материала кристалла детектора;

$\mu_m(E)$ – массовый коэффициент ослабления квантов излучения с энергией E для

материала ОК. Отыскание двух неизвестных величин (атомный номер материала

ОК и его массовая толщина) предложено осуществлять на основе решения

системы двух интегральных уравнений, (подобных (2.7), (2.8)), связывающих

«теоретические» $T(E_1, H_m, Z)$, $T(E_2, H_m, Z)$ (определяемые согласно (2.45), (2.46))

и «экспериментальные» $T_{\text{1exp}}, T_{\text{2exp}}$ радиоскопические прозрачности ОК при двух

граничных энергиях E_1 и E_2 , а именно

$$T_{\text{1exp}} = T(E_1, H_m, Z) = \frac{\int_0^{E_1} \frac{dP}{dE}(E, E_1) e^{-\mu_m(E, Z) H_m} dE}{\int_0^{E_1} \frac{dP}{dE}(E, E_1) dE}, \quad (2.47)$$

$$T_{\text{2exp}} = T(E_2, H_m, Z) = \frac{\int_0^{E_2} \frac{dP}{dE}(E, E_2) e^{-\mu_m(E, Z) H_m} dE}{\int_0^{E_2} \frac{dP}{dE}(E, E_2) dE}, \quad (2.48)$$

В качестве метода решения системы (2.47), (2.48) использована минимизация функции, определенной формулой (2.49):

$$L(H_m, Z) = \sqrt{(T(E_1, H_m, Z) - T_{\text{1exp}})^2 + (T(E_2, H_m, Z) - T_{\text{2exp}})^2}. \quad (2.49)$$

По результатам проведенных исследований с различными материалами и их массовыми толщинами делается вывод о возможности создания на основе системы уравнений (2.47), (2.48) таблиц соответствия для прямого вычисления атомного номера материала ОК по экспериментально измеренным прозрачностям при высокой и низкой граничных энергиях в спектре тормозного излучения. Однако при этом указывается, что практическая реализация такого подхода требует измерения прозрачностей с точностью, по крайней мере, до трех значащих цифр. Отмечается, что для целей таможенной инспекции желательно распознавание четырех основных групп материалов: легкие или «органические» материалы с малым атомным номером ($1 < Z < 10$); материалы со средним атомным номером ($10 < Z < 20$); «неорганические» материалы ($20 < Z < 50$); тяжелые металлы с высоким атомным номером ($Z > 50$). Для количественной оценки дискриминационного эффекта между парой материалов с атомными номерами Z_1 и Z_2 в процентах вводилась следующая величина:

$$D(Z_1, Z_2, H_m) = \left(1 - \frac{R(H_m, Z_2)}{R(H_m, Z_1)} \right) \cdot 100\%, \quad (2.50)$$

где

$$R(E_1, E_2, H_m, Z) = \frac{\ln T(E_1, H_m, Z)}{\ln T(E_2, H_m, Z)}. \quad (2.51)$$

– отношение логарифмированных прозрачностей при номинальной E_1 и дуальной E_2 граничных энергиях тормозного излучения. С целью улучшения дискриминационного эффекта (оцениваемого по (2.50)) предложена предварительная фильтрация спектра тормозного излучения для подавления вклада мягкой части. В качестве материала для фильтра рекомендован свинец (обладающим высоким сечением фотопоглощения). Указывается, что надлежащий выбор толщины фильтра – это поиск оптимума между степенью неоднозначности определения Z и степенью ухудшения отношения сигнал-шум. Последнее обусловлено уменьшения мощности дозы тормозного излучения. Отмечается, что для реализации высокоэнергетического МДЭ некоторыми исследователями предлагается производить декомпозицию прошедшего через ОК спектра тормозного излучения на компоненты, ответственные за рождение пар и комптоновский эффект.

В [95] отмечается, что для таможенной системы контроля энергия ускорителя не должна превышать 10 МэВ по санитарным требованиям, а в базовую конфигурацию такой системы обычно входит блок спектральной фильтрации поля тормозного излучения на основе свинцового фильтра толщиной 3 – 5 – 10 мм, устанавливаемого на выходе ускорителя. При разработке системы контроля в [95] предусмотрено использование 24-х разрядных аналого-цифровых преобразователей. Конструктивные и схемотехнические решения позволили получить динамический диапазон данной системы равный 300000. Регистрация излучения в этой системе осуществляется на линейку детекторов типа сцинтиллятор-фотодиод. При этом в качестве сцинтилляторов используются кристаллы вольфрамата кадмия. Была проведена оптимизация системы методом Монте-Карло. Рассмотрены два основных вида шумов цифровых радиационных изображений – шум электронных устройств и квантовый шум. Исследована эффективность МДЭ в 4 – 10 МэВ диапазоне. При этом, по аналогии с [94], использовалось понятие прозрачности барьера (выражение (2.45)) и отношение логарифмированных прозрачностей при номинальной и дуальной граничных энергиях тормозного излучения (выражение (2.51)). Предложен подход к

распознаванию материалов, основанный на использовании эффективного массового коэффициента ослабления излучения

$$\mu_{\text{мээф}} = -\frac{\ln T}{H_m}, \quad (2.52)$$

где T – прозрачность ОК, а H_m – его массовая толщина ОК, г/(см²). Сущность предлагаемого подхода заключается в построении с использованием (2.52) зависимости эффективного массового коэффициента μ_{dual} ослабления излучения для дуальной энергии от эффективного массового коэффициента $\mu_{\text{ном}}$ ослабления излучения для номинальной энергии. Однако самим же автором данного подхода указывается, что он работоспособен лишь в идеальном случае, который, в частности, предусматривает неограниченную точность измерения прозрачности ОК. Здесь же отмечается, что знание эффективного атомного номера и плотности содержимого контейнера позволяет осуществить эффективную идентификацию наркотических, взрывчатых и других контрабандных веществ. Описана система таможенного контроля, в которой используется идея оценки эффективного атомного номера с помощью пучка тормозного излучения с дуальной энергией и одновременным измерением плотности груза посредством его сканирования в двух направлениях. Этим же автором были проведены эксперименты, связанные с визуализацией радиационных изображений распознаваемых материалов, на основе информации приведенной в таблице 2.1.

Таблица 2.1 - Интерполяционные узлы для преобразования материал-цвет [95]

Субстанция	Реперные материалы	Z	Тон	Цвет
Органика	Полиэтилен (CH ₂)	5,3	0	Красный
Органика-неорганика	Алюминий (Al)	13	$2\pi/3$	Зеленый
Неорганика	Железо (Fe)	26	$4\pi/3$	Синий
Тяжелые металлы	Свинец (Pb)	82	$5\pi/3$	Лиловый

Для улучшения синтезированных изображений (подавление шумов) и уменьшения количества статистически независимых элементов изображения применялась сегментация изображений.

В [96] исследована система двух интегральных уравнений (подобная системе (2.47), (2.48)), связывающих «теоретические» и «экспериментальные» прозрачности ОК, соответствующие просвечиванию ОК при двух граничных энергиях – 5 МэВ и 9 МэВ. Показано, что данная система уравнений однозначно разрешима по Z в области Z от 1 до 44, а в области Z от 44 до 97 пары «экспериментальных» прозрачностей будут соответствовать два существенно отличающихся решения. Для преодоления этой неоднозначности предложено просвечивание ОК при нескольких (три и более) граничных энергиях. Проведенные численные эксперименты подтвердили эффективность такого подхода. В частности, это позволило однозначно определить, что исследуемый объект размером $2,5 \times 2,5 \times 2,5$ см³ изготовлен из урана ($Z = 92$).

С использованием МДЭ в [97] разработана усовершенствованная методика оценки массового коэффициента поглощения и эффективного атомного номера многокомпонентного объекта для непрерывного спектра излучения.

В [98] предложен двухэнергетический способ оценки средней плотности многокомпонентных объектов на основе источников с непрерывным спектром, позволяющий существенно снизить погрешность измерения.

В высокоэнергетическом МДЭ в качестве источников рентгеновского излучения используют линейные ускорители электронов и бетатроны с максимальной энергией от 1 до 10 МэВ [99, 100]. В тех же работах [99, 100] представлен алгоритм идентификации вещества ОК высокоэнергетическим МДЭ. Алгоритм основан на декомпозиции ЛКО по двум эффектам – эффект Комптона и эффект рождения пар и последующем решении соответствующей системы интегральных параметрических уравнений (подобных системе (2.21), (2.22)). Проведен анализ факторов, определяющих точность алгоритма и аспекты его практического применения. Отмечается, что в ряде задач досмотрового контроля нет необходимости в оценке точного значения эффективного атомного номера, а

требуется лишь соотнести вещество ОК к одному из нескольких достаточно широких классов – органические вещества, металлы с небольшим атомным номером (алюминий, магний), металлы со средним атомным номером (железо, медь) и металлы с большим атомным номером (свинец, серебро). Иными словами необходимо сопоставить вещество ОК с одним из четырех классов (вещества, близкие по эффективным атомным номерам к 6, 13, 26 и 40).

В [12] оценен вклад различных составляющих в интегральную погрешность измерения с помощью МДЭ эффективного атомного номера вещества однородного ОК в области энергий до 200 кэВ. Показано, что наибольший вклад в погрешность измерения эффективного атомного номера вносят отклонения максимальных энергий в спектрах рентгеновского излучения.

В [15] для выпускаемого серийно малогабаритного бетатрона МИБ 4,5/7,5 проведена серия расчетов по оценке влияния различных физических факторов на качество идентификации вещества ОК высокоэнергетическим МДЭ. Рассмотрены следующие факторы: отклонения максимальных энергий высокоэнергетического рентгеновского излучения от номинальных значений; излучение, рассеянное в ОК; излучение рассеянное в конструкции досмотрового комплекса. Проведенные исследования доказывают необходимость учета рассмотренных факторов при проектировании досмотровых комплексов с возможностью идентификации веществ ОК высокоэнергетическим МДЭ.

В [101] предложен способ решения системы интегральных параметрических уравнений, связывающих параметры ОК (атомный номер и массовую толщину) с измеренными данными, т.е. системы подобной (2.21), (2.22), на основе использования понятия линий уровня двумерной функции.

В технических приложениях при распознавании материалов методом двухэнергетической радиографии в качестве базисных тестовых материалов используют углерод $Z = 6$ (органика) и железо $Z = 26$ (неорганика) [102]. Здесь же отмечается, что при использовании более точной трехэнергетической радиографии выделяются три диапазона: вещества с низким $1 < Z < 10$, средним $10 < Z < 18$ и высоким $18 < Z < 40$ атомным номером.

Основная часть опасных и запрещенных вложений в багаже (наркотики, взрывчатка, медикаменты и др.) относятся к "легким" веществам ($Z_{\text{эфф}} < 10$) и любое повышение точности определения $Z_{\text{эфф}}$ улучшает вероятность их обнаружения [63]. Исходя из этого авторами [63] была предпринята попытка повысить уровень идентификации материалов, используя в системе контроля трехэнергетический приемно-детектирующий тракт. Поставленная задача решалась с помощью коллиматора, формирующего 3 веерных пучка. В каждом веерном пучке при помощи выбора анодного напряжения рентгеновского излучателя и фильтров из различных материалов (медь, алюминий и др.) можно получить теневые рентгеновские изображения объектов контроля в различных спектральных диапазонах. Для регистрации излучения соответственно использовались три линейки детекторов. Обработка получаемого трехэнергетического изображения ОК по специальному алгоритму позволила сравнительно уверенно разделить имитаторы взрывчатых веществ, что подтверждает перспективность предлагаемого в [63] подхода. Однако в данной работе одним из базовых предположений при создании алгоритма распознавания было следующее соотношение, связывающее эффективную и максимальную энергии излучения:

$$E_{\text{эфф}} \approx \frac{2}{3} E_{\text{max}} \cdot \quad (2.53)$$

Справедливость приближенного равенства (2.53) в общем случае, на наш взгляд, вызывает определенное сомнение, поскольку эффективная энергия зависит не только от максимальной энергии излучения, но также от материала и толщины ОК, которые при проведении досмотра априорно неизвестны.

Как правило, медицинские двухэнергетические системы и рентгеновские сканеры для контроля багажа работают в энергетическом диапазоне от 80 кэВ до 160 кэВ [103]. При досмотре же авиационных грузовых контейнеров должны использоваться источники рентгеновского излучения, обладающего высокой проникающей способностью. Этим требованиям согласно [103] соответствует, в частности, бетатрон с граничными энергиями 3 МэВ и 7,5 МэВ. Данный источник

генерирует излучение с проникающей способностью до 350 мм по стали или 1,5 м разнородных бетонных конструкций. Кроме того, из-за сравнительно малого размера его фокусного пятна ($1.5 \times 3 \text{ мм}^2$) качество синтезируемого изображения может быть значительно улучшено. При проведении исследований для дуальной (3 МэВ) и номинальной (7,5 МэВ) энергий использовался предварительный фильтр (pre-filter) излучения в виде медной пластины толщиной 4 мм и 10 мм соответственно. Основу исследований составил анализ отношения эффективных коэффициентов ослабления излучения, соответствующих номинальной E_1 и дуальной E_2 граничным энергиям, т.е., по существу, проводился анализ соотношения вида (2.51). Получено, что данное соотношение позволяет однозначно распознавать с помощью бетатрона материалы в диапазоне Z от 10 до 46, а при более низких Z ($Z < 10$) и при более высоких Z ($Z > 46$) распознавание является неоднозначным. Проведенные физические эксперименты этими же авторами на ряде фантомных образцов подтвердили результаты теоретических расчетов.

В [104] описано применение МДЭ для обнаружения природных алмазов, содержащихся в кусках кимберлита (магматической горной породы). Для проведения экспериментов использовался источник рентгеновского излучения с граничными энергиями 80 кэВ и 120 кэВ. Полученные результаты делают перспективным использование данного метода на предприятиях алмазодобывающей промышленности для контроля дробленой горной породы перемещаемой на конвейере.

В [105] теоретически исследуется подход к распознаванию материалов с помощью МДЭ на основе использования в качестве параметра идентификации (распознавания) отношения R логарифмированных прозрачностей ОК, соответствующих двум различным граничным энергиям в спектре рентгеновского излучения. Отмечается, что на значение данного параметра идентификации существенное влияние оказывает толщина ОК (которая, как правило, неизвестна), что в значительной мере ухудшает точность распознавания. С целью уменьшения этого негативного влияния авторами [105] предложен оригинальный алгоритм

обработки сигналов детектора, соответствующих двум просвечиваниям ОК при двух различных максимальных энергиях в спектре рентгеновского излучения. Алгоритм основан на применении метода Симпсона численного интегрирования и совокупности итерационных соотношений для выбора промежуточных параметров, связывающих параметры ОК с характеристиками энергетического спектра излучения и чувствительностью детектора. На формальном уровне данный алгоритм позволяет свести задачу распознавания материалов при использовании двух пучков излучения, обладающих широким энергетическим спектром, к задаче распознавания с двумя квазимонохроматическими пучками излучения. Проведенные теми же авторами численные эксперименты с применением метода Монте-Карло и программного пакета MATLAB проиллюстрировали эффективность этого алгоритма на примере распознавания двух материалов (алюминия и пластика).

К определенным недостаткам вышеописанного алгоритма, на наш взгляд, относятся: достаточно громоздкая система итерационных соотношений для выбора промежуточных параметров, предположение идеальной делимости низко- и высокоэнергетической частей спектра тормозного рентгеновского излучения, а также отсутствие физических экспериментов, подтверждающих практически эффективность алгоритма.

В [106] исследуется МДЭ на основе предположения вида (2.16), т. е. на основе декомпозиции ЛКО рентгеновского излучения по двум эффектам – фотоэлектрическое поглощение и комптоновское (некогерентное) рассеяние. Описаны различные подходы к технической реализации МДЭ в системах контроля. При первом подходе осуществляются две экспозиции на одни и те же детекторы (детектор), различающиеся напряжениями на рентгеновской трубке. При втором подходе осуществляется одна экспозиция на двуслойные детекторы (типа «сэндвич»), расположенные один за другим по ходу луча и отделенные друг от друга промежуточным фильтром (медной пластиной). При этом детекторы расположенные первыми по ходу рентгеновского луча регистрируют преимущественно низкоэнергетические кванты, а вторые – высокоэнергетические

кванты. Здесь же отмечается, что системы контроля с детекторами типа «сэндвич» широко используются в аэропортах для досмотра багажа на транспортёре. Однако при этом в качестве их недостатка указывается слабовыраженное разделение низко- и высокоэнергетической частей спектра рентгеновского излучения, что ухудшает распознавание материалов. Вместе с тем в качестве перспективного подхода рекомендуется применение в системах спектрометрических детекторов. Они обеспечивают узкое энергетическое разрешение (несколько кэВ). Наряду с этим описан способ решения системы интегрально-параметрических уравнений аналогичной системе (2.21), (2.22) заключающийся в моделировании обратного отношения (обратных функций) с помощью полиномиальных функций 2-го порядка (многочленов второй степени от двух переменных), т.е.:

$$\begin{cases} B = \alpha_0 + \alpha_1 x + \alpha_2 y + \alpha_3 xy + \alpha_4 x^2 + \alpha_5 y^2; \\ D = \beta_0 + \beta_1 x + \beta_2 y + \beta_3 xy + \beta_4 x^2 + \beta_5 y^2. \end{cases} \quad (2.54)$$

Здесь α_i, β_i ($i = 0, 1, \dots, 5$) - неопределенные коэффициенты, которые оцениваются экспериментально по тестовым ОК;

$$x = -\ln d_1; \quad y = -\ln d_2. \quad (2.55)$$

Теми же авторами отмечается значительное влияние шума (фотонного и шума электроники регистрации) на точность решения системы вида (2.21), (2.22) и, как следствие, на точность различения материалов с помощью МДЭ.

Эффективность моделирования обратных функций на основе соотношений (2.54), (2.55), на наш взгляд, необходимо оценивать отдельно для каждого конкретного случая и в сравнении с другими способами оценки атомного номера материала исследуемого ОК.

В [107] представлено несколько вариантов реализации МДЭ, различающихся видом декомпозиции (разложения) ЛКО $\mu(E)$, в частности:

$$\mu(E) = a_1 f_{PE}(E) + a_2 f_{KN}(E), \quad (2.56)$$

где a_1 и a_2 – не зависящие от энергии коэффициенты разложения; $f_{PE}(E)$ и $f_{KN}(E)$ – функции, описывающие энергетическую зависимость сечения фотоэффекта и сечения некогерентного рассеяния (эффекта Комптона), соответственно;

$$\mu(E) = b_1\mu_1(E) + b_2\mu_2(E), \quad (2.57)$$

где b_1 и b_2 – не зависящие от энергии коэффициенты разложения; $\mu_1(E)$, $\mu_2(E)$ – массовые коэффициенты ослабления излучения для двух выбранных (базисных) материалов. Помимо того, что авторами [107] были приведены формулы (2.56) и (2.57) ими также были выполнены теоретические численные исследования эффективности применения МДЭ в системах рентгеновской вычислительной томографии. В основе проведенных исследований лежала аппроксимация полихроматического (немоноэнергетического) рентгеновского излучения монохроматическим (моно линией). При этом в качестве моно линии выбиралась средняя энергия в спектре рентгеновского излучения, либо эквивалентная энергия (находилась из условия равенства слоя половинного ослабления излучения, имеющего эту эквивалентную энергию, со слоем половинного ослабления для данного полихроматического излучения). В качестве информативных параметров, «извлекаемых» из реконструированных томографических изображений модельных ОК, выступали эффективный атомный номер и электронная плотность материала ОК. Сравнительный анализ в той же работе выявил преимущество использования в качестве моно линии средней энергии по сравнению с эквивалентной.

Описанный в [107] подход к аппроксимации полихроматического рентгеновского излучения моно линией дает явный положительный эффект. Однако, практически такая аппроксимация (замена) возможна лишь при условии знания материала и толщины ОК, а при рентгеновском досмотре с использованием однократного сканирования ОК такая информация, как правило, отсутствует. Поэтому необходимо проводить дополнительные исследования по адекватной аппроксимации рентгеновского излучения моно линией в досмотровых рентгеновских системах с однократным сканированием ОК.

В [40] экспериментально исследованы возможности системы цифровой рентгенографии на основе линейки детекторов типа «сцинтиллятор – фотодиод». Одним из направлений исследований было распознавание веществ в соответствии с их эффективными атомными номерами с помощью МДЭ. Эксперименты проводились с использованием графитовой пластины ($Z = 6$) толщиной 11 мм и пяти алюминиевых пластин ($Z = 13$) толщиной 1,5 мм каждая. Просвечивание комбинированных образцов (графитовая пластина в сочетании с различными наборами алюминиевых пластин) осуществлялось при двух различных значениях анодного напряжения (70 кВ и 140 кВ) и дополнительной фильтрации излучения (медный фильтр толщиной 0,75 мм при анодном напряжении 140 кВ). В качестве первичных данных использовались LED и HED – сигналы детектора при регистрации излучения с минимальной (70 кэВ) и максимальной (140 кэВ) граничной энергией, соответственно. Для распознавания материалов вместо пары LED и HED использовалась пара LED+HED (характеризует общий уровень ослабления рентгеновского излучения материалом ОК) и HED/LED (характеризует эффективный атомный номер материала ОК). Обработка данных и их последующий анализ проводились с помощью специально созданного программного обеспечения. Проведенные эксперименты продемонстрировали возможность дискриминации веществ по эффективному атомному номеру для «лёгких» элементов (с атомным номером от 6 до 13). В частности, со слов этих же авторов, удалось достоверно отличить воду ($Z_{\text{эфф}} \approx 7,43$) от глицерина ($Z_{\text{эфф}} \approx 6,87$). В этой же работе отмечается, что более высокая точность в распознавании веществ по их эффективному атомному номеру может быть достигнута с помощью формирования квазимонохроматического рентгеновского излучения или использования спектрометрического режима регистрации излучения.

Представленный в [40] метод определения эффективного атомного номера материала ОК с помощью МДЭ, к сожалению, изложен недостаточно подробно. В частности отсутствует описание алгоритма нахождения $Z_{\text{эфф}}$ по паре величин

LED+HED и HED/LED. К тому же сами величины LED и HED аналитически никак не выражены (полностью отсутствуют какие либо формулы).

В [108] представлен обширный цикл исследования влияния полихроматичности (немоноэнергетичности) рентгеновского излучения на качество реконструированных изображений в компьютерных томографах, предназначенных, главным образом, для медицинской диагностики. Рассмотрены разнообразные варианты декомпозиции (разложения) ЛКО μ для различных задач. В частности, при декомпозиции по двум эффектам взаимодействия рентгеновского излучения с веществом – фотоэлектрическому поглощению (фотоэффекту) и некогерентному рассеянию, зависимость сечения фотоэффекта от энергии предложено использовать в виде $f_{\phi}(E) = \frac{1}{E^3}$. Проведен сравнительный анализ различных режимов регистрации излучения – счетный, аналоговый и спектрометрический. При этом количественным показателем эффективности указанных режимов служило отношение сигнал/шум. Получено, что при нулевом мертвом времени лучше всего спектрометрический, затем счетный и, наконец, аналоговый режимы регистрации излучения. Многие исследования были выполнены с использованием метода Монте-Карло и программного пакета MATLAB.

В [109] описан рентгеновский томограф, предназначенный для использования на борту океанографического исследовательского судна. Томограф имеет одну 160 кВ рентгеновскую трубку и две линейки по 240 детекторов, расположенных друг за другом по ходу рентгеновского пучка и разделенных медными фильтрами («сэндвич» детекторы). В томографическом и рентгенографическом режимах пространственное разрешение реконструированных изображений линейного коэффициента ослабления составляет около 0,5 мм, а в режиме дуальных энергий, когда реконструированные изображения отображают распределение плотностей и эффективных атомных номеров, что требует дополнительной фильтрации, пространственное разрешение составляет около 1 мм. Со слов тех же авторов на

данном томографе погрешность вычисления значений плотности и эффективного атомного номера тестовых образцов не превысила 8%.

В [110] сообщается о рентгеновском компьютерном томографе, используемом для контроля плотности однородных полимерных материалов. Контроль осуществляется с помощью МДЭ, а диапазон исследуемых материалов по плотности составляет от 0,9 до 2,2 г/см³.

При наличии двух или более материалов, расположенных по ходу пучка рентгеновского излучения, эффективность их распознавания с помощью МДЭ существенно снижается. Для преодоления этой проблемы в [111] был разработан новый динамический алгоритм дискриминации материалов. Алгоритм состоит из трех основных этапов: предварительная классификация материалов по зарегистрированным данным, разложение дуальных рентгенограмм перекрывающихся материалов по «базисным» материалам и конечное распознавание материалов. Основа алгоритма состоит в создании базы данных дуальных рентгенограмм «чистых базовых» материалов и их парных комбинаций.

В [112] описано применение МДЭ в компьютерном микротомографе, предназначенном для оценки плотности и эффективного атомного номера гетерогенных геологических образцов.

В [113] исследована эффективность применения МДЭ в системе цифровой рентгенографии, предназначенной для обнаружения несанкционированных вложений, содержащих тяжелые элементы, в грузовых контейнерах. Разработана методика оптимизации характеристик пучков тормозного излучения: низкоэнергетического (содержащего максимальное количество фотонов в диапазоне энергий, где доминирует Комптон-эффект) и высокоэнергетического (с максимальным количеством фотонов высоких энергий, где доминирует эффект рождения электрон-позитронных пар). Исследовано влияние толщины и материала конвертеров на спектральные характеристики пучков фотонов, предложены варианты эффективных трехслойных конвертеров. На основе метода Монте-Карло и квазианалитического метода смоделирован численный эксперимент по обнаружению вложений методом цифровой радиографии.

Показано, что применение оптимально сформированных пучков излучения позволяет достоверно выделить вложения из свинца на маскирующем фоне стальных конструкций до 25 см.

2.5. Выводы

1. Основными сферами приложения МДЭ являются: медицинская и техническая диагностика, а в последнее время – досмотровый контроль багажа, ручной клади и т.п., проводимый в аэропортах, в пунктах таможенного контроля и т.п. с целью обеспечения безопасности перевозок и пресечения попыток нелегального провоза запрещенных предметов. При этом для досмотра крупногабаритных объектов – грузовых контейнеров и т.д. в качестве источников ионизирующего излучения применяются линейные ускорители и бетатроны с максимальной энергией (определяемой санитарными требованиями) до 10 МэВ.

2. Для целей таможенной инспекции (досмотрового контроля) желательно распознавание четырех основных групп материалов: легкие или «органические» материалы с малым атомным номером ($1 < Z < 10$); материалы со средним атомным номером ($10 < Z < 20$); «неорганические» материалы ($20 < Z < 50$); тяжелые металлы с высоким атомным номером ($Z > 50$).

3. В настоящее время применяются следующие основные способы физико-технической реализации МДЭ при использовании рентгеновских аппаратов в качестве источников ионизирующего излучения:

– просвечивание ОК дважды – при двух различных напряжениях на рентгеновской трубке с регистрацией излучения на один и тот же массив детекторов;

– однократное просвечивание ОК с регистрацией излучения массивом из «сэндвич»-детекторов (двуслойных детекторов разделенных промежуточным фильтром);

– однократное просвечивание ОК с регистрацией излучения массивом из спектрометрических детекторов.

По достигаемой точности (степени информативности) предпочтительнее всего третья схема (со спектрометрическими детекторами). Однако вопрос оптимальности выбора той или иной схемы должен решаться отдельно в каждом конкретном случае.

4. Математическая (информационная) реализация МДЭ осуществляется, главным образом, следующими тремя способами:

- решение интегрально-параметрических уравнений вида (2.21), (2.22);
- построение таблиц соответствия между значениями параметров – массовая толщина и атомный номер тестовых (базисных) ОК и измеренными значениями радиационных прозрачностей ОК (либо логарифмированных радиационных прозрачностей ОК);
- построение полиномиальных функций 2-го порядка вида (2.54) для оценки промежуточных параметров B и D , по которым в последствие окончательно находится атомный номер материала ОК.

Первый способ, по своей сущности, естественно классифицировать как аналитический, второй – как эталонный, а третий – как некоторый промежуточный между этими двумя и, исходя из этого, он может быть интерпретирован как эталонно-аналитический либо расчетно-экспериментальный способ. Предпочтение в выборе того или иного способа математической реализации МДЭ, также как и при его физической реализации, следует решать отдельно в каждом конкретном случае.

5. Точность оценки атомного номера (эффективного атомного номера) материала ОК с помощью МДЭ зависит от многих факторов, в частности:

- точности решения интегральных параметрических уравнений, связывающих «теоретические» и «экспериментальные» радиационные прозрачности ОК;
- точности оценки (определения) максимальных энергий излучения;
- квантовый шум (статистические флуктуации результатов регистрации излучения);
- точности аналитического описания реального энергетического спектра излучения.

6. Для усиления дискриминационного эффекта (повышения точности распознавания материалов) целесообразно осуществлять предварительную фильтрацию тормозного излучения с целью уменьшения мягкой части спектра. Технически это может быть реализовано путем установки на выходе источника фильтра в виде пластины с большим значением атомного номера. При этом выбор массовой толщины и материала фильтра сводится к поиску оптимума между неоднозначностью определения эффективного атомного номера материала ОК и снижением отношения сигнал-шум из-за фильтра.

7. В качестве направлений дальнейшего совершенствования МДЭ можно отметить следующие:

- создание источников излучения, формирующего "дуплетные" пары импульсов – чередующиеся импульсы с высокой и низкой энергией;
- создание одного источника тормозного излучения с двумя мишенями и сканированием электронного пучка на каждую мишень посредством управляющего магнитного поля;
- формирование квазимонохроматического рентгеновского излучения;
- создание высокоэффективных и быстродействующих алгоритмов автоматической сегментации дуальных цифровых радиационных изображений ОК;
- разработка алгоритма количественной оценки влияния квантовых шумов на качество распознавания материала ОК методом дуальных энергий.

3. Сравнительный анализ различных определений понятия эффективного атомного номера материала многокомпонентного объекта

Эффективный атомный номер Z_{eff} как характеристика многокомпонентных объектов (гетерогенных сред) позволяет получать более широкое представление о свойствах исследуемых материалов [97]. Она широко используется в плотнометрии сложных по составу жидких и твердых сред, медицине, досмотровом контроле с применением рентгеновского излучения и пр. [11, 75, 97, 112, 114, 115]. В частности, согласно [63], при проведении досмотра с использованием метода дуальных энергий в содержимом багажа предметы удается разделять по эффективному атомному номеру Z_{eff} и, используя трехцветную палитру идентификации, получать цветные изображения, где "легким" веществам с $Z_{\text{eff}} < 10$ присваивают оттенки оранжевого цвета, "средним" с $10 < Z_{\text{eff}} < 20$ — зеленого, "тяжелым" с $Z_{\text{eff}} > 20$ — синего.

В [63] также отмечается, что основная часть опасных и запрещенных вложений в багаже (наркотики, взрывчатка, медикаменты и др.) относится к "легким" веществам и любое повышение точности определения Z_{eff} улучшает вероятность их обнаружения.

Более точное определение Z_{eff} позволяет выбирать соединения, обладающие специальными свойствами (например, для солнечных полупроводниковых батарей, где эффективный атомный номер полупроводниковых материалов должен быть более 30) и т.д., а также правильнее оценивать другую важную характеристику сложного вещества — электронную плотность [116].

В настоящее время в мировой научно-технической литературе представлено весьма большое количество формул для расчета эффективного атомного номера материала многокомпонентного объекта. Вследствие этого вполне закономерно возникает задача проведения их сравнительного анализа.

Из соображений удобства будем проводить рассмотрение указанных формул по отдельным группам. В первой группе будут представлены формулы, в которых излучение не учитывается в явной форме, а во второй и третьей —

формулы, в которых учитывается в явной форме моноэнергетическое и немонаэнергетическое излучение соответственно.

3.1. Определения эффективного атомного номера материала многокомпонентного объекта на основе формул, не учитывающих излучение в явной форме

Не претендуя на исчерпывающую полноту описания всей совокупности известных к настоящему времени формул, используемых для определения эффективного атомного номера материала многокомпонентного объекта без учета излучения в явной форме, приведем здесь наиболее часто используемые из них.

Так, в [97, 112, 117-121] представлена следующая формула:

$$Z_{\text{eff1}} = \sqrt[k]{\sum_{i=1}^n c_i Z_i^k}, \quad (3.1)$$

где n — число элементов (компонент) в многокомпонентном объекте; c_i — массовая доля i -го элемента; Z_i — атомный номер i -го элемента; показатель степени k может варьироваться в пределах от 3 до 6, однако наиболее часто приводимое его значение составляет 2,94 [122].

В [112] эффективный атомный номер материала многокомпонентного объекта определяется по формуле

$$Z_{\text{eff2}} = \sqrt[3,8]{\sum_{i=1}^n f_i Z_i^{3,8}}, \quad (3.2)$$

где $f_i = n_i / \sum_{i=1}^n n_i$ — молекулярный процент i -го элемента; n_i — количество атомов i -го элемента в одной молекуле вещества.

В [114] представлена широкая совокупность формул для определения эффективного атомного номера:

$$Z_{\text{eff3}} = \sqrt[2,94]{\sum_{i=1}^n \alpha_i^e Z_i^{2,94}}, \quad (3.3)$$

где $\alpha_i^e = n_i Z_i / \sum_{i=1}^n n_i Z_i$ — процент электронов i -го элемента, входящего в многокомпонентный объект;

$$Z_{\text{eff4}} = \sqrt[3]{\sum_{i=1}^n c_i Z_i^4 / \sum_{i=1}^n c_i Z_i}; \quad (3.4)$$

$$Z_{\text{eff5}} = \sum_{i=1}^n \frac{c_i Z_i}{A_i} / \sum_{i=1}^n \frac{c_i}{A_i}, \quad (3.5)$$

где A_i — атомная масса i -го элемента;

$$Z_{\text{eff6}} = \sum_{i=1}^n c_i Z_i; \quad (3.6)$$

$$Z_{\text{eff7}} = \sqrt{\sum_{i=1}^n f_i Z_i^3 / \sum_{i=1}^n f_i Z_i}. \quad (3.7)$$

В [123] эффективный атомный номер материала многокомпонентного объекта определяется по формуле

$$Z_{\text{eff8}} = \sum_{i=1}^n n_{e_i} Z_i / n_e, \quad (3.8)$$

где $n_{e_i} = N_A Z_i c_i / A_i$ — число электронов i -й составляющей в 1 г вещества; N_A — число Авогадро; $n_e = \sum_{i=1}^n n_{e_i}$.

В табл. 3.1. приведены оценки Z_{eff} , вычисленные по формулам (3.1)—(3.8).

Таблица 3.1 – Оценки эффективных атомных номеров материалов по формулам (3.1)—(3.8)

Материал	Состав	Z_{eff1}	Z_{eff2}	Z_{eff3}	Z_{eff4}	Z_{eff5}	Z_{eff6}	Z_{eff7}	Z_{eff8}
Соль	NaCl	15,17	14,83	15,18	15,68	14	14,64	14,93	14,64
Вода	H ₂ O	7,68	5,99	7,42	7,96	3,33	7,22	7,17	6,60
Силикон	C ₂ H ₆ OSi	10,65	8,01	10,37	12,05	4	9,05	9,61	8,45
Карбонат железа	FeCO ₃	20,49	17,19	20,24	23,8	11,2	16,47	18,58	16,14
Дюраль	4,5%Cu+ +1,5%Mg+ +0,5%Mn+ +93,5%Al	14,78	14,25	14,69	16,41	13,33	13,77	14,12	13,72
Композит из углерода и железа	25%С+ 75%Fe	23,61	20,35	23,47	25,37	13,84	21	22,53	20,73
	50%С+50%Fe	20,63	16,56	20,39	24,28	9,54	16	18,57	15,65
	75%С+25%Fe	16,44	12,94	16,16	21,88	7,34	11	13,7	10,74

Массовые доли отдельных элементов многокомпонентного объекта рассчитывались исходя из вида (физической формы) этого объекта следующим образом:

для многокомпонентного объекта в виде химического соединения [114]

$$c_i = n_i A_i / \sum_{i=1}^n n_i A_i ;$$

для многокомпонентного объекта в виде комбинации плоских однородных пластин [116]

$$c_i = \rho_i H_i / \sum_{i=1}^n \rho_i H_i ,$$

где ρ_i , H_i — плотность и толщина i -й пластины соответственно; $\rho_i H_i$ — массовая толщина (поверхностная плотность) i -й пластины.

К этому целесообразно добавить, что для объектов данного вида

$$\rho_c H_c = \sum_{i=1}^n \rho_i H_i$$

— массовая толщина объекта;

$$H_c = \sum_{i=1}^n H_i$$

— его толщина, а

$$\rho_c = \sum_{i=1}^n \rho_i H_i / \sum_{i=1}^n H_i$$

— его средняя (эффективная) плотность. Заметим, наконец, что для многокомпонентного объекта в виде сплава массовые доли c_i зачастую задаются априори.

Как видно из табл. 3.1, разница между значениями Z_{eff} , вычисленными по различным формулам, для одних и тех же материалов очень значительная. Между тем, судя по многочисленным публикациям, например [97, 112, 117, 119], среди формул (3.1)—(3.8) наибольшее распространение имеет формула (3.1) с показателем степени k , равным 2,94. Вследствие этого целесообразно использовать ее в качестве основы, с которой будет проводиться сравнение

других формул для определения Z_{eff} материала многокомпонентного объекта, но уже с учетом излучения в явной форме.

3.2. Определения эффективного атомного номера материала многокомпонентного объекта на основе массовых коэффициентов ослабления излучения при использовании моноэнергетического излучения

В радиационном контроле под эффективным атомным номером Z_{eff} материала многокомпонентного (сложного) объекта принято понимать атомный номер материала такого условного (гипотетического) одноэлементного объекта, у которого массовый коэффициент ослабления (МКО) излучения для квантов данной энергии равен таковому для многокомпонентного объекта [120]. Таким образом, согласно [120], в случае просвечивания многокомпонентного объекта моноэнергетическим потоком квантов с энергией E его эффективный атомный номер Z_{eff} определяется как решение относительно атомного номера Z уравнения вида

$$m_c(E) = m(E, Z), \quad (3.9)$$

где $m_c(E)$ — МКО излучения квантов с энергией E для материала многокомпонентного объекта; $m(E, Z)$ — МКО излучения квантов с энергией E для материала условного одноэлементного объекта с атомным номером Z .

Согласно [79], МКО $m_c(E)$ (левая часть уравнения (3.9)) вычисляется по формуле

$$m_c(E) = \sum_{i=1}^n c_i m(E, Z_i), \quad (3.10)$$

где $m(E, Z_i)$ — МКО излучения квантов с энергией E для материала i -го элемента с атомным номером Z_i , входящего в состав многокомпонентного объекта.

Согласно [97, 114], для решения уравнения (3.9) МКО $m(E, Z)$ сначала надо вычислить для целочисленных значений Z , а затем найти значения $m(E, Z)$ и для дробных (нецелых) значений Z путем интерполяции, например, линейной.

Для наглядности на рис. 3.1 приведены графические зависимости МКО излучения $m(E, Z)$ от атомного номера для энергий излучения $E = 50$ и 100 кэВ.

При этом сам атомный номер Z менялся в диапазоне от $Z_{\min} = 3$ (по аналогии с [114]) до $Z_{\max} = 30$ (по аналогии с [112]), а соответствующие значения МКО $m(E, Z)$ здесь и в дальнейшем брались из базы данных по ослаблению гамма-излучения веществом, например, [124].

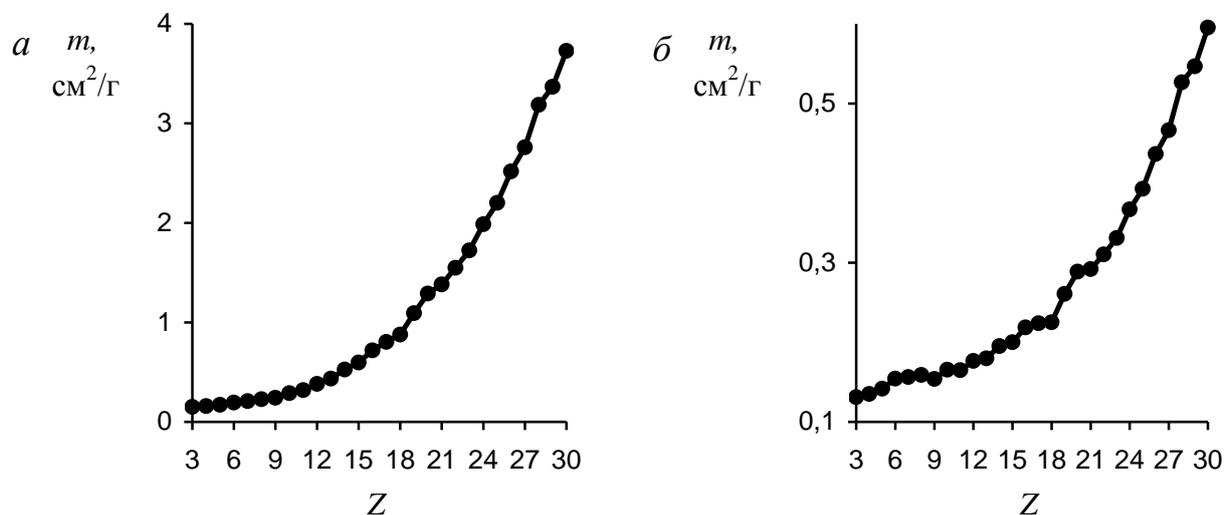


Рисунок 3.1 - Зависимость массового коэффициента ослабления излучения m от атомного номера Z для разных энергий излучения (E):

a — 50 кэВ; b — 100 кэВ.

Негладкий характер поведения кривых на рис. 3.1 обусловлен негладкой зависимостью атомной массы химического элемента от его атомного номера, в чем легко убедиться по периодической системе элементов Д.И. Менделеева либо по данным, приведенным в [124].

В [114] эффективный атомный номер Z_{eff} материала многокомпонентного объекта для фиксированной энергии E определяется как решение относительно Z уравнения вида

$$\sigma_{ac}(E) = \sigma_a(E, Z), \quad (3.11)$$

где $\sigma_{ac}(E)$ — микроскопическое сечение взаимодействия для одного атома материала многокомпонентного объекта; $\sigma_a(E, Z)$ — микроскопическое сечение взаимодействия для одного атома материала условного одноэлементного объекта.

Согласно [114] и [79], сечения $\sigma_{ac}(E)$ и $\sigma_a(E, Z)$, соответственно, вычисляются по следующим формулам:

$$\sigma_{ac}(E) = m_c(E) / \left(N_A \sum_{i=1}^n c_i / A_i \right);$$

$$\sigma_a(E, Z) = m(E, Z) A / N_A,$$

где A — атомная масса материала условного одноэлементного объекта.

Для наглядности на рис. 3.2 приведены графические зависимости микроскопического сечения $\sigma_a(E, Z)$ от атомного номера для энергий излучения $E = 50$ и 100 кэВ.

В [114] также отмечается целесообразность определения эффективного атомного номера для отдельных процессов взаимодействия излучения с веществом (фотоэффект и т.д.) в соответствии с условиями эксперимента: регистрацией рассеянного излучения, регистрацией излучения, прошедшего через объект без взаимодействия, и т.п.

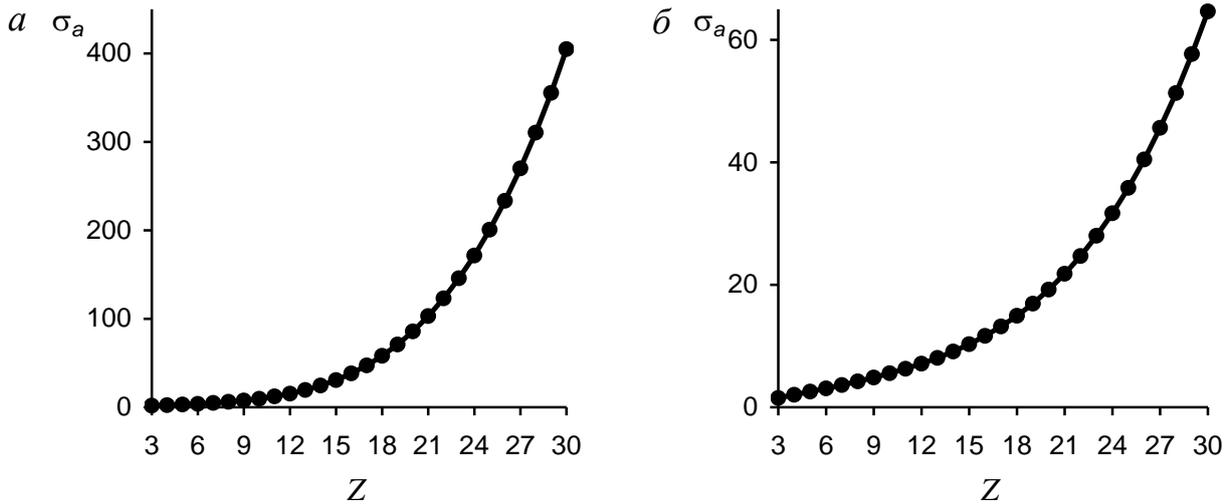


Рисунок 3.2 - Зависимость микроскопического сечения σ_a (барн/атом) от атомного номера Z для разных энергий излучения (E):

a — 50 кэВ; b — 100 кэВ.

В [114, 116] представлена следующая формула для определения эффективного атомного номера материала многокомпонентного объекта при фиксированной энергии E :

$$Z_{\text{eff}} = \frac{\sigma_{ac}(E)}{\sigma_{ec}(E)} = \frac{\sum_{i=1}^n (c_i / A_i) \sigma_{ai}(E, Z_i)}{\sum_{i=1}^n \frac{(c_i / A_i)}{Z_i} \sigma_{ai}(E, Z_i)}, \quad (3.12)$$

где

$$\sigma_{ec}(E) = \sum_{i=1}^n \frac{(c_i / A_i)}{Z_i} \sigma_{ai}(E, Z_i) \bigg/ \sum_{i=1}^n \frac{c_i}{A_i}$$

— микроскопическое сечение взаимодействия для одного электрона материала многокомпонентного объекта; $\sigma_{ai}(E, Z_i)$ — микроскопическое сечение взаимодействия для одного атома материала i -го элемента, входящего в состав многокомпонентного объекта.

В [116] формула (3.12) была преобразована к соотношению между массовыми коэффициентами ослабления излучения

$$m_c(E)/Z_{\text{eff}} = \sum_{i=1}^n c_i m(E, Z_i)/Z_i.$$

Известен подход, когда эффективный атомный номер материала многокомпонентного объекта определяется по результатам просвечивания этого объекта дважды: при двух различных энергиях излучения E_1 и E_2 ($E_2 > E_1$). В этом случае Z_{eff} определяется как решение относительно Z уравнения вида [94, 125]

$$F_{\text{мон}}(E_1, E_2, Z) = m_c(E_1)/m_c(E_2), \quad (3.13)$$

где

$$F_{\text{мон}}(E_1, E_2, Z) = m(E_1, Z)/m(E_2, Z). \quad (3.14)$$

Уравнение (3.13) с учетом (3.14) представляет собой равенство отношений массовых коэффициентов ослабления при двух различных фиксированных энергиях излучения для материалов условного одноэлементного и многокомпонентного объектов соответственно.

На рис. 3.3 в качестве примера приведены графики функции $F_{\text{мон}}(Z) = F_{\text{мон}}(E_1, E_2, Z)$ для следующих пар энергий: $E_1 = 35$ и $E_2 = 70$ кэВ; $E_1 = 50$ и $E_2 = 100$ кэВ.

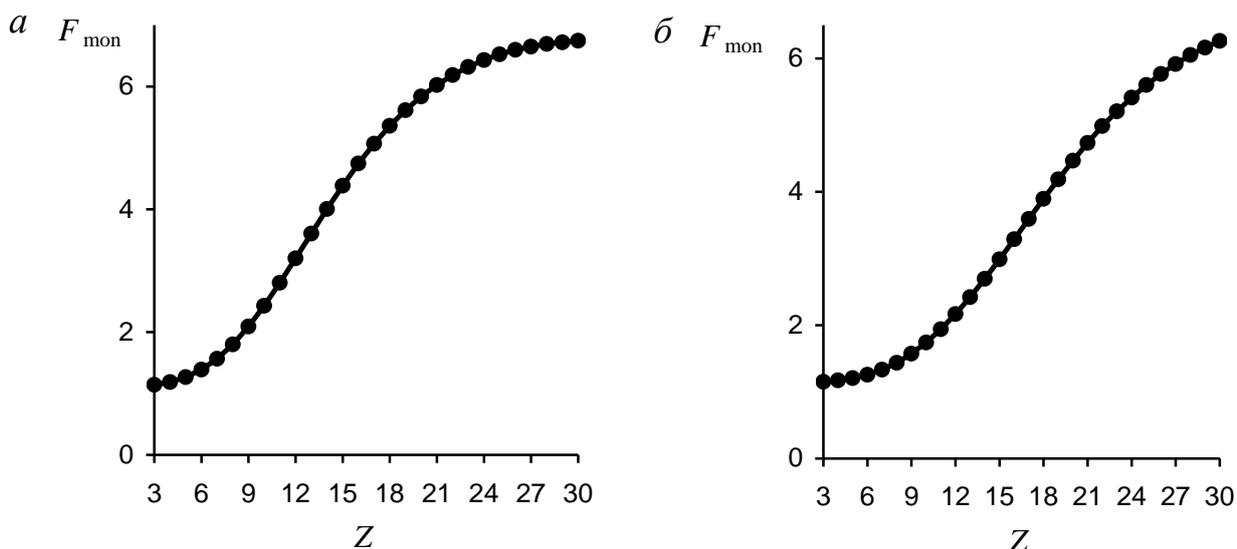


Рисунок 3.3 - Зависимость отношения массовых коэффициентов ослабления от атомного номера $F_{\text{mon}}(Z)$ для разных пар энергий излучения (E_1 и E_2):
a — 35 и 70 кэВ; *b* — 50 и 100 кэВ.

В табл. 3.2 представлены результаты вычислений эффективного атомного номера по формулам (3.9), (3.11)—(3.13) для некоторых многокомпонентных объектов.

Таблица 3.2 - Эффективные атомные номера различных веществ, вычисленные по формулам (3.9), (3.11)—(3.13) для энергий излучения $E_1 = 50$ и $E_2 = 100$ кэВ

Материал	Состав	Z_{eff} (3.9)		Z_{eff} (3.11)		Z_{eff} (3.12)		Z_{eff} (3.13)
		50 кэВ	100 кэВ	50 кэВ	100 кэВ	50 кэВ	100 кэВ	50/100 кэВ
Соль	NaCl	15,13	15,04	14,85	14,54	15,29	14,45	15,22
Вода	H ₂ O	8,91	11,84	4,04	3,45	3,8	3,42	7,44
Силикон	C ₂ H ₆ OSi	11,31	13,18	6,31	4,43	5,79	4,32	10,59
Карбонат железа	FeCO ₃	20,42	21,02	17,35	15,71	21,47	15,39	20,28
Дюраль	4,5%Cu+ +1,5%Mg+ +0,5%Mn+ +93,5%Al	14,69	14,44	14,31	13,98	15,36	14,02	14,75
Композит из углерода и железа	25%С+75%Fe	23,81	23,97	20,47	19,36	24	19,24	23,39
	50%С+50%Fe	20,72	21,19	16,68	14,5	20,99	13,9	20,45
	75%С+25%Fe	16,65	17,8	12,93	10,04	15,99	9,57	16,51

Как следует из табл. 3.2, формулы (3.11), (3.12) дают результаты, которые могут сильно различаться (более чем в два раза) с результатами, получаемыми по «основной» формуле (3.1). Вместе с тем формулы (3.9) и (3.13) достаточно хорошо согласуются по результатам с формулой (3.1). При этом формула (3.13) обеспечивает более высокую точность по сравнению с формулой (3.9), что объясняется учетом информации от двукратного просвечивания объекта при двух различных энергиях.

3.3. Определения эффективного атомного номера материала многокомпонентного объекта на основе массовых коэффициентов ослабления излучения при использовании немоноэнергетического излучения

В настоящее время для случая просвечивания многокомпонентного объекта немоноэнергетическим излучением существуют несколько подходов к определению его эффективного атомного номера. Так, в частности, согласно [11, 97, 117], эффективный атомный номер материала многокомпонентного объекта определяется как решение относительно Z уравнения вида

$$F_{\text{нем}}(Z) = \frac{\overline{m_c(E_1)}}{\overline{m_c(E_2)}}. \quad (3.15)$$

Здесь $\overline{m_c(E_1)}$, $\overline{m_c(E_2)}$ — средние МКО излучения для материала многокомпонентного объекта при его просвечивании рентгеновским излучением с низкой E_1 и высокой E_2 максимальными энергиями соответственно

$$F_{\text{нем}}(Z) = \frac{\overline{m(E_1, Z)}}{\overline{m(E_2, Z)}}, \quad (3.16)$$

где

$$\overline{m(E_1, Z)} = \int_0^{E_1} f_n(E, E_1) m(E, Z) dE; \quad (3.17)$$

$$\overline{m(E_2, Z)} = \int_0^{E_2} f_n(E, E_2) m(E, Z) dE \quad (3.18)$$

— средние МКО излучения для материала условного одноэлементного объекта при его просвечивании рентгеновским излучением с низкой E_1 и высокой E_2 максимальными энергиями соответственно; $f_n(E, E_0)$ — нормированный (по площади на 1) энергетический спектр излучения, регистрируемого детектором, с максимальной энергией E_0 . Развернутые выражения для величин $\overline{m_c(E_1)}$, $\overline{m_c(E_2)}$ выводятся из (3.17), (3.18) с учетом (3.10)

$$\overline{m_c(E_1)} = \int_0^{E_1} f_n(E, E_1) m_c(E) dE = \int_0^{E_1} f_n(E, E_1) \sum_{i=1}^n c_i m(E, Z_i) dE;$$

$$\overline{m_c(E_2)} = \int_0^{E_2} f_n(E, E_2) m_c(E) dE = \int_0^{E_2} f_n(E, E_2) \sum_{i=1}^n c_i m(E, Z_i) dE.$$

Заметим, что в [11, 117] при записи соотношений (3.15), (3.16) вместо массовых коэффициентов ослабления излучения использованы линейные. Однако это не принципиально, т.к. и в этом случае сами соотношения (3.15), (3.16) не меняются.

При использовании в системе контроля аналогового (интегрального) режима регистрации излучения нормированный энергетический спектр будет иметь, согласно [115], следующий вид:

$$f_n(E, E_0) = \frac{g(E, E_0) \varepsilon(E) \overline{E_{ab}(E)}}{\int_0^{E_0} g(E, E_0) \varepsilon(E) \overline{E_{ab}(E)} dE}. \quad (3.19)$$

Здесь $g(E, E_0) = dN/dE$ — энергетический спектр рентгеновского излучения, генерируемого источником, по числу квантов, $1/(\text{МэВ} \cdot \text{с})$; $\varepsilon(E)$ — счетная эффективность регистрации излучения детектором; $\overline{E_{ab}(E)}$ — среднее значение поглощенной энергии для одного кванта с энергией E , испытавшего взаимодействие с детектором, МэВ.

На рис. 3.4 в качестве примера приведен график функции $F_{\text{нем}}(Z)$, определяемой формулой (3.16), для $E_1 = 80$ и $E_2 = 160$ кэВ для случая использования в системе контроля детекторов полного поглощения, то есть

$$\varepsilon(E) = 1; \overline{E_n(E)} = E. \quad (3.20)$$

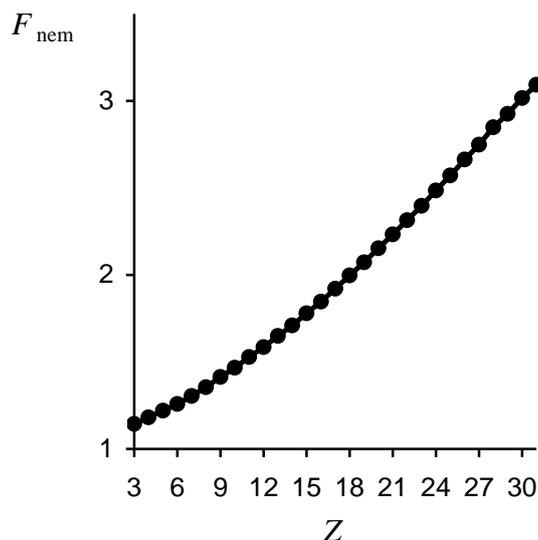


Рисунок 3.4 - Функция $F_{\text{nem}}(Z)$, определяемая формулой (3.16), для случая использования в системе контроля детекторов полного поглощения ($E_1 = 80$ и $E_2 = 160$ кэВ).

Предполагалось, что энергетический спектр $g(E, E_0)$ описывается выражением

$$g(E, E_0) = \frac{dI}{dE} \frac{\exp(-m(E, Z_g)(\rho H)_g)}{E} = C \frac{E_0 - E}{E} \exp(-m(E, Z_g)(\rho H)_g). \quad (3.21)$$

Здесь $dI/dE = C(E_0 - E)$ — энергетический спектр интенсивности излучения, представленный в соответствии с [85] формулой Крамерса; C — некоторый постоянный коэффициент; $m(E, Z_g)$ — МКО излучения выходным окном рентгеновской трубки с массовой толщиной $(\rho H)_g$. Для определенности полагалось, что выходное окно рентгеновской трубки изготовлено из стекла толщиной 1,5 мм, а основной составляющей силикатного стекла является, согласно [126], окись кремния SiO_2 .

В [127] эффективный атомный номер материала многокомпонентного объекта вычисляется по формуле

$$Z_{\text{eff}} = \int_0^{E_0} f_n(E, E_0) Z_{\text{eff}}(E) dE, \quad (3.22)$$

где $Z_{\text{eff}}(E)$ — эффективный атомный номер для заданной энергии E , определяемый по формуле (3.11).

В табл. 3.3 приведены оценки эффективных атомных номеров материалов некоторых многокомпонентных объектов, вычисленные по формулам (3.15) и (3.22) для максимальных энергий излучения 80 и 160 кэВ. При этом предполагалось, что в системе контроля применяются детекторы полного поглощения (формулы (3.20)), а энергетический спектр рентгеновского излучения, генерируемого источником, по числу квантов описывается выражением (3.21).

Таблица 3.3 - Эффективные атомные номера различных веществ, вычисленные формулам (3.1), (3.15) и (3.22)

Материал	Состав	Z_{eff} (3.15)	Z_{eff} (3.22)		Z_{eff} (3.1) при $k = 2,94$
			$E_1=80$ кэВ	$E_2=160$ кэВ	
Соль	NaCl	15,14	15,53	15,11	15,17
Вода	H ₂ O	7,45	5,20	4,37	7,68
Силикон	C ₂ H ₆ OSi	10,55	8,55	6,66	10,65
Карбонат железа	FeCO ₃	19,06	22,15	19,21	20,49
Дюраль	4,5%Cu+ +1,5%Mg+ +0,5%Mn+ +93,5%Al	14,42	15,48	14,95	14,78
Композит из углерода и железа	25%С+75%Fe	22,18	24,74	22,66	23,61
	50%С+50%Fe	19,17	22,85	19,40	20,63
	75%С+25%Fe	15,56	19,40	15,43	16,44

Видно, что результаты, получаемые по формуле (3.22), могут существенно отличаться (почти в два раза) от результатов, получаемых по «основной» формуле (3.1). Поэтому формулу (3.22) не стоит использовать. Из этой же таблицы следует, что формула (3.15) обеспечивает в целом сравнительно хорошее совпадение по результатам с формулой (3.1). Вместе с тем формула (3.15) имеет существенный недостаток, ограничивающий ее применение на практике, который заключается в невозможности непосредственного экспериментального измерения среднего МКО

излучения для материала многокомпонентного объекта. Это обуславливает необходимость поиска новых подходов для определения эффективных атомных номеров материалов многокомпонентных объектов при их просвечивании немоноэнергетическим излучением.

В [114] представлен один из таких подходов. Он заключается в том, что под эффективным атомным номером материала многокомпонентного объекта понимается атомный номер такого условного одноэлементного объекта, для которого сигнал (результат регистрации излучения) равен таковому для многокомпонентного объекта. Однако проводимые в данной статье исследования были ограничены только рассмотрением случаев с использованием моноэнергетических потоков излучения.

По существу аналогичный подход описан в [82], где в основу было положено не равенство сигналов, а равенство ослаблений излучения многокомпонентным (соединение или смесь) и условным одноэлементным объектами.

Вполне очевидно, что фактически эти два подхода эквивалентны по содержанию. Используя их за основу, для немоноэнергетического излучения вполне естественно формально определить эффективный атомный номер материала многокомпонентного объекта как решение относительно Z уравнения вида

$$\int_0^{E_0} f_n(E, E_0) \exp(-m_c(E) \rho_c H_c) dE = \int_0^{E_0} f_n(E, E_0) \exp(-m(E, Z) \rho H) dE. \quad (3.23)$$

Здесь ρ_c , H_c — плотность (средняя) и толщина многокомпонентного объекта соответственно; ρ , H — плотность и толщина условного одноэлементного объекта соответственно. На содержательном уровне формула (3.23) представляет собой, согласно [115], равенство радиационных прозрачностей многокомпонентного и условного одноэлементного объектов. Добавим к этому, что левая часть в (3.23) может быть найдена экспериментально и в силу этого интерпретирована как экспериментальная радиационная прозрачность объекта, а правая часть (3.23) — как его теоретическая радиационная прозрачность.

Между тем при использовании только одной формулы (3.23), даже при полностью известном многокомпонентном объекте, возникает неоднозначность в определении Z_{eff} , поскольку с формальной точки зрения это одно уравнение с двумя неизвестными (Z , ρH). Поэтому решение уравнения (3.23) относительно Z будет не единственным. С физической точки зрения это означает, что в качестве условного одноэлементного объекта может быть выбран практически любой одноэлементный объект (углерод, алюминий и т.д.), массовая толщина которого подбирается так, чтобы интеграл справа в (3.23) оставался неизменным.

Следовательно, для однозначного определения Z_{eff} на условный одноэлементный объект должно быть наложено дополнительное ограничение. В качестве такого вполне логично взять равенство массовых толщин многокомпонентного и условного одноэлементного объектов

$$\rho_c H_c = \rho H. \quad (3.24)$$

Исходя из вышеизложенного, для случая использования моноэнергетического излучения нами предлагается формально определить эффективный атомный номер материала многокомпонентного объекта с известной массовой толщиной $\rho_c H_c$ как решение относительно Z уравнения (3.23) при условии (3.24) [128]. Заметим, что при использовании моноэнергетического излучения ($f_n(E, E_0) = \delta(E - E_0)$, где $\delta(E)$ — дельта-функция Дирака) уравнение (3.23) при условии (3.24) преобразуется в уравнение (3.9) с $E = E_0$.

На рис. 3.5 в качестве примера приведены графики зависимости от атомного номера Z теоретической радиационной прозрачности

$$d_t(Z) = d_t(Z; \rho H, E_0) = \int_0^{E_0} f_n(E, E_0) \exp(-m(E, Z) \rho H) dE$$

условного объекта, атомный номер материала которого принимает целочисленные значения, для различных значений его массовой толщины ρH при двух максимальных энергиях излучения $E_0 = 80$ и 160 кэВ.

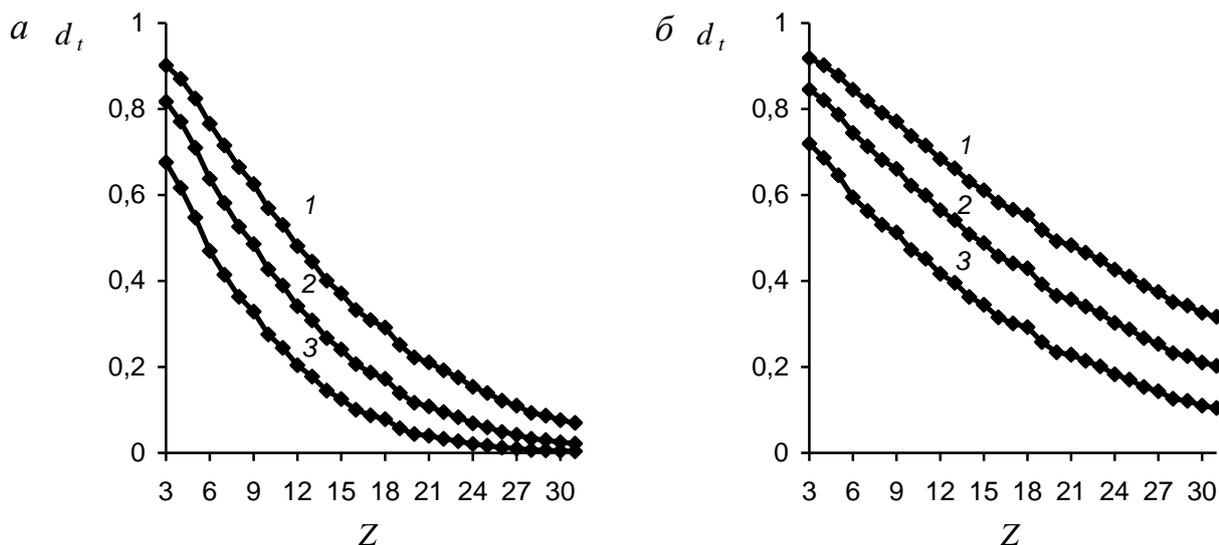


Рисунок 3.5 - Зависимости теоретической радиационной прозрачности d_t от атомного номера Z материала объекта контроля для энергий излучения (E_0) 80 (а) и 160 (б) кэВ:

1 — $\rho H = 0,5$; 2 — $\rho H = 1$; 3 — $\rho H = 2$.

В случае просвечивания многокомпонентного объекта с известной массовой толщиной $\rho_c H_c$ двумя потоками рентгеновского излучения с низкой E_1 и высокой E_2 максимальными энергиями нами предлагается определить эффективный атомный номер его материала как решение относительно Z уравнения вида

$$\frac{\ln \int_0^{E_1} f_n(E, E_1) \exp(-m_c(E) \rho_c H_c) dE}{\ln \int_0^{E_2} f_n(E, E_2) \exp(-m_c(E) \rho_c H_c) dE} = \frac{\ln \int_0^{E_1} f_n(E, E_1) \exp(-m(E, Z) \rho H) dE}{\ln \int_0^{E_2} f_n(E, E_2) \exp(-m(E, Z) \rho H) dE} \quad (3.25)$$

при условии (3.24) [128]. Отметим, что в уравнении (3.25) используются отношения не самих радиационных прозрачностей (для низкой и высокой максимальных энергий соответственно), а их логарифмов, что зачастую делается при распознавании материалов методом дуальных энергий [94]. Заметим также, что интегралы в левой части (3.25) могут быть найдены экспериментально и поэтому интерпретированы как экспериментальные радиационные прозрачности многокомпонентного объекта.

На рис. 3.6 в качестве примера приведен график зависимости от атомного номера Z отношения логарифмированных прозрачностей

$$D_t(Z) = D_t(Z, \rho H, E_1, E_2) = \frac{\ln \int_0^{E_1} f_n(E, E_1) \exp(-m(E, Z) \rho H) dE}{\ln \int_0^{E_2} f_n(E, E_2) \exp(-m(E, Z) \rho H) dE}$$

условного одноэлементного объекта для различных значений его массовой толщины ρH при максимальных энергиях рентгеновского излучения $E_1 = 80$ и $E_2 = 160$ кэВ.

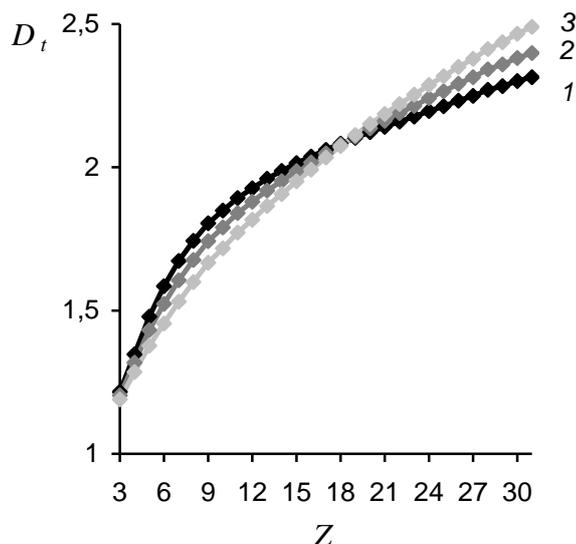


Рисунок 3.6 – Зависимости отношения D_t логарифмированных прозрачностей от атомного номера Z объекта контроля для максимальных энергий рентгеновского излучения $E_1=80$ и $E_2=160$ кэВ:

1 — $\rho H = 0,5$; 2 — $\rho H = 1$; 3 — $\rho H = 2$.

В табл. 3.4 представлены эффективные атомные номера материалов некоторых многокомпонентных объектов, вычисленные по формулам (3.23) и (3.25) при условии (3.24) для нормированного энергетического спектра (3.19) с учетом (3.20), (3.21) и максимальных энергий излучения 80 и 160 кэВ.

Видно, что предлагаемые нами формулы (3.23) и (3.25) при условии (3.24) для определения Z_{eff} хорошо согласуются с результатами вычислений данного параметра по формуле (3.1). Вследствие этого они могут быть использованы как формальные определения эффективного атомного номера материала многокомпонентного объекта с известной массовой толщиной для случая его

однократного или двукратного просвечивания потоком немонэнергетического излучения соответственно.

Таблица 3.4 - Эффективные атомные номера различных веществ, вычисленные по формулам (3.1), (3.23) и (3.25) при условии (3.24) для различных массовых толщин слоев веществ при максимальных энергиях излучения $E_1 = 80$ и $E_2 = 160$ кэВ

Материал	Состав	Z_{eff} (3.23) при условии (3.24)						Z_{eff} (3.25) при условии (3.24)			Z_{eff} (3.1), $k=2,94$
		$E_0 = E_1$			$E_0 = E_2$						
		$\rho H, \text{ г/см}^2$			$\rho H, \text{ г/см}^2$			$\rho H, \text{ г/см}^2$			
		0,5	1	2	0,5	1	2	0,5	1	2	
Соль	NaCl	15,16	15,12	15,10	15,12	15,09	15,06	15,40	15,27	15,21	15,17
Вода	H ₂ O	7,95	7,99	8,09	8,36	8,54	8,95	7,44	7,43	7,41	7,68
Силикон	C ₂ H ₆ Osi	11,11	11,15	11,20	11,26	11,34	11,47	10,56	10,52	10,48	10,65
Карбонат железа	FeCO ₃	20,46	20,42	20,44	20,45	20,42	20,42	20,50	20,42	20,43	20,49
Дюраль	4,5%Cu+ +1,5%Mg+ +0,5%Mn+ +93,5%Al	14,63	14,66	14,69	14,63	14,65	14,66	14,63	14,68	14,73	14,78
Композит из углерода и железа	25%С+75%Fe	23,91	23,88	23,87	23,89	23,87	23,88	24,07	23,88	23,76	23,61
	50%С+50%Fe	20,76	20,73	20,76	20,79	20,80	20,89	20,68	20,60	20,61	20,63
	75%С+25%Fe	16,55	16,56	16,60	16,58	16,61	16,67	16,41	16,41	16,45	16,44

Если массовая толщина многокомпонентного объекта неизвестна, то с учетом условия (3.24) Z_{eff} его материала Осиповым С.П. предлагается определить из системы уравнений вида [128]:

$$\int_0^{E_1} f_n(E, E_1) \exp(-m_c(E) \rho_c H_c) dE = \int_0^{E_1} f_n(E, E_1) \exp(-m(E, Z) \rho H) dE. \quad (3.26)$$

$$\int_0^{E_2} f_n(E, E_2) \exp(-m_c(E) \rho_c H_c) dE = \int_0^{E_2} f_n(E, E_2) \exp(-m(E, Z) \rho H) dE. \quad (3.27)$$

Данная система содержит два неизвестных: атомный номер Z и массовую толщину ρH . Найденное в результате ее решения значение Z_{eff} атомного номера Z и будет называться эффективным атомным номером материала многокомпонентного объекта.

В табл. 3.5 представлены оценки Z_{eff} материалов некоторых многокомпонентных объектов, найденные в результате решения системы уравнений (3.26), (3.27) для нормированного энергетического спектра (3.19) с учетом (3.20), (3.21) и различных пар E_1, E_2 .

Таблица 3.5 - Эффективные атомные номера различных веществ, вычисленные по формулам (3.1), (3.26) и (3.27) для различных массовых толщин слоев веществ

Материал	Состав	E_1, E_2 , кэВ	Z_{eff} (3.26), (3.27)			Z_{eff} (3.1) при $k = 2,94$
			ρH , г/см ²			
			0,5	1	2	
Соль	NaCl	80/160	15,19	15,20	15,22	15,17
		70/140	15,18	15,20	15,21	
		60/120	15,16	15,19	15,20	
Вода	H ₂ O	80/160	7,48	7,48	7,48	7,68
		70/140	7,48	7,48	7,48	
		60/120	7,48	7,49	7,48	
Силикон	C ₂ H ₆ OSi	80/160	10,58	10,60	10,61	10,64
		70/140	10,57	10,59	10,61	
		60/120	10,57	10,59	10,61	
Карбонат железа	FeCO ₃	80/160	20,05	20,21	20,33	20,49
		70/140	19,91	20,11	20,24	
		60/120	19,70	19,94	20,11	
Дюраль	4,5%Cu+1,5%Mg+ 0,5%Mn+93,5%Al	80/160	14,58	14,66	14,72	14,78
		70/140	14,54	14,63	14,69	
		60/120	14,47	14,58	14,65	
Композит из углерода и железа	25%С+75%Fe	80/160	23,28	23,39	23,47	23,61
		70/140	23,18	23,31	23,40	
		60/120	23,02	23,18	23,29	
	50%С+50%Fe	80/160	20,22	20,38	20,50	20,63
		70/140	20,08	20,28	20,42	
		60/120	19,86	20,12	20,28	
	75%С+25%Fe	80/160	16,14	16,33	16,47	16,44
		70/140	16,02	16,24	16,39	
		60/120	15,83	16,11	16,29	

Из анализа результатов, приведенных в табл. 3.5, следует, что эффективные атомные номера материалов многокомпонентных объектов, вычисленные на основе системы уравнений (3.26), (3.27), хорошо согласуются с результатами, получаемыми по формуле (3.1). Это позволяет использовать систему уравнений (3.26), (3.27) для формального определения эффективных атомных номеров материалов многокомпонентных объектов с неизвестной массовой толщиной в случае их просвечивания потоками немоноэнергетического (рентгеновского) излучения.

3.4. Выводы

Для формального определения эффективных атомных номеров материалов многокомпонентных объектов предлагается использовать:

формулу (3.1) с показателем степени k , равным 2,94, для случая, когда излучение не учитывается в явной форме;

формулу (3.9) — для случая однократного просвечивания объектов моноэнергетическим излучением;

формулу (3.13) — для случая двукратного просвечивания объектов моноэнергетическим излучением;

формулу (3.23) при условии (3.24) — для случая однократного просвечивания объектов с известной массовой толщиной немоноэнергетическим (рентгеновским) излучением;

формулу (3.25) при условии (3.24) — для случая двукратного просвечивания объектов с известной массовой толщиной немоноэнергетическим (рентгеновским) излучением;

систему уравнений (3.26), (3.27) — для случая двукратного просвечивания объектов с неизвестной массовой толщиной немоноэнергетическим (рентгеновским) излучением.

4. Оценка влияния квантовых шумов на качество распознавания материалов методом дуальных энергий

Качество распознавания материалов методом дуальных энергий определяется большой совокупностью разнообразных факторов [115], среди которых одним из наиболее существенных является наличие статистических флуктуаций результатов регистрации излучения, обусловленных квантовой природой излучения (квантовые шумы) [91,94-96,106,115]. Несмотря на отдельные значимые результаты различных авторов (например, [12, 91, 106]), исследовавших в той или иной степени влияние квантовых шумов на точность определения атомного номера материала ОК с помощью МДЭ, на сегодняшний день в научной литературе не представлен детально описанный алгоритм для оценки такого влияния. Разработка такого алгоритма является весьма важной задачей, неразрывно связанной с созданием более эффективных систем рентгеновского досмотрового контроля и с разработкой обоснованных правил их практического применения. Для этого, в свою очередь, необходимо сначала разработать математическую модель изображения, формируемого МССЦР, которая учитывала бы немонотонность источника излучения и квантовый шум.

4.1. Математическая модель изображения, формируемого сканирующей системой цифровой радиографии

Качество первичных цифровых изображений (ПЦИ), синтезируемых МССЦР, определяется значительным количеством параметров [18,129,130], характеризующих источник и многоканальный регистратор рентгеновского излучения, ОК, геометрию сканирования и т.п. Проектирование МССЦР невозможно без разработки адекватной математической модели ПЦИ, связывающей основные характеристики изображений с параметрами системы. Имеющиеся в литературе математические модели ПЦИ [39,131,132] не в полной мере учитывают все особенности МССЦР, поэтому нуждаются в дальнейшем совершенствовании.

4.1.1. Допущения и ограничения

Для построения математической модели ПЦИ, формируемого МССЦР, по аналогии с [131] предположим:

- осуществляется равномерное непрерывное перемещение ОК вдоль оси Ox , а система источник-линейка детекторов неподвижна;
- измерительные каналы (комбинации вида: детектор излучения – временной интегратор – аналого-цифровой преобразователь) идентичны;
- линейка детекторов сформирована по направлению оси Oy (перпендикулярно направлению перемещения ОК) и притом симметрично относительно оси пучка излучения;
- источник излучения и линейка детекторов излучения коллимированы щелевыми коллиматорами, вследствие чего вклад рассеянного излучения в ОК в результаты регистрации считается пренебрежимо малым;
- ось пучка излучения совпадает с осью Oz ;
- источник излучения имеет азимутально-симметричное угловое распределение;
- поперечные размеры апертур детекторов и фокусного пятна источника намного меньше фокусного расстояния (расстояния от источника до линейки детекторов вдоль оси Oz);
- регистрация излучения осуществляется в аналоговом (среднетоковом) режиме;
- шаг квантования аналого-цифровых преобразователей мал по сравнению с флуктуациями потока излучения.

4.1.2. Вычислительные формулы

Первичное цифровое изображение, сформированное в МССЦР, представляет собой матрицу \mathbf{B} , состоящую из M строк и K столбцов. Число столбцов K совпадает с числом детекторов (измерительных каналов) в линейке. С учетом принятых допущений и ограничений матрица \mathbf{B} равна сумме двух матриц $\bar{\mathbf{B}}$ и \mathbf{N}

$$\mathbf{B} = \overline{\mathbf{B}} + \mathbf{N}. \quad (4.1)$$

Элементы матрицы $\overline{\mathbf{B}}$ равны соответствующим средним значениям радиометрических сигналов, а элементы матрицы \mathbf{N} характеризуют шум в изображении.

Выражение для элементов матрицы $\overline{\mathbf{B}}$ имеет вид

$$\overline{B}_{mk} = A_{mk} \lambda_{mk} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(t) dt, \quad (4.2)$$

где A_{mk} – среднее значение амплитуд электрических импульсов (электрических зарядов, Кл) с выхода k -го детектора излучения из линейки для m -ой строки изображения; λ_{mk} – интенсивность потока электрических импульсов с выхода k -го детектора в момент времени t_m , 1/с; $\varphi(t)$ – импульсный отклик временного интегратора.

При использовании в системе идеальных интеграторов со сбросом импульсный отклик $\varphi(t)$ описывается ступенчатой функцией

$$\varphi(t) = \begin{cases} 1, & 0 \leq t \leq T; \\ 0, & \text{в остальных случаях,} \end{cases} \quad (4.3)$$

где T – постоянная времени интегратора (время измерения излучения).

Значения A_{mk} связаны со средним значением поглощенной k -ым детектором энергии зарегистрированного им кванта излучения \overline{E}_{mk}^{ab} , МэВ соотношением

$$A_{mk} = \gamma_c \overline{E}_{mk}^{ab}, \quad (4.4)$$

здесь γ_c – коэффициент преобразования поглощенной энергии рентгеновского излучения в электрический заряд, Кл/МэВ.

Зависимость \overline{E}_{mk}^{ab} от параметров ОК, источника рентгеновского излучения с максимальной энергией E_0 и k -го детектора имеет вид

$$\overline{E}_{mk}^{ab} = \frac{\int_0^{E_0} g(E, E_0) e^{-\mu(E)H_{mk}} \overline{E}_{ab}(E) \varepsilon(E) dE}{\int_0^{E_0} g(E, E_0) e^{-\mu(E)H_{mk}} \varepsilon(E) dE} \quad (4.5)$$

где $g(E, E_0)$ – энергетический спектр источника излучения по числу квантов, $1/(\text{МэВ} \cdot \text{с})$; $\int_0^{E_0} g(E, E_0) dE$ – суммарный выход квантов со всего источника в единицу времени в телесный угол 4π ; $\mu(E)$ – ЛКО квантов излучения с энергией E для материала ОК; H_{mk} – лучевой размер ОК по линии, соединяющей центр излучателя и центр апертуры k -го детектора на m -ом шаге регистрации излучения, т.е. в момент времени t_m (при использовании идеальных интеграторов со сбросом $t_m = mT$); $\bar{E}_{ab}(E)$ – среднее значение поглощенной отдельным детектором энергии для одного зарегистрированного им кванта с энергией E , МэВ; $\varepsilon(E)$ – эффективность регистрации квантов излучения с энергией E отдельным детектором из линейки в пределах его апертуры.

Интенсивность потока λ_{mk} вычисляется с помощью формулы

$$\lambda_{mk} = \frac{\psi(\theta_k)}{|\mathbf{r}_k|^2} S \int_0^{E_0} g(E, E_0) e^{-\mu(E)H_{mk}} \varepsilon(E) dE, \quad (4.6)$$

где θ_k – угол между осью Oz (осью симметрии пучка излучения) и вектором $\mathbf{\Omega}_k$ – направлением луча из центра источника на центр k -го детектора линейки; θ – угол между осью Oz и направлением вылета квантов; $\Psi(\theta)$ – угловое распределение излучения, которое считается нормированным на 1 квант в телесный угол 4π (для изотропного источника $\psi(\theta) = \frac{1}{4\pi}$); \mathbf{r}_k – радиус-вектор центра апертуры k -го детектора; S – площадь апертуры отдельного детектора из линейки.

Элементы N_{mk} матрицы \mathbf{N} характеризуют шум, обусловленный квантовой природой излучения. Их среднее значение, ковариация и дисперсия соответственно равны:

$$\overline{N_{mk}} = 0; \quad \overline{N_{mk} N_{ij}} = \begin{cases} 0, & j \neq k, \\ \overline{A_{mk}^2} \lambda_{mk} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(t) \varphi(t + |m - i| \Delta t) dt, & j = k \end{cases}; \quad \sigma^2[N_{mk}] = \overline{A_{mk}^2} \lambda_{mk} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi^2(t) dt. \quad (4.7)$$

Среднее значение квадрата амплитуд электрических импульсов с выхода k -го детектора $\overline{A_{mk}^2}$ связано со средним значением квадрата поглощенной k -ым

детектором энергии для одного зарегистрированного им кванта излучения $\overline{E_{mk}^{ab^2}}$, МэВ² соотношением

$$\overline{A_{mk}^2} = \gamma_c^2 \overline{E_{mk}^{ab^2}}. \quad (4.8)$$

Значение $\overline{E_{mk}^{ab^2}}$ вычисляется аналогично выражению (4.5)

$$\overline{E_{mk}^{ab^2}} = \frac{\int_0^{E_0} g(E, E_0) e^{-\mu(E)H_{mk}} \overline{E_{ab}^2(E)} \varepsilon(E) dE}{\int_0^{E_0} g(E, E_0) e^{-\mu(E)H_{mk}} \varepsilon(E) dE}, \quad (4.9)$$

где $\overline{E_{ab}^2(E)}$ – средний квадрат поглощенной отдельным детектором энергии для одного зарегистрированного им кванта с энергией E , МэВ².

Для полноты описания модели приведем соотношения для расчета величин $\overline{E_{ab}(E)}$ и $\overline{E_{ab}^2(E)}$. Для определенности ограничимся случаем использования в МССЦР сцинтилляционных детекторов, содержащих сцинтилляторы (кристаллы) цилиндрической формы радиусом r и толщиной h (размер по направлению падающего излучения). Тогда согласно [122] будем иметь:

$$\begin{aligned} \overline{E_{ab}(E)} &= \overline{E_{\min}(E)} + (\overline{E_{\max}(E, h)} - \overline{E_{\min}(E)}) (1 - e^{-g(E, h)r}), \\ \overline{E_{ab}^2(E)} &= \overline{E_{\min}^2(E)} + (\overline{E_{\max}^2(E, h)} - \overline{E_{\min}^2(E)}) (1 - e^{-g(E, h)r}). \end{aligned} \quad (4.10)$$

Здесь E – энергия кванта, испытавшего взаимодействие с материалом сцинтиллятора, МэВ; $\overline{E_{\min}}$, $\overline{E_{\min}^2}$ и $\overline{E_{\max}}$, $\overline{E_{\max}^2}$ – минимальные и максимальные (соответствуют минимальному и максимальному радиусу сцинтиллятора) средние значения поглощенной и квадрата поглощенной энергии зарегистрированного кванта; коэффициент g характеризует скорость возрастания соответствующих зависимостей от радиуса чувствительного объема детектора (сцинтиллятора).

Величины $\overline{E_{\min}}$ и $\overline{E_{\min}^2}$ зависят от энергии зарегистрированного кванта и материала сцинтиллятора. Выражения для их оценки имеют вид [122]:

$$\begin{aligned} \overline{E_{\min}} &= E \mu_{foto} / \mu_{\text{сц}} + (E - 1,02) \mu_{par} / \mu_{\text{сц}} + \pi r_0^2 N_e 0,511 / \mu_{\text{сц}} \times \\ &\times \left[\frac{-20\alpha^4 + 102\alpha^3 + 186\alpha^2 + 102\alpha + 18}{3\alpha(1+2\alpha)^3} - \frac{2\alpha + 3 - \alpha^2}{\alpha^2} \ln(1+2\alpha) \right]; \\ \overline{E_{\min}^2} &= E^2 \mu_{foto} / \mu_{\text{сц}} + (E - 1,02)^2 \mu_{par} / \mu_{\text{сц}} + \pi r_0^2 N_e 0,511^2 / \mu_{\text{сц}} \times \\ &\times \left[\frac{-68\alpha^5 + 184\alpha^4 + 566\alpha^3 + 494\alpha^2 + 180\alpha + 24}{3(1+2\alpha)^4} - \frac{2\alpha + 4 - \alpha^2}{\alpha} \ln(1+2\alpha) \right]. \end{aligned} \quad (4.11)$$

Здесь $r_0^2 = 7,94 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$; N_e – число электронов в 1 см^3 вещества сцинтиллятора; $\mu_{\text{сц}}$, μ_{foto} , μ_{par} – полный линейный коэффициент ослабления излучения в материале сцинтиллятора и линейные коэффициенты ослабления, обусловленные эффектом фотопоглощения и эффектом рождения пар; $\alpha = E/0,511$, где энергия E выражена в МэВ.

Зависимости $\overline{E_{\max}}$ и $\overline{E_{\max}^2}$ от толщины h сцинтиллятора описываются с достаточной для практики точностью (до 3 %) выражениями [122]:

$$\begin{aligned} \overline{E_{\max}} &= \overline{E_{\min}} + (E - \overline{E_{\min}}) (1 - e^{-\mu_{\text{сц}}(E)h}); \\ \overline{E_{\max}^2} &= \overline{E_{\min}^2} + (E^2 - \overline{E_{\min}^2}) (1 - e^{-\mu_{\text{сц}}(E)h}). \end{aligned} \quad (4.12)$$

Здесь t – коэффициент, зависящий от материала детектора (таблица 3.1).

Формула для вычисления коэффициента $g(E, h)$ имеет вид [122]:

$$g(E, h) = b_1 \mu_{\text{сц}}(E) + \frac{b_2}{\mu_{\text{сц}}(E)h}, \quad (4.13)$$

где b_1 , b_2 – коэффициенты аппроксимации, зависящие от материала чувствительного объема детектора (сцинтиллятора). Значения коэффициентов для некоторых сцинтилляторов приведены в таблице 4.1.

Таблица 4.1 - Коэффициенты аппроксимации t , b_1 , b_2 для различных сцинтилляторов [122]

Коэффициент	Пластмасса	CsI	CdWO ₄
t	0,51	0,85	0,75
b_1	1,51	2,01	2,33
b_2	0,25	0,61	0,73

Заметим, что выражения (4.10) – (4.13) могут быть использованы для оценки $\overline{E_{mk}^{ab}}$, $\overline{E_{mk}^{ab^2}}$ не только для цилиндрических сцинтилляторов, но и для

сцинтилляторов с квадратным сечением. Этот вывод следует из монотонности возрастания $\overline{E_{mk}^{ab}}$, $\overline{E_{mk}^{ab^2}}$ и η_{mk} от радиуса. Значения анализируемых величин принимают промежуточное положение для цилиндрических сцинтилляторов с радиусами вписанных и описанных в квадрат окружностей. Результаты предварительных расчетов для сцинтилляторов с поперечными размерами 1 мм и менее, показали близость оценок снизу и сверху анализируемых величин. Отклонения не превосходят уровня 0,001 %.

Совокупность выражений (4.1) – (4.13) и таблица 4.1 позволяют смоделировать первичное цифровое радиографическое изображение объекта контроля любого профиля [133].

4.1.3. Пример расчета параметров математической модели изображения

На основе формул (4.10) – (4.13) и (4.5), (4.9) и с учетом вышеизложенного замечания, в качестве примера, были проведены расчеты величин $\overline{E_{mk}^{ab}}$, $\overline{E_{mk}^{ab^2}}$ и коэффициента η_{mk} амплитудного разброса электрических импульсов с выхода k -го детектора линейки, определяемого соотношением вида [122]

$$\eta_{mk} = \frac{\sqrt{A_{mk}^2}}{A_{mk}} = \frac{\sqrt{E_{mk}^{ab^2}}}{E_{mk}^{ab}},$$

применительно к центральному детектору линейки ($k=K/2$, $\theta_k=0$) при следующих предположениях:

- ОК в виде пластины из углепластика с плотностью 1 г/см² толщиной 5 мм;
- сцинтиллятор из вольфрамата кадмия (CdWO₄) в форме прямоугольного параллелепипеда сечением 0,6 мм×0,6 мм и толщиной (размером в направлении падающего излучения) 3 мм;
- энергетический спектр источника излучения по числу квантов описывается выражением

$$g(E, E_0) = \frac{1}{E} \varphi(E) = \begin{cases} \frac{2}{EE_0} \left(1 - \frac{E}{E_0}\right), & \text{если } 0 \leq E \leq E_0; \\ 0, & \text{в остальных случаях,} \end{cases}$$

где $\varphi(E)$ – энергетический спектр интенсивности излучения, описываемый формулой Крамерса (в нормированном виде)

$$\varphi(E) = \begin{cases} \frac{2}{E_0} \left(1 - \frac{E}{E_0}\right), & \text{если } 0 \leq E \leq E_0; \\ 0, & \text{в остальных случаях.} \end{cases}$$

Энергетический спектр излучения по числу квантов за ОК является непрерывной функцией в точке $E = 0$, причем для любой толщины ослабляющего барьера $H \neq 0$

$$\lim_{E \rightarrow 0^+} g(E, E_0) e^{-\mu(E)H} = 0.$$

С учетом указанных предположений, и использованием данных по ослаблению фотонного излучения из базы [80], было получено:

для $E_0 = 200$ кэВ – $\overline{E_{ab}} = 0,333E_0 = 66,6$ кэВ, $\overline{E_{ab}^2} = 0,171E_0^2 = 6840$ кэВ², $\eta_0 = 1,241$;

для $E_0 = 250$ кэВ – $\overline{E_{ab}} = 0,292E_0 = 73$ кэВ; $\overline{E_{ab}^2} = 0,138E_0^2 = 8625$ кэВ²; $\eta_0 = 1,273$;

для $E_0 = 300$ кэВ – $\overline{E_{ab}} = 0,258E_0 = 77,4$ кэВ; $\overline{E_{ab}^2} = 0,112E_0^2 = 10080$ кэВ²; $\eta_0 = 1,298$.

Из анализа полученных данных следует вывод о значимости флуктуаций поглощенной энергии зарегистрированного фотона для малых размеров сцинтилляционных детекторов.

4.2. Математическая модель радиационной прозрачности объекта контроля с учетом квантового шума

Под «радиационной (радиоскопической) прозрачностью» ОК понимается [87,115, 134] отношение сигнала детектора при наличии ОК к сигналу детектора при отсутствии ОК. При этом в качестве сигнала может выступать, в частности, интенсивность излучения, регистрируемого детектором [87, 134].

Пусть ОК имеет лучевой размер H по линии, соединяющей центр излучателя (центр фокусного пятна источника) и центр апертуры детектора. Для

детектора, центрированного на оси пучка излучения, параметр H – это толщина ОК. Тогда сигнал (суммарный заряд, Кл) $B(H)$ на выходе отдельного детектора линейки при наличии ОК с учетом квантового шума будет описываться согласно [115, 133] выражениями вида:

$$B(H) = \bar{B}(H) + N(H); \quad (4.14)$$

$$\bar{B}(H) = \gamma_c \frac{\psi(\mathbf{\Omega}_{\text{det}})}{F^2} S \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(t) dt \int_0^{E_0} g(E, E_0) \exp(-\mu(E)H) \bar{E}_{ab}(E) \varepsilon(E) dE. \quad (4.15)$$

Здесь $\bar{B}(H)$ – среднее значение (математическое ожидание) сигнала на выходе детектора при наличии ОК; γ_c – коэффициент преобразования поглощенной энергии рентгеновского излучения в электрический заряд, Кл/МэВ; S – площадь апертуры детектора; E_0 – максимальная энергия в спектре рентгеновского излучения, генерируемого источником; $\mu(E)$ – линейный коэффициент ослабления излучения с энергией E , МэВ, для материала ОК, $1/(\text{см}^{-1})$; $g(E, E_0) = dN/dE$ – энергетический спектр рентгеновского излучения, генерируемого источником, по числу квантов; $\bar{E}_{ab}(E)$ – среднее значение поглощенной детектором энергии для одного зарегистрированного им кванта с энергией E , МэВ; $\varepsilon(E)$ – эффективность регистрации квантов излучения с энергией E детектором в пределах его апертуры; $\mathbf{\Omega}_{\text{det}}$ – направление центрального луча от источника на детектор, то есть направление луча из центра фокусного пятна источника излучения на центр апертуры детектора; $\psi(\mathbf{\Omega})$ – функция, описывающая распределение источника излучения по направлениям $\mathbf{\Omega}$ вылета квантов (угловое распределение источника), которая считается нормированной на 1 квант в телесный угол 4π , ср, то есть $\int_{(4\pi)} \psi(\mathbf{\Omega}) d\Omega = 1$, где символ 4π в левой части равенства означает, что интегрирование осуществляется по поверхности единичной сферы с центром в начале координат (для изотропного источника $\psi(\mathbf{\Omega}) = 1/(4\pi)$); $\varphi(t)$ – импульсный отклик временного интегратора; $N(H)$ – шум, обусловленный квантовой природой излучения, среднее значение (математическое ожидание) $\bar{N}(H)$ и дисперсия $\sigma^2[N(H)]$ которого при наличии ОК соответственно равны:

$$\bar{N}(H) = 0, \quad (4.16)$$

$$\sigma^2[N(H)] = \gamma_c^2 \frac{\psi(\mathbf{\Omega}_{\text{det}})}{F^2} S \int_{-\infty}^{\infty} \varphi^2(t) dt \int_0^{E_0} g(E, E_0) \exp(-\mu(E)H) \overline{E_{ab}^2}(E) \varepsilon(E) dE, \quad (4.17)$$

где $\overline{E_{ab}^2}(E)$ – средний квадрат поглощенной детектором энергии для одного зарегистрированного им кванта с энергией E , МэВ².

Среднее значение (математическое ожидание) и дисперсия сигнала $B(0)$ на выходе отдельного детектора линейки при отсутствии ОК находятся из (4.14) – (4.17) подстановкой $H=0$.

Выражение для вычисления радиационной прозрачности ОК d в соответствии с приведённым выше определением и с учётом (4.14) имеет вид

$$d = \frac{B(H)}{B(0)} = \frac{\overline{B(H)} + N(H)}{\overline{B(0)} + N(0)}. \quad (4.18)$$

В качестве радиометрических сигналов при отсутствии ОК (сигналы вида $B(0)$) могут быть использованы выборочные средние таких сигналов, полученные по выборке объёма n_0 ($n_0 \gg 1$). Общеизвестно, дисперсия выборочного среднего по выборке объёма n_0 меньше в n_0 раз дисперсии сигнала, полученного в единичном эксперименте. Поэтому, для проведения дальнейших исследований можно считать, что $N(0)=0$, а значит

$$B(0) = \overline{B(0)}. \quad (4.19)$$

После подстановки (4.19) в (4.18) получим

$$d = \frac{\overline{B(H)} + N(H)}{\overline{B(0)}} = \frac{\overline{B(H)}}{\overline{B(0)}} + \frac{N(H)}{\overline{B(0)}} = d_t + \Phi, \quad (4.20)$$

где d_t , Φ – среднее значение (математическое ожидание) и шум радиационной прозрачности ОК, обусловленный квантовой природой излучения, соответственно.

Величины d и d_t в (4.20) можно интерпретировать как экспериментальную и теоретическую радиационные прозрачности ОК, соответственно.

Развернутое выражение для теоретической радиационной прозрачности ОК d_t выводится из (4.15), (4.20) и имеет вид

$$d_t = \frac{\int_0^{E_0} g(E, E_0) \exp(-\mu(E)H) \bar{E}_{ab}(E) \varepsilon(E) dE}{\int_0^{E_0} g(E, E_0) \bar{E}_{ab}(E) \varepsilon(E) dE}. \quad (4.21)$$

Учитывая (4.15), (4.17), (4.20) нетрудно получить, что среднее значение (математическое ожидание) и дисперсия шума Φ будут соответственно равны:

$$\bar{\Phi} = 0; \quad (4.22)$$

$$\sigma^2(\Phi) = \frac{\sigma^2[N(H)]}{[\bar{B}(0)]^2} = \frac{F^2 \int_{-\infty}^{\infty} \varphi^2(t) dt \int_0^{E_0} g(E, E_0) \exp(-\mu(E)H) \overline{E_{ab}^2}(E) \varepsilon(E) dE}{\psi(\Omega_{\text{det}}) S \left[\int_{-\infty}^{\infty} \varphi(t) dt \right]^2 \left[\int_0^{E_0} g(E, E_0) \bar{E}_{ab}(E) \varepsilon(E) dE \right]^2}. \quad (4.23)$$

Предположим, что в системе контроля для измерения выходных процессов с детекторов применяются идеальные интеграторы со сбросом. В этом случае импульсный отклик $\varphi(t)$ будет описываться ступенчатой функцией вида

$$\varphi(t) = \begin{cases} 1, & 0 \leq t \leq T; \\ 0, & \text{в остальных случаях,} \end{cases} \quad (4.24)$$

где T – время измерения излучения. Из (4.24) следует, что

$$\int_{-\infty}^{\infty} \varphi(t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi^2(t) dt = T. \quad (4.25)$$

После подстановки (4.25) в (4.23) получим

$$\sigma^2(\Phi) = \frac{F^2 \int_0^{E_0} g(E, E_0) \exp(-\mu(E)H) \overline{E_{ab}^2}(E) \varepsilon(E) dE}{\psi(\Omega_{\text{det}}) S T \left[\int_0^{E_0} g(E, E_0) \bar{E}_{ab}(E) \varepsilon(E) dE \right]^2}. \quad (4.26)$$

Преобразуем выражение (4.26) к форме удобной для ее физической интерпретации. С этой целью введем в рассмотрение величины [133]:

$$\bar{E}_g = \frac{\int_0^{E_0} g(E, E_0) \exp(-\mu(E)H) \bar{E}_{ab}(E) \varepsilon(E) dE}{\int_0^{E_0} g(E, E_0) \exp(-\mu(E)H) \varepsilon(E) dE}, \quad (4.27)$$

$$\overline{E_g^2} = \frac{\int_0^{E_0} g(E, E_0) \exp(-\mu(E)H) \overline{E_{ab}^2}(E) \varepsilon(E) dE}{\int_0^{E_0} g(E, E_0) \exp(-\mu(E)H) \varepsilon(E) dE}, \quad (4.28)$$

$$\eta = \frac{\sqrt{\gamma_c^2 \overline{E_g^2}}}{\gamma_c \overline{E_g}} = \frac{\sqrt{\overline{E_g^2}}}{\overline{E_g}}, \quad (4.29)$$

$$N_q = \frac{\psi(\mathbf{\Omega}_{\text{det}})}{F^2} ST \int_0^{E_0} g(E, E_0) \exp(-\mu(E)H) \varepsilon(E) dE, \quad (4.30)$$

где $\overline{E_g}$, $\overline{E_g^2}$ – среднее значение и среднее значение квадрата поглощенной детектором энергии для одного зарегистрированного им кванта излучения; η – коэффициент амплитудного разброса электрических импульсов (зарядов) на выходе детектора излучения; N_q – среднее число квантов регистрируемых детектором при наличии ОК за время T .

Формула для оценки коэффициента η выводится из (4.27) – (4.29) и в развёрнутом виде выглядит следующим образом

$$\eta = \frac{\sqrt{\int_0^{E_0} g(E, E_0) \exp(-\mu(E)H) \overline{E_{ab}^2}(E) \varepsilon(E) dE \int_0^{E_0} g(E, E_0) \exp(-\mu(E)H) \varepsilon(E) dE}}{\int_0^{E_0} g(E, E_0) \exp(-\mu(E)H) \overline{E_{ab}}(E) \varepsilon(E) dE}. \quad (4.31)$$

С учетом (4.27) – (4.31) дисперсия (4.26) примет вид

$$\sigma^2(\Phi) = d_t^2 \delta_n^2, \quad (4.32)$$

где

$$\delta_n = \frac{\sigma[N(H)]}{B(H)} = \frac{\eta}{\sqrt{N_q}} \quad (4.33)$$

и представляет собой согласно [34] и с учетом (4.15), (4.17), (4.29) и (4.30) не что иное, как относительное среднеквадратическое отклонение сигналов на выходе детектора при наличии ОК за время T .

Из (4.32), (4.33) непосредственно следует, что среднеквадратическое отклонение (СКО) шума Φ равно

$$\sigma(\Phi) = d_t \delta_n = d_t \frac{\eta}{\sqrt{N_q}}. \quad (4.34)$$

Совокупность соотношений (4.20) – (4.34) представляет собой математическую модель радиационной прозрачности ОК с учетом шума, обусловленного квантовой природой излучения [135].

Следует заметить, что многие исследователи, в частности [87, 136, 137], предпочитают оперировать не с ЛКО излучения $\mu(E) = \mu(E, Z, \rho)$, а с МКО излучения $m(E) = \mu(E, Z, \rho) / \rho$, где Z – атомный номер материала ОК; ρ – плотность ОК, г/см³. К тому же многие базы данных содержат значения не ЛКО, а МКО. Очевидно, что представленные выше соотношения и в этом случае остаются в силе. Для этого достаточно в соответствующих выражениях сделать замену

$$\mu(E)H = m(E, Z)\rho H, \quad (4.35)$$

где ρH – массовая толщина ОК, г/см².

Полученная модель (4.20) – (4.35) является основой для разработки алгоритма оценки влияния квантовых шумов на точность определения атомного номера материала ОК методом дуальных энергий и, следовательно, на качество распознавания материалов.

4.3. Экспериментальные исследования

Проведение экспериментальных исследований преследовало цель проверки адекватности разработанной математической модели радиационной прозрачности ОК с учетом квантового шума. Проверка адекватности осуществлялась на тестовых физических экспериментах путем сравнения результатов расчета по модели с результатами эксперимента.

Для проведения экспериментальных исследований использовался инспекционно-досмотровый комплекс (ИДК) Томского политехнического университета. В качестве источника излучения в данном ИДК применяется бетатрон с максимальной энергией $E_0 = 9$ МэВ, а в качестве детекторов излучения – сцинтилляционные кристаллы из вольфрамата кадмия (CdWO_4). Кристаллы имеют поперечные размеры 4 мм*6 мм и длину 35 мм (размер в направлении падающего излучения). Фокусное расстояние, т.е. расстояние от источника до вертикальной линейки детекторов (с использованием которой и проводились эксперименты), составляет 4,2 м. Формирование отдельного отсчета

радиометрического сигнала осуществлялось по одному импульсу излучения бетатрона. Общий вид ИДК приведен на сайте [138] и представлен здесь, для наглядности, на рис. 4.1.



Рисунок 4.1 - Инспекционно-досмотровый комплекс с бетатроном МИБ-9 [138]:

1 – бокс с бетатроном, 2 – коллиматор, 3 – детекторный портал, 4 – горизонтальная линейка детекторов, 5 – вертикальная линейка детекторов, 6 – полка с тестирующим материалом, 7 – операторская.

Теоретическая радиационная прозрачность тестового ОК вычислялась по следующей формуле

$$d_t = \frac{\int_0^{E_0} \frac{dI}{dE}(E, E_0) \exp(-m(E, Z)\rho H) \frac{\bar{E}_{ab}(E)}{E} \varepsilon(E) dE}{\int_0^{E_0} \frac{dI}{dE}(E, E_0) \frac{\bar{E}_{ab}(E)}{E} \varepsilon(E) dE}, \quad (4.36)$$

которая получается из формулы (4.21) путем перехода: от ЛКО к МКО, от толщины ОК к массовой толщине ОК и от энергетического спектра $g(E, E_0)$ по

числу квантов к энергетическому спектру $\frac{dI}{dE}(E, E_0) = Eg(E, E_0)$ интенсивности излучения.

Для высокоэнергетических источников излучения (линейные ускорители, бетатроны) энергетический спектр интенсивности излучения описывается формулой Шиффа. Один из вариантов этой формулы применительно к досмотровым системам приведен в работах [94, 139]:

$$\frac{dI}{dE}(E, E_0) = 8 \cdot \left(2 \cdot (1 - K_{\text{rel}}) \cdot (\ln \alpha - 1) + K_{\text{rel}}^2 \cdot \left(\ln \alpha - \frac{1}{2} \right) \right), \quad (4.37)$$

где

$$\alpha = \sqrt{\frac{\alpha_1^2 \alpha_2^2}{\alpha_1^2 + \alpha_2^2}}; \alpha_1 = 2 \cdot \frac{E_0 + M_e}{M_e} \cdot \frac{(1 - K_{\text{rel}})}{K_{\text{rel}}}; \alpha_2 = 191 \cdot \exp\left(-\frac{1}{3} \ln Z_m\right); K_{\text{rel}} = \frac{E}{E_0 + M_e}.$$

Здесь E – энергия рожденного кванта тормозного излучения; E_0 – энергия электрона (максимальная энергия в спектре излучения); M_e – энергия покоя электрона (0,511 МэВ); Z_m – атомный номер материала мишени. Проведенное в [94] сравнение результатов расчетов энергетических спектров интенсивности высокоэнергетического излучения по формуле (4.37) с опубликованными экспериментальными данными подтвердило высокую точность данной формулы.

На рис. 4.2 и рис. 4.3 приведены примеры расчета энергетического спектра интенсивности излучения по формуле (4.37) для максимальных энергий 5 и 9 МэВ для мишени из вольфрама ($Z_m = 74$).

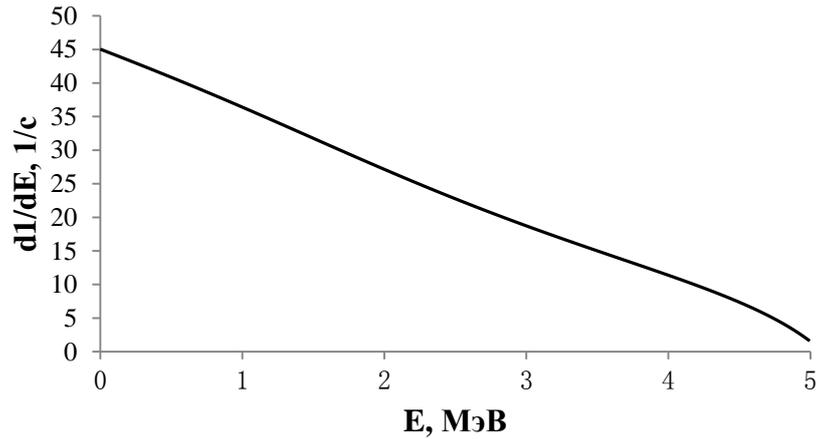


Рисунок 4.2 - Пример расчета энергетического спектра интенсивности излучения по формуле (4.37) при $E_0 = 5$ МэВ для мишени из вольфрама.

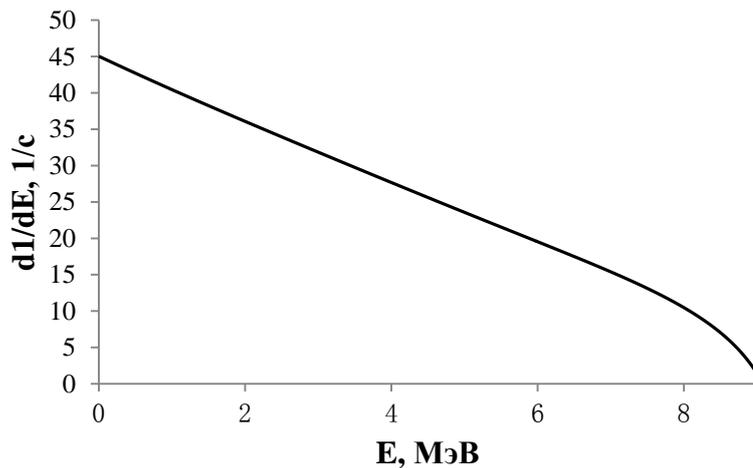


Рисунок 4.3 - Пример расчета энергетического спектра интенсивности излучения по формуле (4.37) при $E_0 = 9$ МэВ для мишени из вольфрама.

Как следует из рис. 4.2 и рис. 4.3 (и это подтверждается аналитическими расчетами) формула (4.37) для разных максимальных энергий E_0 дает один и тот же результат при $E = 0$ примерно равный 45. Между тем физический принцип генерации излучения, как для рентгеновских аппаратов, так и для бетатронов (и линейных ускорителей) фактически один и тот же — торможение ускоренного электронного пучка на мишени. Следовательно, и формулы для описания энергетических спектров интенсивности излучения как для рентгеновских

аппаратов — формула Крамерса (формула (2.40)), так и формулы для высокоэнергетических источников излучения (бетатронов и линейных ускорителей), т.е. формулы вида (4.37) должны иметь определенную общность. В частности, сравнивая между собой формулы (2.40) и (4.37) логично предположить, что правая часть формулы (4.37) должна содержать некий постоянный множитель C_R . Знание этого множителя для расчета теоретической радиационной прозрачности ОК по формуле (4.36) очевидно необязательно. В то же время, для расчета дисперсии (или СКО) шума радиационной прозрачности ОК знание множителя C_R , согласно (4.26), имеет существенное значение.

С целью исключения влияния неизвестного множителя C_R при вычислении дисперсии (или СКО) шума радиационной прозрачности ОК применим метод моментов. Необходимые выкладки приведены ниже.

Учитывая, что теоретическая прозрачность d_t является детерминированной величиной, из (4.20) получаем, что дисперсия радиационной прозрачности ОК равна дисперсии шума радиационной прозрачности ОК, т.е.

$$\sigma^2(d) = \sigma^2(\Phi).$$

Соответственно для ОК толщиной H данное соотношение запишется в виде

$$\sigma^2(d; H) = \sigma^2(\Phi; H). \quad (4.38)$$

Тогда

$$\sigma^2(d; H) = \frac{\sigma^2(d; H)}{\sigma^2(d; H_0)} \sigma^2(d; H_0), \quad (4.39)$$

где H_0 — некоторая «базисная» толщина для тестовых ОК из одного и того же материала.

Применим теперь метод моментов, а именно — приравняем «теоретическую» дисперсию $\sigma^2(d; H_0)$ соответствующей выборочной дисперсии $\sigma_b^2(d; H_0)$, вычисленной по экспериментальным данным при тех же условиях, что и для «теоретической» дисперсии $\sigma^2(d; H_0)$:

$$\sigma^2(d; H_0) = \sigma_b^2(d; H_0).$$

Заменим теперь второй множитель в (4.39) выборочной дисперсией

$$\sigma^2(d; H) = \frac{\sigma^2(d; H)}{\sigma^2(d; H_0)} \sigma_B^2(d; H_0). \quad (4.40)$$

С учетом (4.38) соотношение (4.40) примет вид

$$\sigma^2(d; H) = \frac{\sigma^2(\Phi; H)}{\sigma^2(\Phi; H_0)} \sigma_B^2(d; H_0). \quad (4.41)$$

Из (4.41) получаем соответствующее выражение для СКО радиационной прозрачности ОК

$$\sigma(d; H) = \frac{\sigma(\Phi; H)}{\sigma(\Phi; H_0)} \sigma_B(d; H_0). \quad (4.42)$$

С учетом выражения (4.26) для дисперсии шума радиационной прозрачности ОК соотношение (4.42) в развернутой форме будет иметь следующий вид

$$\sigma(d; H) = \frac{\sqrt{\int_0^{E_0} g(E, E_0) \exp(-\mu(E)H) \overline{E_{ab}^2}(E) \varepsilon(E) dE}}{\sqrt{\int_0^{E_0} g(E, E_0) \exp(-\mu(E)H_0) \overline{E_{ab}^2}(E) \varepsilon(E) dE}} \sigma_B(d; H_0). \quad (4.43)$$

Переходя в формуле (4.43) от ЛКО к МКО, от толщины ОК к массовой толщине ОК и от энергетического спектра $g(E, E_0)$ по числу квантов к энергетическому спектру $\frac{dI}{dE}(E, E_0) = E g(E, E_0)$ интенсивности излучения, окончательно получим формулу для теоретической оценки СКО радиационной прозрачности ОК:

$$\sigma(d; H) = \frac{\sqrt{\int_0^{E_0} \frac{dI}{dE}(E, E_0) \exp(-m(E, Z)\rho H) \frac{\overline{E_{ab}^2}(E)}{E} \varepsilon(E) dE}}{\sqrt{\int_0^{E_0} \frac{dI}{dE}(E, E_0) \exp(-m(E, Z)\rho H_0) \frac{\overline{E_{ab}^2}(E)}{E} \varepsilon(E) dE}} \sigma_B(d; H_0) \quad (4.44)$$

Таким образом нами получены формулы (4.36) и (4.44) для теоретических оценок математических ожиданий и СКО радиационных прозрачностей тестовых ОК, соответственно.

Ниже представлены результаты экспериментов с различными тестовыми ОК и их сравнение с расчетными данными по формулам (4.36) и (4.44). Там же указаны значения расхождений между теоретическими и экспериментальными результатами, которые оценивались следующим образом:

$$\delta_t = \frac{|d_t - \bar{d}_B|}{d_t} \cdot 100\%$$

– для расхождения между теоретической прозрачностью d_t и выборочной средней \bar{d}_B прозрачности;

$$\delta_\sigma = \frac{|\sigma(d;H) - \sigma_B(d;H)|}{\sigma(d;H)} \cdot 100\%$$

– для расхождения между СКО $\sigma(d;H)$ и выборочным СКО $\sigma_B(d;H)$. При этом число измерений излучения при отсутствии ОК было взято равным $n(0) = 800$ (для обеспечения условия (4.19), означающего, что при отсутствии ОК радиометрический сигнал может быть измерен практически без статистических искажений, т.е. $B(0) = \bar{B}(0)$, вследствие возможности его многократных измерений с последующим усреднением). Число измерений при наличии любого тестового ОК (из числа рассматриваемых) было взято равным $n(H) = 100$.

Таблица 4.2 – Теоретические (d_t) и экспериментальные (\bar{d}_b) оценки математических ожиданий радиационных прозрачностей тестовых ОК из железа разной толщины и их расхождение (δ_t) при максимальной энергии излучения $E_0 = 5,5$ МэВ.

Толщина ОК, мм	Массовая толщина ОК, г/см ²	\bar{d}_b	d_t	δ_t , %
20	15,72	0,39739	0,38039	4,469
40	31,44	0,193	0,18126	6,478
70	55,02	0,06948	0,06684	3,95
90	70,74	0,03414	0,03581	4,65
100	78,6	0,02562	0,02642	3,028
120	94,32	0,015	0,01455	3,086
140	110,04	0,00879	0,00812	8,247

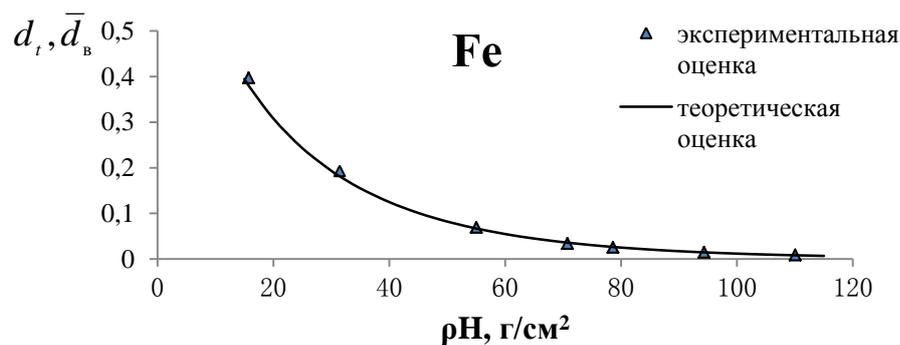


Рисунок 4.4 - Зависимости теоретической (d_t) и экспериментальной (\bar{d}_b) оценок математических ожиданий радиационных прозрачностей тестовых ОК из железа от их массовой толщины при максимальной энергии излучения $E_0 = 5,5$ МэВ.

Таблица 4.3 - Теоретические (d_t) и экспериментальные (\bar{d}_b) оценки математических ожиданий радиационных прозрачностей тестовых ОК из железа разной толщины и их расхождение (δ_t) при максимальной энергии излучения $E_0 = 9$ МэВ.

Толщина ОК, мм	Массовая толщина ОК, г/см ²	\bar{d}_b	d_t	δ_t , %
20	15,72	0,4801	0,4656	3,114
40	31,44	0,26009	0,25107	3,591
70	55,02	0,1106	0,10686	3,502
90	70,74	0,06353	0,06197	2,508
100	78,6	0,04855	0,04742	2,397
120	94,32	0,02904	0,02795	3,898
140	110,04	0,01735	0,01659	4,554

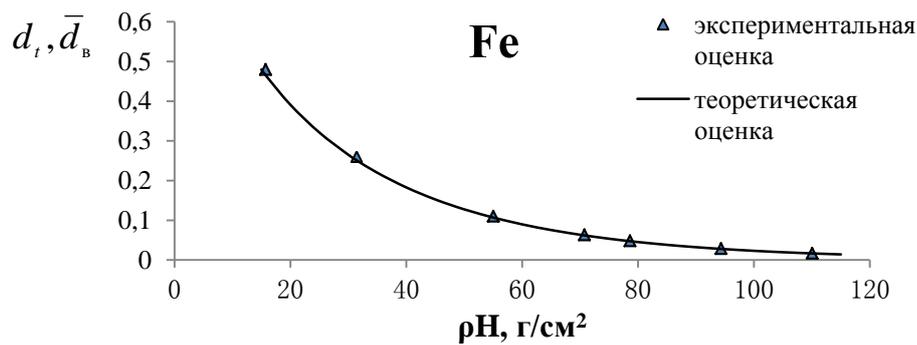


Рисунок 4.5 - Зависимости теоретической (d_t) и экспериментальной (\bar{d}_b) оценок математических ожиданий радиационных прозрачностей тестовых ОК из железа от их массовой толщины при максимальной энергии излучения $E_0 = 9$ МэВ.

Таблица 4.4 - Теоретические (d_t) и экспериментальные (\bar{d}_b) оценки математических ожиданий радиационных прозрачностей тестовых ОК из алюминия разной толщины и их расхождение (δ_t) при максимальной энергии излучения $E_0 = 5,5$ МэВ.

Толщина ОК, мм	Массовая толщина ОК, г/см ²	\bar{d}_b	d_t	δ_t , %
60	16,2	0,39234	0,37892	3,542
120	32,4	0,16798	0,1769	5,042
180	48,6	0,08356	0,08959	6,728
240	64,8	0,04412	0,04755	7,209
300	81	0,02375	0,02601	8,655
366	98,82	0,0124	0,01371	9,557

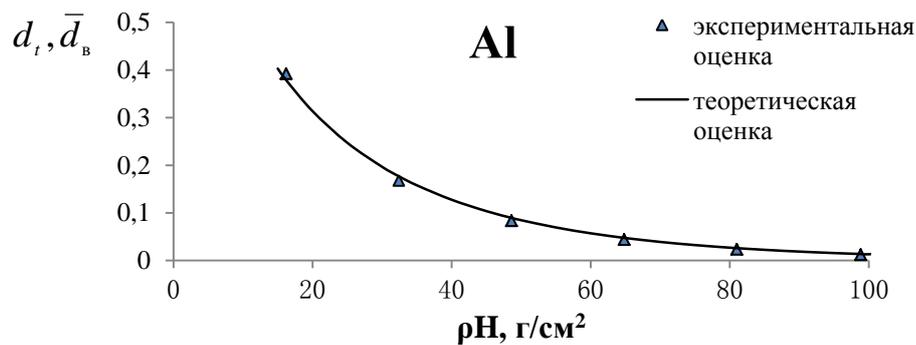


Рисунок 4.6 - Зависимости теоретической (d_t) и экспериментальной (\bar{d}_b) оценок математических ожиданий радиационных прозрачностей тестовых ОК из алюминия от их массовой толщины при максимальной энергии излучения $E_0 = 5,5$ МэВ.

Таблица 4.5 - Теоретические (d_t) и экспериментальные (\bar{d}_b) оценки математических ожиданий радиационных прозрачностей тестовых ОК из алюминия разной толщины и их расхождение (δ_t) при максимальной энергии излучения $E_0 = 8,5$ МэВ.

Толщина ОК, мм	Массовая толщина ОК, г/см ²	\bar{d}_b	d_t	δ_t , %
60	16,2	0,47777	0,46288	3,217
120	32,4	0,24227	0,25011	3,136
180	48,6	0,13718	0,14321	4,208
240	64,8	0,07846	0,08466	7,324
300	81	0,04675	0,05107	8,466
366	98,82	0,02699	0,02977	9,334

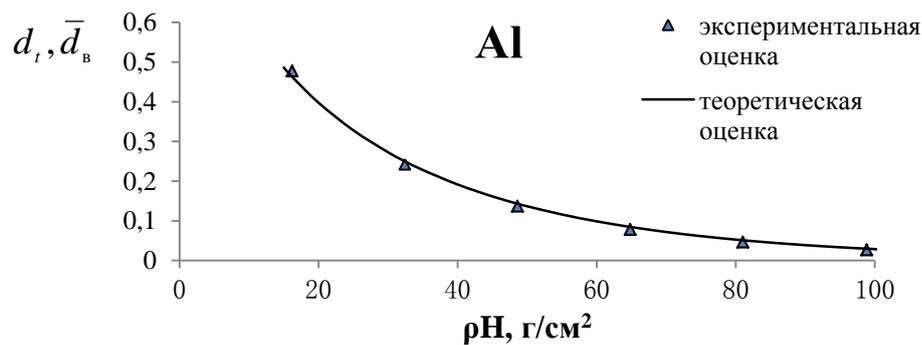


Рисунок 4.7 - Зависимости теоретической (d_t) и экспериментальной (\bar{d}_b) оценок математических ожиданий радиационных прозрачностей тестовых ОК из алюминия от их массовой толщины при максимальной энергии излучения $E_0 = 8,5$ МэВ.

Таблица 4.6 - Теоретические ($\sigma(d;H)$) и экспериментальные ($\sigma_{\text{в}}(d;H)$) оценки СКО радиационных прозрачностей тестовых ОК из железа разной толщины и их расхождение (δ_{r}) при максимальной энергии излучения $E_0 = 5,5$ МэВ для $H_0 = 140$ мм.

Толщина ОК, мм	Массовая толщина ОК, г/см ²	$\bar{d}_{\text{в}}$	d_{r}	δ_{r} , %
20	15,72	0,01037	0,00953	8,866
40	31,44	0,0077	0,00701	9,889
70	55,02	0,00504	0,00451	11,614
90	70,74	0,00354	0,00339	4,35
100	78,6	0,00315	0,00295	6,871
120	94,32	0,00199	0,00223	10,659

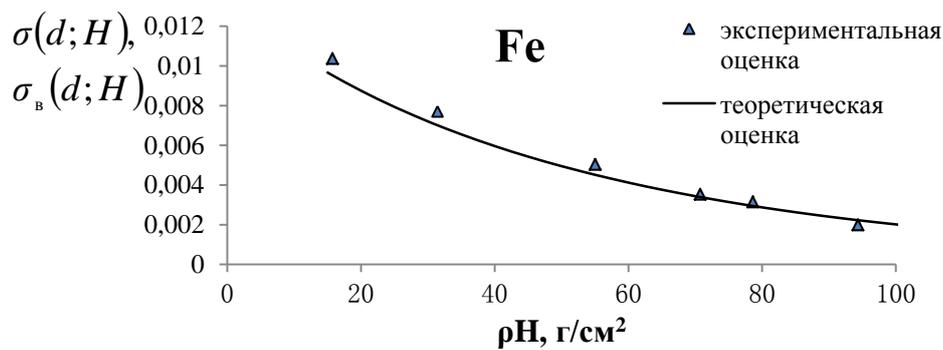


Рисунок 4.8 - Зависимости теоретической ($\sigma(d;H)$) и экспериментальной ($\sigma_{\text{в}}(d;H)$) оценок СКО радиационных прозрачностей тестовых ОК из железа от их массовой толщины при максимальной энергии излучения $E_0 = 5,5$ МэВ для $H_0 = 140$ мм.

Таблица 4.7 - Теоретические ($\sigma(d;H)$) и экспериментальные ($\sigma_B(d;H)$) оценки СКО радиационных прозрачностей тестовых ОК из железа разной толщины и их расхождение (δ_r) при максимальной энергии излучения $E_0 = 9$ МэВ для $H_0 = 140$ мм.

Толщина ОК, мм	Массовая толщина ОК, г/см ²	\bar{d}_B	d_r	$\delta_r, \%$
20	15,72	0,00661	0,00614	7,612
40	31,44	0,00524	0,00473	10,927
70	55,02	0,0034	0,00322	5,742
90	70,74	0,00221	0,0025	11,715
100	78,6	0,00202	0,00221	8,622
120	94,32	0,00161	0,00172	6,352

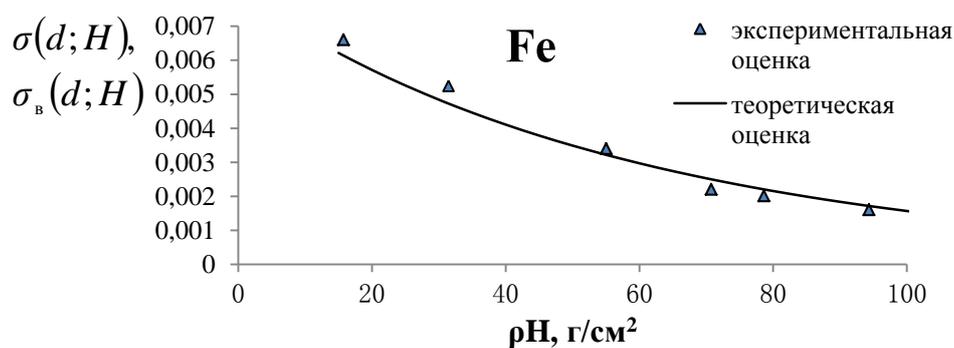


Рисунок 4.9 - Зависимости теоретической ($\sigma(d;H)$) и экспериментальной ($\sigma_B(d;H)$) оценок СКО радиационных прозрачностей тестовых ОК из железа от их массовой толщины при максимальной энергии излучения $E_0 = 9$ МэВ для $H_0 = 140$ мм.

Таблица 4.8 - Теоретические ($\sigma(d;H)$) и экспериментальные ($\sigma_b(d;H)$) оценки СКО радиационных прозрачностей тестовых ОК из алюминия разной толщины и их расхождение (δ_r) при максимальной энергии излучения $E_0 = 5,5$ МэВ для $H_0 = 366$ мм.

Толщина ОК, мм	Массовая толщина ОК, г/см ²	\bar{d}_b	d_t	$\delta_r, \%$
60	16,2	0,01183	0,01049	12,775
120	32,4	0,00863	0,00773	11,69
180	48,6	0,0063	0,00577	9,095
240	64,8	0,00467	0,00435	7,271
300	81	0,00378	0,0033	14,272

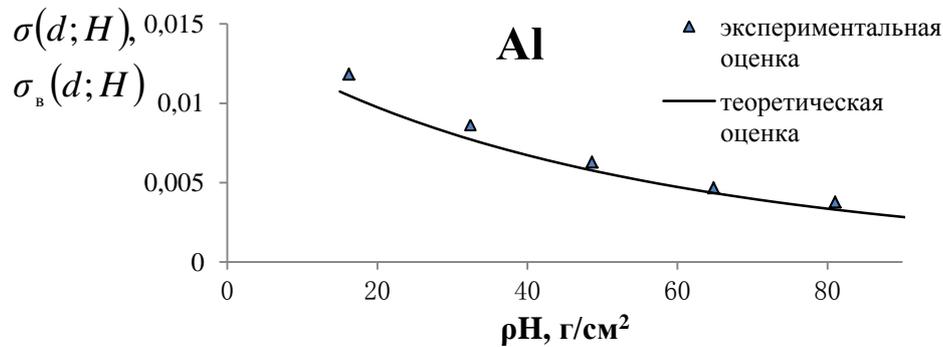


Рисунок 4.10 - Зависимости теоретической ($\sigma(d;H)$) и экспериментальной ($\sigma_b(d;H)$) оценок СКО радиационных прозрачностей тестовых ОК из алюминия от их массовой толщины при максимальной энергии излучения $E_0 = 5,5$ МэВ для $H_0 = 366$ мм.

Таблица 4.9 - Теоретические ($\sigma(d;H)$) и экспериментальные ($\sigma_B(d;H)$) оценки СКО радиационных прозрачностей тестовых ОК из алюминия разной толщины и их расхождение (δ_r) при максимальной энергии излучения $E_0 = 8,5$ МэВ для $H_0 = 366$ мм.

Толщина ОК, мм	Массовая толщина ОК, г/см ²	\bar{d}_B	d_t	$\delta_r, \%$
60	16,2	0,00651	0,00571	14,004
120	32,4	0,00502	0,00446	12,499
180	48,6	0,00379	0,00351	8,052
240	64,8	0,00315	0,00278	13,624
300	81	0,00205	0,0022	6,961

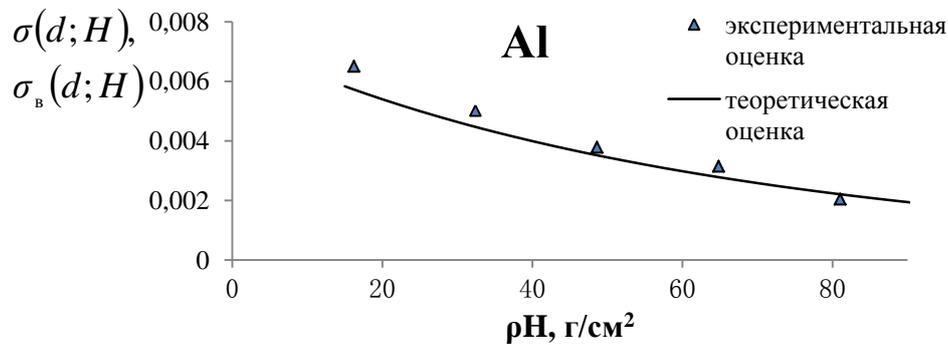


Рисунок 4.11 - Зависимости теоретической ($\sigma(d;H)$) и экспериментальной ($\sigma_B(d;H)$) оценок СКО радиационных прозрачностей тестовых ОК из алюминия от их массовой толщины при максимальной энергии излучения $E_0 = 8,5$ МэВ для $H_0 = 366$ мм.

Из анализа данных в приведенных выше таблицах и рисунках следует, что расхождение между теоретическими и экспериментальными результатами не превышает 9,6 % и 14,3 % для оценок математических ожиданий и СКО радиационных прозрачностей тестовых ОК, соответственно. Такие значения расхождений являются сравнительно небольшими, что позволяет признать разработанную математическую модель радиационной прозрачности ОК с учетом квантового шума вполне адекватной. Это, в свою очередь, позволяет обоснованно использовать данную модель в дальнейшем для создания на ее основе различных

алгоритмов для оценки влияния квантовых шумов на качество распознавания материалов контролируемых объектов методом дуальных энергий.

4.4. Методика оценки атомного номера материала объекта контроля методом дуальных энергий

Объект контроля облучается потоками рентгеновского излучения с низкой и высокой максимальными энергиями E_1 , E_2 . Теоретической основой для оценки эффективного атомного номера материала ОК является система уравнений вида [87,94,115]:

$$\frac{\int_0^{E_1} g(E, E_1) \exp(-m(E, Z) \rho H) \bar{E}_{ab}(E) \varepsilon(E) dE}{\int_0^{E_1} g(E, E_1) \bar{E}_{ab}(E) \varepsilon(E) dE} = d_1; \quad (4.45)$$

$$\frac{\int_0^{E_2} g(E, E_2) \exp(-m(E, Z) \rho H) \bar{E}_{ab}(E) \varepsilon(E) dE}{\int_0^{E_2} g(E, E_2) \bar{E}_{ab}(E) \varepsilon(E) dE} = d_2. \quad (4.46)$$

Здесь $g(E, E_1)$, $g(E, E_2)$ – энергетические спектры рентгеновского излучения по числу квантов при максимальных энергиях E_1 и E_2 , соответственно; левые части уравнений – теоретические радиационные прозрачности ОК для максимальных энергий E_1 и E_2 , соответственно; d_1 , d_2 – экспериментальные радиационные прозрачности ОК для максимальных энергий E_1 , E_2 , соответственно.

Атомный номер материала ОК Z и его массовая толщина ρH находятся из системы уравнений (4.45), (4.46). При этом решение данной системы может быть найдено методом наименьших квадратов [82, 94, 115], т.е. в качестве решения системы (4.45), (4.46) принимаются такие значения Z и ρH , которые минимизируют функцию – сумму квадратов отклонений между теоретическими $d_{t1}(Z, \rho H)$, $d_{t2}(Z, \rho H)$ и экспериментальными d_1 , d_2 радиационными прозрачности ОК, т.е. сумму квадратов отклонений между левыми и правыми частями уравнений (4.45) и (4.46):

$$U(Z, \rho H) = (d_{t1}(Z, \rho H) - d_1)^2 + (d_{t2}(Z, \rho H) - d_2)^2. \quad (4.47)$$

Вполне очевидно, что практическая реализация МДЭ должна быть согласована с техническими характеристиками системы досмотрового контроля и её конкретным назначением: персональный досмотр; досмотр багажа и ручной клади; досмотр международных почтовых отправлений; досмотр контейнеров и крупногабаритных транспортных средств. Отсюда непосредственно вытекает, что решение системы уравнений (4.45), (4.46) должно осуществляться не по всевозможным парам $(Z, \rho H)$, а лишь по тем парам, которые удовлетворяют определенным ограничениям.

Обозначим через $D(Z, \rho H)$ множество «допустимых решений» системы уравнений (4.45), (4.46) т.е. множество таких решений данной системы, которые учитывают технические возможности комплекса досмотрового контроля и его назначение. Назовем его множеством допустимых решений для МДЭ. На формальном уровне оно может быть описано в обобщенном виде следующим образом [135]

$$D(Z, \rho H) = \{(Z, \rho H) | Z_{\min} \leq Z \leq Z_{\max}; d_{\min} \leq d_{t1}(Z, \rho H) < d_{t2}(Z, \rho H) \leq d_{\max}\} \quad (4.48)$$

Здесь Z_{\min} , Z_{\max} – нижний и верхний пороги эффективного атомного номера распознаваемых материалов, соответственно; d_{\min} , d_{\max} – нижний и верхний пороги радиационной прозрачности ОК, соответственно.

Неравенства

$$d_{\min} \leq d_{t1}(Z, \rho H) < d_{t2}(Z, \rho H) \leq d_{\max} \quad (4.49)$$

для фиксированного значения Z фактически определяют диапазон допустимых изменений массовой толщины ρH ОК, т.е. такой диапазон изменений массовой толщины, который может быть исследован с помощью метода дуальных энергий. При этом равенства

$$d_{t1}(Z, \rho H) = d_{\min}, \quad d_{t2}(Z, \rho H) = d_{\max}, \quad (4.50)$$

для фиксированного значения Z соответственно определяют минимальную $(\rho H)_{\min}(Z)$ и максимальную $(\rho H)_{\max}(Z)$ допустимые массовые толщины ОК.

Конкретные значения параметров Z_{\min} , Z_{\max} и d_{\min} , d_{\max} определяются отдельно для каждой индивидуальной реализации системы досмотрового

радиационного контроля, а сама процедура принятия решения относительно досматриваемого ОК с помощью МДЭ при этом выглядит так [135]:

– если $d_1 < d_{\min}$, то ОК признается потенциально опасным и его содержимое подлежит визуальному досмотру оператором;

– если $d_2 > d_{\max}$, то ОК признается неопасным вследствие его малой массовой толщины, которая находится, например, за порогом чувствительности системы контроля;

– если $d_{\min} \leq d_1 < d_2 \leq d_{\max}$, то определяется эффективный атомный номер материала ОК методом дуальных энергий, на основании чего принимается решение об опасности или безопасности ОК.

Наряду с этим заметим, что материалы с эффективным атомным номером $Z < Z_{\min}$ или $Z > Z_{\max}$ при необходимости могут быть обнаружены другими методами, например, рентгено-флуоресцентным анализом, применяемым отдельно или в сочетании с алгоритмами обработки данных и анализа формы фрагментов изображений исследуемого ОК.

Приведем основанное на соотношениях (4.45) – (4.50) описание разработанного нами алгоритма оценки влияния квантовых шумов на качество распознавания материала ОК методом дуальных энергий.

4.5. Алгоритм оценки влияния квантовых шумов на качество распознавания материалов объектов контроля методом дуальных энергий

Алгоритм состоит из следующих основных этапов [135].

Этап 1. Зададим низкую E_1 и высокую E_2 максимальные энергии рентгеновского излучения, учитывая назначение системы досмотрового контроля.

Этап 2. Зададим энергетические спектры $g(E, E_1)$, $g(E, E_2)$ рентгеновского излучения по числу квантов для каждой из выбранных максимальных энергий E_1 , E_2 .

Этап 3. Зададим материал и толщину отдельного детектора из линейки.

Этап 4. Определим нижний Z_{\min} и верхний Z_{\max} пороги эффективного атомного номера распознаваемых материалов.

Этап 5. Определим нижний d_{\min} и верхний d_{\max} пороги радиационной прозрачности ОК.

Этап 6. Сформируем согласно (4.48) множество допустимых решений $D(Z, \rho H)$ для метода дуальных энергий.

Этап 7. Зададим тестовый ОК из множества допустимых решений $D(Z, \rho H)$ для метода дуальных энергий, т.е. зададим эффективный атомный номер материала ОК – Z_t и его массовую толщину – $(\rho H)_t$.

При этом выбор массовой толщины $(\rho H)_t$ для данного значения Z_t осуществляется из уравнения

$$d_{t2}(Z_t, (\rho H)_t) = d_{s2},$$

где в соответствии с (4.46)

$$d_{t2}(Z_t, (\rho H)_t) = \frac{\int_0^{E_2} g(E, E_2) \exp(-m(E, Z_t)(\rho H)_t) \bar{E}_{ab}(E) \varepsilon(E) dE}{\int_0^{E_2} g(E, E_2) \bar{E}_{ab}(E) \varepsilon(E) dE}$$

– теоретическая радиационная прозрачность тестового ОК для высокой максимальной энергии E_2 ; d_{s2} – задаваемое априорно некоторое значение теоретической радиационной прозрачности ОК для высокой максимальной энергии E_2 , удовлетворяющее согласно (4.49) ограничению

$$d_{\min} < d_{s2} \leq d_{\max}.$$

Этап 8. Вычислим в соответствии с (4.45) теоретическую радиационную прозрачность $d_{t1}(Z_t, (\rho H)_t)$ тестового ОК для низкой максимальной энергии E_1

$$d_{t1}(Z_t, (\rho H)_t) = \frac{\int_0^{E_1} g(E, E_1) \exp(-m(E, Z_t)(\rho H)_t) \bar{E}_{ab}(E) \varepsilon(E) dE}{\int_0^{E_1} g(E, E_1) \bar{E}_{ab}(E) \varepsilon(E) dE}.$$

Заметим, что соответствующая теоретическая прозрачность $d_{t2}(Z_t, (\rho H)_t)$ для высокой максимальной энергии E_2 фактически уже задана на этапе 7 и равна d_{s2} .

Этап 9. Выберем некоторое базисное значение d_{b2} теоретической радиационной прозрачности тестового ОК для высокой максимальной энергии

E_2 , что эквивалентно при заданном атомном номере материала тестового ОК выбору базисного значения $(\rho H)_{tb}$ его массовой толщины из уравнения $d_{t2}(Z_t, (\rho H)_{tb}) = d_{b2}$.

Этап 10. Зададим базисное значение $\sigma_b(\Phi_2)$ СКО шума Φ_2 , т.е. значение СКО шума Φ_2 , соответствующее базисному значению d_{b2} теоретической радиационной прозрачности тестового ОК для высокой максимальной энергии E_2 .

Этап 11. Вычислим с учетом (4.26) и (4.35) значение СКО $\sigma(\Phi_2)$ шума Φ_2 , соответствующее значению d_{s2} теоретической радиационной прозрачности тестового ОК для высокой максимальной энергии E_2 :

$$\sigma(\Phi_2) = \frac{\sigma(\Phi_2)}{\sigma_b(\Phi_2)} \sigma_b(\Phi_2) = \frac{\sqrt{\int_0^{E_2} g(E, E_2) \exp(-m(E, Z_t)(\rho H)_t) \overline{E_{ab}^2}(E) \varepsilon(E) dE}}{\sqrt{\int_0^{E_2} g(E, E_2) \exp(-m(E, Z_t)(\rho H)_{tb}) \overline{E_{ab}^2}(E) \varepsilon(E) dE}} \cdot \sigma_b(\Phi_2),$$

где массовые толщины $(\rho H)_t$ и $(\rho H)_{tb}$ тестового ОК удовлетворяют соотношениям $d_{t2}(Z_t, (\rho H)_t) = d_{s2}$ и $d_{t2}(Z_t, (\rho H)_{tb}) = d_{b2}$.

Этап 12. Вычислим $\sigma(\Phi_1)$ – СКО шума Φ_1 , соответствующее теоретической радиационной прозрачности тестового ОК для низкой граничной энергии E_1 :

$$\sigma(\Phi_1) = \frac{\sigma(\Phi_1)}{\sigma_b(\Phi_2)} \sigma_b(\Phi_2) = \frac{\sqrt{\int_0^{E_1} g(E, E_1) \exp(-m(E, Z_t)(\rho H)_t) \overline{E_{ab}^2}(E) \varepsilon(E) dE} \int_0^{E_2} g(E, E_2) \overline{E_{ab}}(E) \varepsilon(E) dE}{\sqrt{\int_0^{E_2} g(E, E_2) \exp(-m(E, Z_t)(\rho H)_{tb}) \overline{E_{ab}^2}(E) \varepsilon(E) dE} \int_0^{E_1} g(E, E_1) \overline{E_{ab}}(E) \varepsilon(E) dE} \sigma_b(\Phi_2),$$

где массовые толщины $(\rho H)_t$ и $(\rho H)_{tb}$ тестового ОК удовлетворяют соотношениям $d_{t2}(Z_t, (\rho H)_t) = d_{s2}$ и $d_{t2}(Z_t, (\rho H)_{tb}) = d_{b2}$.

Этап 13. С помощью датчика случайных чисел разыгрываются значения двух случайных величин Φ_1 и Φ_2 – шумов, соответствующих радиационным прозраностям тестового ОК для низкой и высокой максимальных энергий, соответственно. При этом предполагается, что эти величины независимы, распределены по нормальному закону, имеют нулевые средние значения (математические ожидания) и СКО $\sigma(\Phi_1)$ и $\sigma(\Phi_2)$, соответственно.

Этап 14. Вычисляются согласно (4.20) экспериментальные радиационные прозрачности тестового ОК для обеих максимальных энергий:

$$d_1 = d_{t1}(Z_t, (\rho H)_t) + \Phi_1;$$

$$d_2 = d_{t2}(Z_t, (\rho H)_t) + \Phi_2.$$

Отметим, что последовательность вычислений может быть прервана на рассматриваемом этапе с последующим переходом к этапу 17 в случае, если вычисленные экспериментальные прозрачности d_1, d_2 не удовлетворяют тройному неравенству $d_{\min} \leq d_1 < d_2 \leq d_{\max}$. Поскольку это неравенство является одним из условий, определяющих множество допустимых решений $D(Z, \rho H)$, то это означает, что не существует ОК с параметрами $(Z, \rho H) \in D(Z, \rho H)$, обладающего прозрачностью d_1, d_2 . В этом случае такие прозрачности исключаются из дальнейшей обработки, а погрешность определения по ним атомного номера тестового ОК принимается равной 100 %.

Этап 15. Находится оценка Z эффективного атомного номера Z_t и оценка ρH массовой толщины $(\rho H)_t$ тестового ОК как решение системы уравнений

$$\begin{cases} d_{t1}(Z, \rho H) = d_1 \\ d_{t2}(Z, \rho H) = d_2 \end{cases}$$

методом наименьших квадратов при условии $(Z, \rho H) \in D(Z, \rho H)$.

Этап 16. Повторяются этапы 13 – 15 данного алгоритма в количестве n раз, т.е. проводится n моделирований значений случайных величин Φ_1 и Φ_2 для фиксированной пары значений СКО $\sigma(\Phi_1)$ и $\sigma(\Phi_2)$, в результате чего получают n оценок эффективного атомного номера и массовой толщины тестового ОК и результаты запоминаются.

Этап 17. Вычисляются погрешности оценки эффективного атомного номера материала тестового ОК:

$$m_Z = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (Z_i - Z_t)^2}$$

– среднеквадратическая погрешность (ошибка) оценки эффективного атомного номера материала тестового ОК;

$$\delta_z = \frac{m_z}{Z_i} \cdot 100\%$$

– относительная среднеквадратическая погрешность (ошибка) оценки эффективного атомного номера материала тестового ОК, где Z_i – оценка эффективного атомного номера материала тестового ОК, полученная на этапе 15 при i -ом моделировании ($i = 1, 2, \dots, n$).

Для полноты представления результатов дополнительно вычисляется среднее арифметическое значение оценок Z_i ($i = 1, 2, \dots, n$): $Z_m = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n Z_i$.

Этап 18. Для удобства визуального восприятия результатов моделирования могут быть построены два графика. На первом графике отображается зависимость величины m_z от СКО $\sigma_b(\Phi_2)$ для различных значений теоретической прозрачности d_{s2} , что соответствует различным массовым толщинам тестового ОК с фиксированным значением атомного номера. Вторым графиком соответствует зависимости δ_z от $\sigma_b(\Phi_2)$.

4.6. Пример использования алгоритма

Рассмотрим конкретный пример использования вышеизложенного алгоритма. Из соображений удобства будем проводить, по возможности, пошаговое описание данного примера, соответствующее этапам алгоритма.

Этап 1. Предположим, что система контроля предназначена для досмотра багажа и ручной клади. В этом случае согласно [140–142] энергия E_1 выбирается из диапазона от 25 до 100 кэВ, а энергия E_2 из диапазона от 45 до 160 кэВ с сохранением условия выбора $E_1 < E_2$. Исходя из этого, выберем, для определенности, следующую пару максимальных энергий: $E_1 = 80$ кэВ, $E_2 = 160$ кэВ.

Этап 2. В работах [85, 143, 144] отмечено, что энергетический спектр интенсивности I тормозного рентгеновского излучения в области максимальных энергий до 200 кэВ для многих практических приложений удовлетворительно описывается формулой Крамерса [145]:

$$\varphi(E, E_0) = \frac{dI}{dE} = C(E_0 - E),$$

где C – некоторый постоянный коэффициент.

Для более точного описания спектра целесообразно дополнительно учесть ослабление первичного излучения выходным окном рентгеновской трубки. В рентгеновских трубках, используемых при напряжении ниже 30 кВ, предусматривается выход рентгеновских лучей через окно из бериллия [146], имеющего малое поглощение, а в трубках, используемых при напряжении свыше 30 кВ, выход рентгеновских лучей осуществляется через стекло толщиной 0,7–3,5 мм [147, 148]. Исходя из этого и значений максимальных энергий $E_1=80$ кэВ, $E_2=160$ кэВ, для определенности положим, что выходное окно рентгеновской трубки изготовлено из стекла толщиной 1,5 мм. Основной составляющей силикатного стекла является согласно [126] окись кремния SiO_2 .

С учетом ослабления первичного излучения выходным окном рентгеновской трубки энергетический спектр интенсивности тормозного рентгеновского излучения будет иметь вид $\varphi(E, E_0) = C(E_0 - E) \exp(-m(E, Z_g)(\rho H)_g)$, где $m(E, Z_g)$ – МКО излучения выходным окном рентгеновской трубки – силикатным стеклом с массовой толщиной $(\rho H)_g$. Значения коэффициента $m(E, Z_g)$ могут быть вычислены по формуле для химических соединений, сплавов, растворов или смесей, представленной, например, в [79].

Для рассматриваемого случая энергетический спектр $g(E, E_0)$ рентгеновского излучения по числу квантов для максимальной энергии E_0 будет описываться формулой

$$g(E, E_0) = \frac{1}{E} \varphi(E, E_0) = C \frac{E_0 - E}{E} \exp(-m(E, Z_g)(\rho H)_g).$$

Заметим, что в соответствии с выражениями, приведенными в вышеописанном алгоритме, без нарушения общности, можно положить в данной формуле постоянную C численно равной единице.

Этап 3. Предположим, что в системе досмотрового контроля используются детекторы полного поглощения. Тогда $\varepsilon(E) = \bar{E}_{ab}(E)/E = \overline{E_{ab}^2}(E)/E^2 = 1$.

Этап 4. В статье [109] для распознавания материалов методом дуальных энергий были выбраны следующие 7 образцов: полиэтилен, вода, оргстекло, графит, магний, кремний и титан. При этом максимальная энергия излучения составляла 160 кэВ. В работе [112] метод дуальных энергий исследовался на группе химических элементов со следующими атомными номерами: 6, 12, 13, 14, 20, 22, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30. При этом максимальная энергия излучения составляла 130 кэВ. В статье [16] для оценки эффективности метода дуальных энергий, применяемого в портативных рентгеновских телевизионных системах, были выбраны два материала: углерод и железо. При этом максимальная энергия излучения составляла 140 кэВ.

Из анализа представленных в [16,109,112] данных, на наш взгляд, представляется разумным осуществить следующий выбор пороговых значений атомного номера материала контролируемого объекта в диапазоне максимальных энергий до 200 кэВ: $Z_{\min} = 3$ (литий); $Z_{\max} = 30$ (цинк).

Приведем некоторые комментарии к такому выбору. Исключение из рассмотрения элементов с атомным номером $Z=1$ (водород) и $Z=2$ (гелий) объясняется нами тем, что в «чистом» виде такие элементы не могут содержаться в ручной клади и багаже. Не могут быть также синтезированы твердые, жидкие либо сыпучие материалы с эффективным атомным номером близким по значению к 1 или к 2. Поэтому, в качестве нижнего порога атомного номера выбрано значение $Z_{\min} = 3$ (литий). Что касается верхнего порога атомного номера, то его значение $Z_{\max} = 30$ (цинк) мы выбрали по аналогии с работой [112].

Мы будем полагать в дальнейшем, что материал контролируемого объекта может иметь любое, не обязательно целое, значение эффективного атомного номера из промежутка $[Z_{\min}, Z_{\max}] = [3,30]$. Это допущение следует из того, что любое значение эффективного атомного номера из указанного промежутка может

быть теоретически достигнуто определенной комбинацией твёрдых или сыпучих материалов с различными атомными номерами.

Этап 5. Свяжем нижний порог d_{\min} радиационной прозрачности ОК с разрядностью аналого-цифровых преобразователей (АЦП). Приведём необходимые выкладки.

Пусть B_{\max} – сигнал на выходе детектора излучения при отсутствии ОК для высокой максимальной энергии E_2 . Очевидно, что данный сигнал будет являться самым большим при проведении досмотрового контроля с неизменными параметрами системы контроля. Предположим, что весь динамический диапазон АЦП «отводится» под этот максимальный сигнал. Тогда $B_{\max} = L\Delta$, где $L=2^m$ – число уровней квантования АЦП; m – разрядность АЦП; Δ – шаг квантования АЦП.

Очевидно, что минимально возможный положительный цифровой сигнал B_{\min} , т.е. положительный минимальный сигнал на выходе АЦП при наличии ОК, будет равен шагу квантования АЦП, т.е. $B_{\min} = \Delta$. Следовательно, нижний порог радиационной прозрачности ОК может быть определен как отношение минимально возможного положительного цифрового сигнала к максимально возможному цифровому сигналу $d_{\min} = B_{\min} / B_{\max} = 1/L = 1/2^m$.

Пусть в измерительных каналах системы контроля применяются АЦП с разрядностью $m=16$, тогда $d_{\min} = 1/2^{16} \approx 1,526 \cdot 10^{-5}$.

За основу задания верхнего порога радиационной прозрачности ОК d_{\max} примем чувствительность системы досмотрового контроля, т.е. минимальный диаметр H_{\min} стальной проволоочки, которую обнаруживает система досмотрового контроля. Так, например, согласно [149] для $E_2=160$ кэВ $(H_{\min})_{\text{Fe}}=0,08$ мм. Тогда минимальная массовая толщина ОК из железа будет равна $(\rho H_{\min})_{\text{Fe}}=0,063$ г/см². Отсюда можно определить верхний порог d_{\max} радиационной прозрачности ОК, как прозрачности, соответствующей высокой максимальной энергии $E_2=160$ кэВ при просвечивании ОК из железа с массовой толщиной $(\rho H_{\min})_{\text{Fe}}=0,063$ г/см².

Проведя соответствующие вычисления получим

$$d_{\max} = d_{t_2}(Z_{Fe}, (\rho H_{\min})_{Fe}) = d_{t_2}(26; 0,063) = 0,83882.$$

Заметим, что здесь и в дальнейшем значения МКО излучения для вычисления радиационных прозрачностей ОК и т.д. берутся из баз данных по ослаблению гамма-излучения веществом, например, [124].

Этап 6. Формируем множество допустимых решений для метода дуальных энергий:

$$D(Z, \rho H) = \{(Z, \rho H) | 3 \leq Z \leq 30; 1,526 \cdot 10^{-5} \leq d_{t_1}(Z, \rho H) < d_{t_2}(Z, \rho H) \leq 0,83882\}.$$

Этапы 7, 8. В результате анализа многочисленных публикаций (например, [12, 40, 95, 102]) можно сделать вывод – при проведении теоретических исследований метода дуальных энергий и экспериментальной оценке его эффективности в качестве базисных материалов чаще всего берут: углерод (С; $Z_t = 6$), алюминий (Al; $Z_t = 13$) и железо (Fe; $Z_t = 26$). Будем придерживаться такого же выбора.

В таблице 4.10 отображены результаты решения уравнения $d_{2t}(Z_t, (\rho H)_t) = d_{s_2}$ для выбора массовых толщин различных тестовых ОК по заданным значениям d_{s_2} теоретической радиационной прозрачности для высокой максимальной энергии $E_2 = 160$ кэВ. Там же приведены значения теоретических прозрачностей для низкой максимальной энергии $E_1 = 80$ кэВ, соответствующие этим тестовым ОК.

Таблица 4.10 - Массовые толщины $(\rho H)_t$ тестовых объектов и значения теоретических прозрачностей $d_{1t}(Z_t, (\rho H)_t)$ для $E_1 = 80$ кэВ и заданных уровней d_{s_2} теоретической прозрачности для $E_2 = 160$ кэВ

Z_t	Параметры	d_{s_2}							
		0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8
6	$(\rho H)_t, \text{ г/см}^2$	12,7962	8,7693	6,4651	4,8597	3,6353	2,6510	1,8324	1,1351
	$d_{1t}(Z_t, (\rho H)_t)$	0,0601	0,1380	0,2252	0,3196	0,4201	0,5261	0,6373	0,7534
13	$(\rho H)_t, \text{ г/см}^2$	9,1245	5,7684	3,9622	2,7793	1,9354	1,3068	0,8293	0,4664
	$d_{1t}(Z_t, (\rho H)_t)$	0,0202	0,0618	0,1207	0,1957	0,2863	0,3929	0,5161	0,6572
26	$(\rho H)_t, \text{ г/см}^2$	3,5403	1,9550	1,1948	0,7520	0,4731	0,2901	0,1679	0,0864
	$d_{1t}(Z_t, (\rho H)_t)$	0,0037	0,0214	0,0588	0,1197	0,2059	0,3172	0,4527	0,6121

Этап 9. Положим базисное значение d_{b2} теоретической радиационной прозрачности тестового ОК для высокой максимальной энергии $E_2=160$ кэВ равным 0,1.

Этап 10. Зададим следующую совокупность базисных значений СКО шума Φ_2 : $\sigma_b(\Phi_2) = 0,0025; 0,005; 0,01; 0,02$.

Этапы 11, 12. Результаты выполнения этапов 11, 12 приведены в таблице 4.11.

Этапы 13 – 17. Результаты выполнения этапов 13 – 17 представлены в таблице 4.12 и на рисунке 3.1. Для каждой фиксированной пары – СКО $\sigma(\Phi_1)$ и СКО $\sigma(\Phi_2)$ проводилось $n = 10000$ моделирований значений случайных величин – шумов Φ_1 и Φ_2 . Решение системы уравнений на этапе 15 алгоритма осуществлялось численно в системе математических вычислений «Mathcad». При этом множество допустимых решений $D(Z, \rho H)$ для метода дуальных энергий преобразовывалось в дискретную форму: параметр Z изменялся от $Z_{\min} = 3$ до $Z_{\max} = 30$ с шагом 0,1 и при фиксированном значении Z параметр ρH изменялся от $(\rho H)_{\min}(Z)$ до $(\rho H)_{\max}(Z)$ с шагом 0,1 г/см². Для «тяжелых» элементов, начиная с железа, для которого $(\rho H)_{\min}(26) = 0,063$ г/см², с целью увеличения точности вычислений вводились дополнительные значения массовой толщины $\rho H = 0,07; 0,08; 0,09$ г/см².

Таблица 4.11 - СКО $\sigma(\Phi_1)$ шума Φ_1 и СКО $\sigma(\Phi_2)$ шума Φ_2 для тестовых объектов в зависимости от базисного значения $\sigma_b(\Phi_2)$ СКО шума Φ_2 для заданных уровней d_{s2} теоретической прозрачности для высокой максимальной энергии $E_2=160$ кэВ

Z_t	$\sigma_b(\Phi_2)$	СКО	d_{s2}							
			0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8
6	0,0025	$\sigma(\Phi_2)$	0,0025	0,0035	0,0042	0,0048	0,0053	0,0058	0,0062	0,0066
	0,005		0,005	0,0070	0,0084	0,0096	0,0106	0,0115	0,0123	0,0131
	0,01		0,01	0,0139	0,0168	0,0191	0,0212	0,0230	0,0247	0,0262
	0,02		0,02	0,0277	0,0335	0,0383	0,0424	0,0461	0,0494	0,0524
	0,0025	$\sigma(\Phi_1)$	0,0036	0,0054	0,0069	0,0081	0,0092	0,0102	0,0112	0,0121
	0,005		0,0074	0,0110	0,0138	0,0163	0,0185	0,0205	0,0224	0,0242
	0,01		0,0147	0,0219	0,0276	0,0325	0,0370	0,0410	0,0448	0,0483
	0,02		0,0294	0,0438	0,0552	0,0651	0,0740	0,0821	0,0896	0,0967
13	0,0025	$\sigma(\Phi_2)$	0,0025	0,0034	0,0041	0,0047	0,0052	0,0055	0,0059	0,0062
	0,005		0,005	0,0069	0,0083	0,0094	0,0103	0,0111	0,0118	0,0124
	0,01		0,01	0,0138	0,0165	0,0187	0,0205	0,0221	0,0235	0,0247
	0,02		0,02	0,0275	0,0330	0,0374	0,0411	0,0443	0,0471	0,0494
	0,0025	$\sigma(\Phi_1)$	0,0022	0,0037	0,0051	0,0064	0,0076	0,0087	0,0098	0,0108
	0,005		0,0044	0,0074	0,0102	0,0127	0,0151	0,0173	0,0195	0,0215
	0,01		0,0087	0,0148	0,0203	0,0254	0,0301	0,0347	0,0390	0,0430
	0,02		0,0174	0,029	0,0407	0,0508	0,0603	0,0694	0,0780	0,0860
26	0,0025	$\sigma(\Phi_2)$	0,0025	0,0034	0,0041	0,0046	0,0050	0,0054	0,0056	0,0059
	0,005		0,005	0,0068	0,0081	0,0092	0,0100	0,0107	0,0113	0,0118
	0,01		0,01	0,0137	0,0163	0,0183	0,0200	0,0214	0,0226	0,0236
	0,02		0,02	0,0273	0,0325	0,0366	0,0400	0,0428	0,0451	0,0471
	0,0025	$\sigma(\Phi_1)$	0,0009	0,0021	0,0035	0,0048	0,0062	0,0075	0,0088	0,0099
	0,005		0,0018	0,0043	0,0070	0,0097	0,0125	0,0151	0,0175	0,0198
	0,01		0,0037	0,0087	0,0140	0,0195	0,0250	0,0302	0,0351	0,0397
	0,02		0,0074	0,0174	0,0281	0,0391	0,0500	0,0604	0,0703	0,0794

Таблица 4.12 - Среднее арифметическое значение Z_m , среднеквадратическая погрешность m_z и относительная среднеквадратическая погрешность $\delta_z, \%$ оценки эффективного атомного номера для тестовых объектов в зависимости от базисного значения $\sigma_b(\Phi_2)$ СКО шума Φ_2 для заданных уровней d_{s2} теоретической прозрачности для высокой максимальной энергии $E_2=160$ кэВ

Z_t	$\sigma_b(\Phi_2)$		d_{s2}							
			0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8
6	0,0025	Z_m	5,94	5,95	5,96	5,94	5,94	5,93	5,91	5,89
		m_z	0,59	0,51	0,49	0,51	0,55	0,63	0,78	1,10
		$\delta_z, \%$	9,91	8,52	8,22	8,52	9,16	10,55	13,00	18,36
	0,005	Z_m	5,93	5,92	5,92	5,91	5,90	5,87	5,83	5,75
		m_z	1,21	1,02	1,00	1,01	1,12	1,28	1,57	2,25
		$\delta_z, \%$	20,11	16,95	16,69	16,91	18,58	21,29	26,12	37,44
	0,01	Z_m	6,01	5,96	5,93	5,87	5,84	5,81	5,79	5,23
		m_z	2,29	1,95	1,92	1,99	2,20	2,55	3,23	4,58
		$\delta_z, \%$	38,17	32,58	32,08	33,10	36,74	42,52	53,77	76,31
	0,02	Z_m	6,21	6,31	6,12	6,08	6,13	6,32	7,09	4,79
		m_z	4,84	4,18	3,94	4,11	4,57	5,54	7,37	7,43
		$\delta_z, \%$	80,67	69,64	65,62	68,44	76,24	92,41	122,77	123,88
13	0,0025	Z_m	13,01	13,00	13,01	13,00	13,01	13,03	13,08	13,31
		m_z	0,70	0,57	0,56	0,60	0,68	0,84	1,12	2,01
		$\delta_z, \%$	5,37	4,39	4,28	4,63	5,27	6,42	8,59	15,49
	0,005	Z_m	13,16	13,06	13,06	13,07	13,11	13,20	13,46	14,39
		m_z	1,53	1,15	1,15	1,20	1,41	1,83	2,76	5,17
		$\delta_z, \%$	11,78	8,87	8,82	9,26	10,87	14,05	21,23	39,80
	0,01	Z_m	13,65	13,44	13,39	13,38	13,62	14,05	14,62	14,29
		m_z	4,04	2,82	2,66	2,77	3,55	4,62	5,90	8,37
		$\delta_z, \%$	31,07	21,67	20,44	21,33	27,31	35,55	45,40	64,36
	0,02	Z_m	11,85	14,15	14,46	14,67	14,93	15,17	15,51	10,72
		m_z	7,09	6,33	6,16	6,53	7,16	7,93	8,96	10,66
		$\delta_z, \%$	54,53	48,66	47,35	50,26	55,04	61,02	68,92	82,01
26	0,0025	Z_m	26,17	26,19	26,18	25,86	25,46	25,81	23,23	24,90
		m_z	2,52	2,27	2,27	2,21	2,35	3,52	3,57	5,16
		$\delta_z, \%$	9,68	8,72	8,74	8,51	9,05	13,52	13,73	19,85
	0,005	Z_m	25,07	25,96	25,83	25,49	24,80	24,74	22,15	23,47
		m_z	5,51	3,27	3,29	3,35	3,55	4,61	5,18	6,88
		$\delta_z, \%$	21,17	12,58	12,67	12,87	13,66	17,72	19,92	26,46
	0,01	Z_m	21,31	25,07	25,21	24,74	23,99	23,45	21,22	20,37
		m_z	10,24	5,18	4,58	4,91	5,32	6,17	7,07	10,69
		$\delta_z, \%$	39,39	19,93	17,62	18,89	20,46	23,73	27,18	41,13
	0,02	Z_m	14,93	21,04	23,53	23,56	22,84	21,74	20,17	14,51
		m_z	15,64	10,62	7,35	6,88	7,40	8,32	9,53	16,22
		$\delta_z, \%$	60,17	40,86	28,26	26,46	28,47	32,01	36,64	62,40

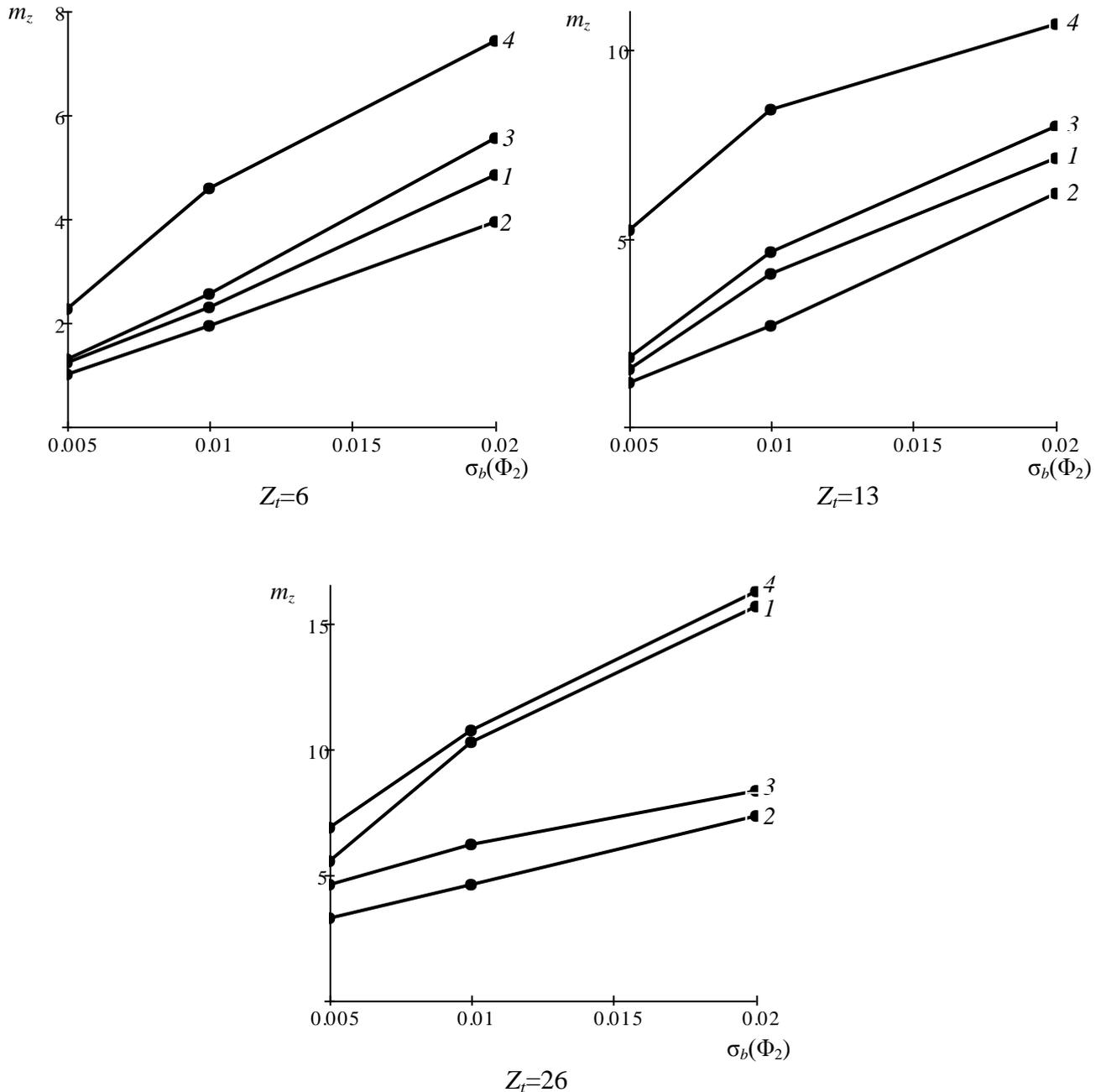


Рисунок 4.12 – Среднеквадратические погрешности m_z оценок атомных номеров материалов тестовых объектов для заданных уровней d_{s2} теоретической прозрачности для высокой максимальной энергии $E_2=160$ кэВ:
 1 – $d_{s2}=0,1$; 2 – $d_{s2}=0,3$; 3 – $d_{s2}=0,6$; 4 – $d_{s2}=0,8$

Из анализа данных, представленных в таблице 4.12 и на рисунке 4.12, можно сделать вывод о том, что квантовые шумы оказывают очень существенное влияние на точность оценки эффективного атомного номера материала ОК методом дуальных энергий и, следовательно, на качество распознавания материалов объектов досмотрового контроля и их структурных фрагментов. При

этом согласно тем же результатам, относительно данной оценки необходимо отметить следующее:

- независимо от материала ОК и его массовой толщины погрешность оценки монотонно увеличивается при увеличении уровней шумов;
- для всех рассматриваемых материалов (углерод, алюминий, железо) наибольшая погрешность оценки достигается при высоких радиационных прозрачностях ОК, т.е. для малых массовых толщин ОК;
- с возрастанием атомного номера материала ОК среднеквадратическая погрешность анализируемой оценки возрастает.

Между тем из той же таблицы 4.12 и рисунка 4.12 также следует, что погрешность оценки атомного номера материала тестового ОК немонотонно зависит от его теоретической радиационной прозрачности d_{s2} для высокой максимальной энергии $E_2 = 160$ кэВ и имеет один локальный минимум. Это обусловлено, в основном, характером поведения обратного преобразования – преобразования теоретических прозрачностей d_{t1} и d_{t2} в атомный номер Z , т.е. характером поведения функции $Z = Z(d_{t1}, d_{t2})$. Для подтверждения сказанного введем в рассмотрение «прямоугольник рассеяния прозрачностей», который формируется путем вариации теоретических прозрачностей d_{t1} и d_{t2} в пределах, соответствующих СКО шумов, т.е. множество вида

$$P_r(d_{t1}, d_{t2}) = [d_{t1} - \sigma(\Phi_1), d_{t1} + \sigma(\Phi_1)] \times [d_{t2} - \sigma(\Phi_2), d_{t2} + \sigma(\Phi_2)],$$

где $[d_{t1} - \sigma(\Phi_1), d_{t1} + \sigma(\Phi_1)]$ – отрезок на оси прозрачностей Od_{t1} , а $[d_{t2} - \sigma(\Phi_2), d_{t2} + \sigma(\Phi_2)]$ – отрезок на оси прозрачностей Od_{t2} ; символ « \times » означает декартово произведение множеств. Заметим при этом, что при фиксации в уравнении $Z = Z(d_{t1}, d_{t2})$ каких то двух переменных значение третьей переменной определяется однозначно. Следовательно, при задании материала тестового ОК ($Z = Z_t$) и прозрачности для высокой максимальной энергии ($d_{t2} = d_{s2}$) прозрачность d_{t1} будет находиться однозначно, а значит и соответствующий этим теоретическим прозрачностям прямоугольник рассеяния также будет находиться однозначно.

В результате действия преобразования $Z = Z(d_{t1}, d_{t2})$ прямоугольник рассеяния $P_r(d_{t1}, d_{t2})$ отобразится в некоторое множество $P_Z(d_{t1}, d_{t2})$ на оси Oz (оси эффективных атомных номеров). В предположении непрерывности преобразования (функции) $Z = Z(d_{t1}, d_{t2})$ множество $P_Z(d_{t1}, d_{t2})$ будет представлять собой отрезок. Данное множество вполне естественно назвать Z-образом «прямоугольника рассеяния прозрачностей».

Обозначим через $Z_{\min}(d_{t2}), Z_{\max}(d_{t2})$ – соответственно минимум и максимум множества $P_Z(d_{t1}, d_{t2})$ для фиксированного значения d_{t2} . Вполне очевидно, что разность $\Delta Z(d_{t2}) = Z_{\max}(d_{t2}) - Z_{\min}(d_{t2})$ является некой приближенной мерой, которая, хотя и косвенно, но все же адекватно характеризует влияние шумов на погрешность оценки атомного номера материала ОК. А значит, чем меньше будет эта разность, тем, вероятнее всего, и меньше будет погрешность оценки атомного номера.

С целью более точного отыскания элементов $Z_{\min}(d_{t2}), Z_{\max}(d_{t2})$ в дискретной форме представления множества допустимых решений

$$D(Z, \rho H) = \{(Z, \rho H) | 3 \leq Z \leq 30; 1,526 \cdot 10^{-5} \leq d_{t1}(Z, \rho H) < d_{t2}(Z, \rho H) \leq 0,83882\}$$

параметр ρH изменялся не с шагом 0,1 г/см² (как в рассмотренном выше примере с моделированием шумов), а с более мелким шагом – 0,01 г/см². В результате анализа этого множества было выявлено, что функция $Z(d_{t1})$ при фиксированном значении d_{t2} являются монотонно убывающей, а функция $Z(d_{t2})$ при фиксированном значении d_{t1} являются монотонно возрастающей. Следовательно, элемент $Z_{\min}(d_{t2})$ будет соответствовать точке $(d_{t1} + \sigma(\Phi_1), d_{t2} - \sigma(\Phi_2))$ (правой нижней вершине прямоугольника $P_r(d_{t1}, d_{t2})$), а элемент $Z_{\max}(d_{t2})$ будет соответствовать точке $(d_{t1} - \sigma(\Phi_1), d_{t2} + \sigma(\Phi_2))$ (левой верхней вершине прямоугольника $P_r(d_{t1}, d_{t2})$).

Результаты нахождения элементов $Z_{\min}(d_{t2}), Z_{\max}(d_{t2})$ и их разности $\Delta Z(d_{t2})$ с использованием, описанного выше, множества допустимых решений $D(Z, \rho H)$ представлены в таблице 4.13 для рассматриваемых тестовых материалов при

базисном значении СКО $\sigma_b(\Phi_2) = 0,02$ (как наиболее высоком). При этом учитывалось, что d_{s2} это фиксированное значение теоретической радиационной прозрачности d_{t2} для высокой максимальной энергии E_2 .

Таблица 4.13 - Минимальные и максимальные элементы множеств $P_Z(d_{t1}, d_{t2})$ (Z-образов «прямоугольников рассеяния прозрачностей») для различных материалов тестовых объектов в зависимости от значений d_{s2} их теоретической радиационной прозрачности для высокой максимальной энергии $E_2=160$ кэВ при базисном значении $\sigma_b(\Phi_2) = 0,02$ СКО шума Φ_2 .

Материал	d_{s2}	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8
Углерод	$Z_{\min}(d_{s2})$	3	3	3	3	3	3	3	3
	$Z_{\max}(d_{s2})$	12,2	11,1	11	11,2	11,9	13,2	17,8	29,1
	$\Delta Z(d_{s2})$	9,2	8,1	8	8,2	8,9	10,2	14,8	26,1
Алюминий	$Z_{\min}(d_{s2})$	7,4	8,1	8,1	7,9	7,4	6,7	5,4	3
	$Z_{\max}(d_{s2})$	30	24,1	24	28,9	30	29,9	29,9	30
	$\Delta Z(d_{s2})$	22,6	16	15,9	21	22,6	23,2	24,5	27
Железо	$Z_{\min}(d_{s2})$	14,3	14,8	14,5	13,6	12,4	10,9	9,1	6,3
	$Z_{\max}(d_{s2})$	30	30	30	30	30	30	29,8	29,9
	$\Delta Z(d_{s2})$	15,7	15,2	15,5	16,4	17,6	19,1	20,7	23,6

Как видно из таблицы 4.13 разность $\Delta Z(d_{s2})$, представляющая собой протяженность Z-образа «прямоугольника рассеяния прозрачностей», для каждого из рассматриваемых тестовых материалов имеет немонотонный характер и один локальный минимум. Это подтверждает в значительной степени и тот факт, что погрешности оценок атомных номеров для тестовых объектов, представленные в таблице 4.12 и на рис. 4.12, немонотонно зависят от теоретической радиационной прозрачности этих объектов для высокой максимальной энергии $E_2=160$ кэВ и имеют по одному локальному минимуму.

Разработанный алгоритм использован в «МИРЭА – Российский технологический университет» в инженерно-научном производственном центре «Средства неразрушающего контроля» в рентгеновской установке для

досмотрового контроля легковых автомобилей и микроавтобусов, снабженной функцией распознавания материалов методом дуальных энергий. Общий вид данной установки представлен на рис. 4.13, а на рис. 4.14 приведено, полученное на ней изображение автомобиля "opel_zafira" для пары максимальных энергий 110 и 200 кэВ.

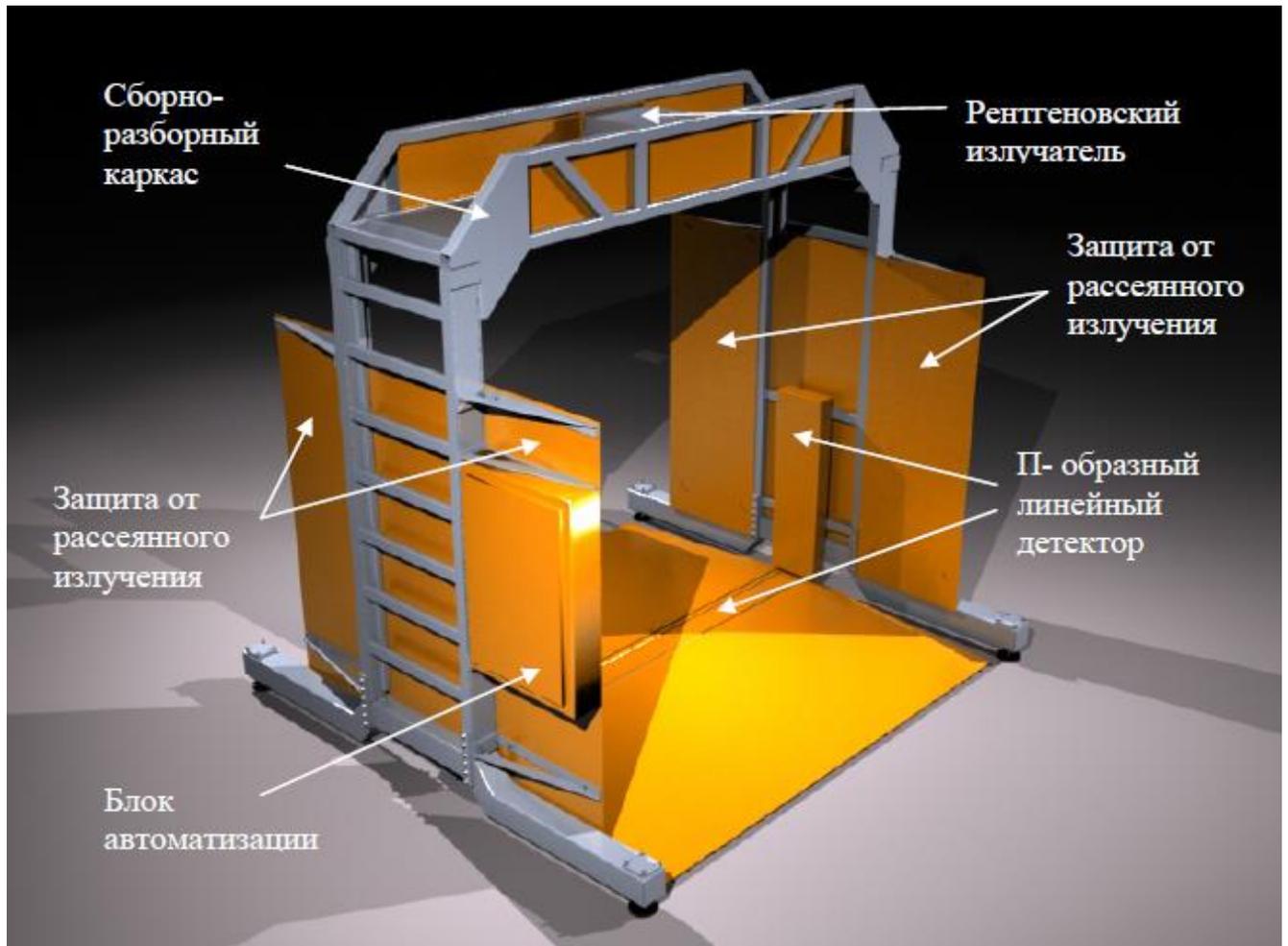


Рисунок 4.13 – Общий вид системы досмотра Портал-Авто-250

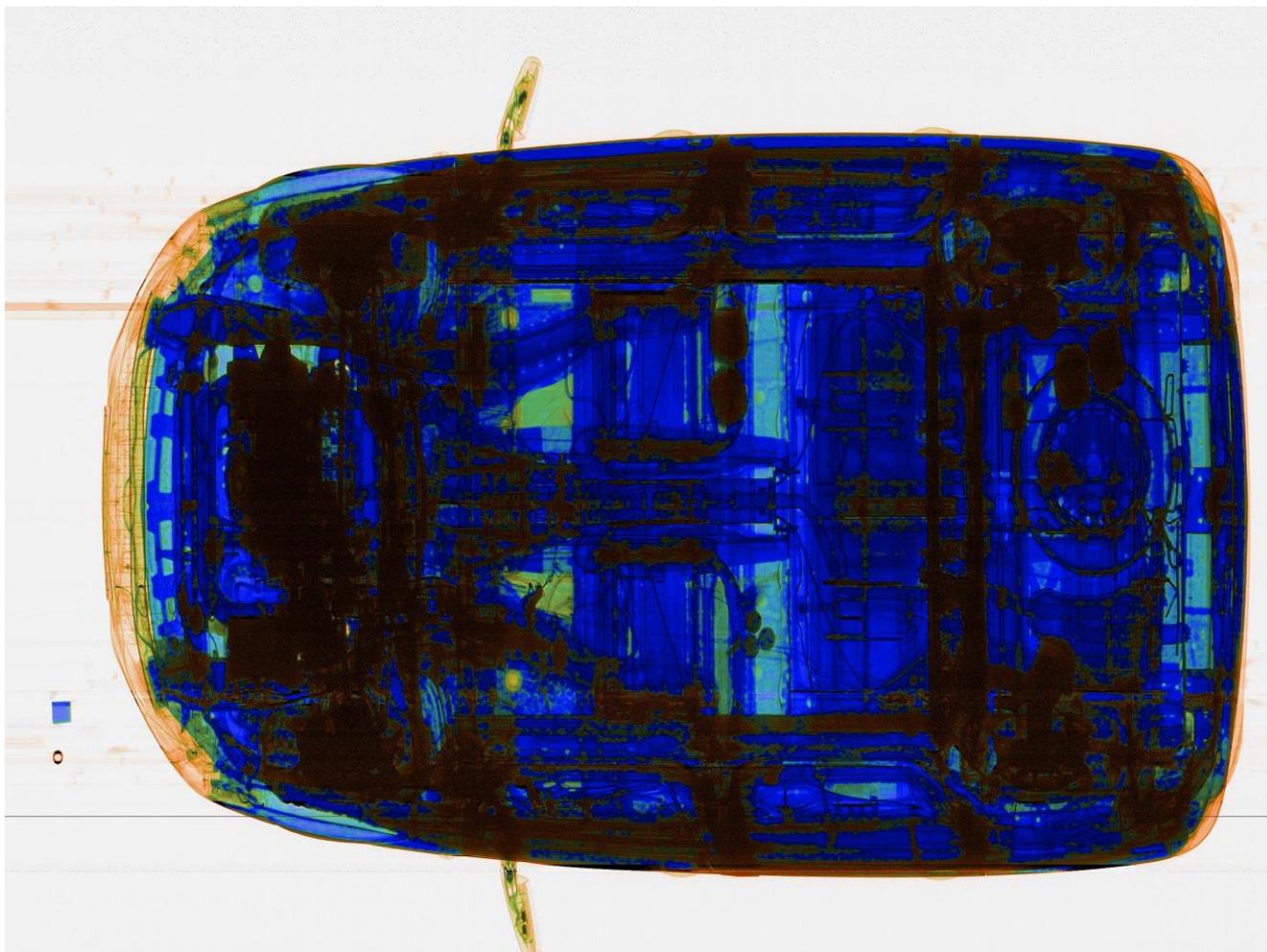


Рисунок 4.14 – изображение автомобиля "opel_zafira" для пары максимальных энергий 110 и 200 кэВ

4.7. Выводы

Квантовые шумы оказывают очень существенное влияние на точность оценки эффективного атомного номера материала ОК методом дуальных энергий и, следовательно, на качество распознавания материалов объектов досмотрового контроля и их структурных фрагментов. При этом:

- независимо от материала ОК и его массовой толщины погрешность оценки монотонно увеличивается при увеличении уровней шумов;
- для всех рассматриваемых материалов (углерод, алюминий, железо) наибольшая погрешность оценки достигается при высоких радиационных прозрачностях ОК, т.е. для малых массовых толщин ОК;
- с возрастанием атомного номера материала ОК среднеквадратическая погрешность анализируемой оценки возрастает.

Полученные результаты могут быть использованы для теоретической оценки предельных возможностей систем цифровой рентгенографии, предназначенных для проведения досмотрового контроля с функцией распознавания материалов.

Заключение

1. Проведен аналитический обзор современного состояния и направлений развития систем цифровой рентгенографии, используемых для дефектоскопии, диагностики и досмотрового контроля объектов, в результате которого было, в частности установлено, что к числу наиболее перспективных систем данного вида относятся МССЦР.

2. Для повышения надежности обнаружения инородных (несанкционированных) включений в ОК необходимо дальнейшее развитие методов идентификации веществ (методов дуальных энергий и их различных обобщающих модификаций).

3. Проведен аналитический обзор современного состояния, опыта практического применения и направлений дальнейшего совершенствования метода дуальных энергий в системах цифровой рентгенографии, предназначенных для дефектоскопии и досмотрового контроля объектов, в ходе которого было, в частности выявлено, что точность оценки атомного номера (эффективного атомного номера) материала ОК с помощью метода дуальных энергий существенно зависит от квантового шума (статистических флуктуаций результатов регистрации излучения).

4. Проведен сравнительный анализ различных определений понятия эффективного атомного номера материала многокомпонентного объекта, в результате которого были предложены формальные определения данного понятия для случаев: однократного просвечивания объектов с известной массовой толщиной немонотонноэнергетическим (рентгеновским) излучением; двукратного просвечивания объектов с известной массовой толщиной немонотонноэнергетическим (рентгеновским) излучением.

5. Разработана математическая модель изображения, сформированного МССЦР, которая учитывает трансформацию энергетического спектра рентгеновского излучения объектом контроля и шум, обусловленный квантовой природой излучения.

6. Разработана математическая модель радиационной прозрачности ОК с учётом квантового шума.

7. Предложено понятие множества допустимых решений для метода дуальных энергий, которое учитывают технические возможности системы досмотрового контроля и ее назначение.

8. Усовершенствована методика оценки эффективных атомных номеров материалов ОК и их структурных фрагментов методом дуальных энергий при проведении досмотрового контроля;

9. Разработан алгоритм статистической оценки влияния квантовых шумов на качество распознавания материалов контролируемых объектов методом дуальных энергий.

Литература

1. Ключев В.В. Современное состояние цифровой рентгенотехники / В.В. Ключев, Ф.Р. Соснин // Дефектоскопия. — 1999. — № 4. — С. 56—66.
2. Соснин Ф.Р. Современные методы и средства цифровой рентгенографии (обзор) // Заводская лаборатория. — 1994, — Т. 60. — № 6. — С. 28—34.
3. Doucette Ed. Digital radiography: the basics // Mater. Eval. — 2005. — V.63. — No. 10. — P. 1021—1022.
4. Charnock P. Evaluation and testing of computed radiography systems / P. Charnock, P.A. Connolly, D. Hughes [et al.]// Radiat. Prot. Dosim. — 2005. — V. 114. — No. 1–3. — P. 201—207.
5. Недавний О.И. Современное состояние систем цифровой рентгенографии (обзор) / О.И. Недавний, В.А. Удод // Дефектоскопия. — 2001. — № 8. — С. 62—82.
6. Лебедев М.Б., Сидуленко О.А., Удод В.А. Анализ современного состояния и развития систем цифровой рентгенографии / М.Б. Лебедев, О.А. Сидуленко, В.А. Удод // Известия Томского политехнического университета. — 2008. — Т. 312. — № 2. — С. 47—55.
7. Камалов И.И. Перспективные направления дигитальной (цифровой) рентгенографии // Вестн. соврем. клин. мед. — 2011. — Т. 4. — № 2, — С. 44—46.
8. Кантер Б.М. Исследование и разработка методов и средств рентгеновской цифровой медицинской диагностики. Автореф. дис. ...докт. техн. Наук: 05.11.10 / Кантер Борис Менделевич. — Москва, 2000. — 50 с.
9. Ковалев А.В. Антитеррористическая диагностика // Контроль. Диагностика. — 2014. — № 3. — С. 89—92.
10. Macdonald Richard D.R. Design and implementation of a dual-energy X-ray imaging system for organic material detection in an airport security application // Proc. SPIE. — 2001. — V. 4301. — P. 31—41.
11. Park J.S. Calculation of effective atomic number and normal density using a source weighting method in a dual energy X-ray inspection system / J.S. Park, J.K. Kim

// Journal of the Korean physical society. — 2011. — V. 59. — No. 4. — P. 2709—2713.

12. Клименов В.А. Идентификация вещества объекта контроля методом дуальных энергий / В.А. Клименов, С.П. Осипов, А.К. Темник // Дефектоскопия. — 2013. — № 11. — С. 40—50.

13. Заявка 2458408 Европейское патентное ведомство, МПК G01V 5/00. Dual-energy X-ray body scanning device and image processing method / Chen Xue Liang, Chen Li, Huo Mei Chun, Yang Li Rui, Dong Ming Wen, Kong Wei Wu, Yang XiaoYue, Xue Kai, Li Yong Qing, Li Guang Qing, Zhao Lei; BEIJING ZHONGDUN ANMIN ANALYSIS TECHNOLOGY CO LTD, FIRST RES INST OF MINISTRY OF PUBLIC SECURITY OF P R C.— № 11167491; заявл. 25.05.2011; опубл. 30.05.2012.

14. Gil Y. Radiography simulation on single-shot dual-spectrum X-ray for cargo inspection system / Y. Gil, Y. Oh, M. Cho, W. Namkung // Applied Radiation and Isotopes. — 2011. — V. 69. — No. 2. — P. 389—393.

15. Осипов С.П. Влияние физических факторов на качество идентификации веществ объектов контроля высокоэнергетическим методом дуальных энергий / С.П. Осипов, А.К. Темник. С.В. Чахлов // Дефектоскопия. — 2014. — № 8. — С. 69—77.

16. Щетинкин С.А. Использование метода двуэнергетической цифровой радиографии для портативных рентгенотелевизионных систем / С.А. Щетинкин, С.В. Чахлов, Е.Ю. Усачев // Контроль. Диагностика. — 2006. — № 2. — С. 49—52.

17. Malyshev V.P. The IDK-6/9MeV linear electron accelerator and its application in the customs inspection system / V.P. Malyshev, A.V. Sidorov, P.O. Klinovski [et al.]// Contributions to the Proceedings - 23rd Russian Particle Accelerator Conference. — 2012. — P. 549—550.

18. Yaffe M.J. X-ray detectors for digital radiography / M.J. Yaffe, J.A. Rowlands // Phys. Med. and Biol. — 1997. — V. 42. — No. 1. — P. 1—39.

19. Harrison R.M. Digital radiography – a review detector design // Nucl. Instrum. and Meth. — 1991. — V. A310. — P. 24—31.

20. Алхимов Ю.В. Исследование образцов лазерной сварки титана и нержавеющей стали методами цифровой рентгенографии / Ю.В. Алхимов, С.Ф. Гнусов, Б.И. Капранов [и др.] // Дефектоскопия. — 2012. — № 4. — С. 56—63.

21. Клименов В.А. Применение и развитие методов цифровой радиографии для технической диагностики неразрушающего контроля и инспекции / В.А. Клименов, Ю.В. Алхимов, А.М. Штейн [и др.] // Контроль. Диагностика. — 2013. — № 13. — С. 31—42.

22. Харара В. Цифровая радиографическая система низкой стоимости испытания сварных соединений // Дефектоскопия, 2010, № 8, с. 90—97.

23. Харара В. Флюороскопическая цифровая радиография алюминиевого литья // Дефектоскопия. — 2012. — № 6. — С.77—85.

24. Han Yueping. Application of X-ray digital radiography to online automated inspection of interior assembly structures of complex products / Yueping Han, Yan Han, Ruihong Li [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2009. — V. 604. — P. 760—764.

25. Yang Min. Automatic X-ray inspection for escaped coated particles in spherical fuel elements of high temperature gas-cooled reactor / Min Yang, Qi Liu, Hongsheng Zhao [et al.] // Energy. — 2014. — V. 68. — P. 385—398.

26. Marko Rakvin. Evaluation of Pipe Wall Thickness Based on Contrast Measurement using Computed Radiography (CR) / Rakvin Marko, Markučič Damir, Hižman Boris // Procedia Engineering. — 2014. — V. 69. — P. 1216—1224.

27. Wang Yu. Microfocus X-ray printed circuit board inspection system / Yu Wang, Mingquan Wang, Zhijie Zhang // Optik. — 2014. — V. 125. — P. 4929—4931.

28. Усачев Е.Ю. Комплекс цифровой радиографии для ревизии сварных соединений действующих трубопроводов / Е.Ю. Усачев, В.Е. Усачев, М.М. Гнедин [и др.] // Контроль. Диагностика. — 2014. — № 6. — С. 60—64.

29. Стучебров С. Г. Сравнение параметров цифровых систем рентгенографической диагностики /С. Г. Стучебров, А. Р. Вагнер, Р. Р. Дусаев // Известия вузов. Физика. — 2011. — Т. 54. — № 11/ 2. — С. 300—305.

30. Pincu R. Digital radiography for high energy NDT applications / R. Pincu, L. Pick, O. Kleinberger // Non-Destructive Testing Conference. — 2010. — P. 329—336.

31. Lu Y. Development and application of digital radiography NDT system with high energy X-ray for steel castings on railway freight car / Y. Lu, J. Wang, W. Li [et al.] // Zhongguo Tiedao Kexue/China Railway Science. — 2009. — V. 30. — No. 1. — P. 139—143.

32. Москалев Ю.А. Люминесцентные преобразователи рентгеновского излучения для медицинской и технической диагностики и систем неразрушающего контроля / Ю.А. Москалев, А.И. Буллер, С.А. Бабикив // Дефектоскопия. — 2011. — № 11. — С.18—23.

33. Капустин В.И. Обобщенная математическая модель формирования и оцифровки радиографических изображений / В.И. Капустин, О.И. Недавний, С.П. Осипов // Дефектоскопия. — 2013. — № 5. — С. 28—38.

34. Лебедев М.Б. Оптимальный выбор параметров многоканальных непрерывно-сканирующих систем цифровой рентгенографии / М.Б. Лебедев, О.А. Сидуленко, В.А. Удод // Дефектоскопия. — 2009. — № 10. — С. 58—77.

35. Удод В.А. Оптимизация параметров многоканальных непрерывно сканирующих систем цифровой рентгенографии / В.А. Удод, М.Б. Лебедев, В.А. Клименов [и др.] // Дефектоскопия. — 2011. — № 2. — С. 55—62.

36. Udod V. Energy spectrum modification of bremsstrahlung X-ray intensity / V. Udod, A. Shteyn, M. Shteyn [et al.]// ECNDT – Proceedings of the 11th European Conference on Non-Destructive Testing. — Prague, Czech Republic, October 6–10, 2014. — P. 211.

37. Ванг Кангйи. Разработка рентгеновской цифровой системы визуализации и сбора данных / Кангйи Ванг, Яою Ченг// Дефектоскопия. — 2009. — № 5. — С. 90—95.

38. Thomas Kersting. High end inspection by filmless radiography on LSAW large diameter pipes / Kersting Thomas, Schonartz Norbert, Oesterlein Ludwig, Liessem Andreas // *NDT&E International*. — 2010. — V. 43. — P. 206—209.

39. Ryzhikov V.D. Development of Receiving-Detecting Circuit for Digital Radiographic Systems with Improved Spatial Resolution / V.D. Ryzhikov, O.D. Opolonin, S.M. Galkin [et al.] // *Proc. SPIE*. — 2009. — V. 7450. — P. 74500J/1—74500J/6.

40. Ryzhikov V.D. A multi-energy method of non-destructive testing by determination of the effective atomic number of different materials / V.D., Ryzhikov O.D. Opolonin, S.M. Galkin [et al.] // *Proc. SPIE*. — 2010. — V. 7805. — P. 78051P/1—78051P/9.

41. Opolonin O.D. Increasing informativity of digital radiographic systems / O.D. Opolonin, V.D. Ryzhikov // *Functional Materials*. — 2013. — V. 20. — No. 4. — P. 528—533.

42. Волков В.Г. Методы обработки сигналов мультidetекторных систем цифровой радиографии / . В.Г. Волков, В.Д. Рыжиков, А.Д. Ополонин [и др.] // *Вісник НТУ «ХПІ»*. — 2013. — № 34. — С. 123—130.

43. Yun Seung Man. Pixel-structured scintillators for digital x-ray imaging / Yun Seung Man, Lim Chang Hwuy, Kim Tae Woo [et al.] // *Proc. SPIE*. — 2009. — V. 7258. — P. 72583N/1—72583N/9.

44. Park Jong-Hwan. Digital radiography system using a new direct-detection flat panel detector and its system performance / Jong-Hwan Park, Won-Suk Kang, Byung-Su Shin, Hyun-Seung Kang // *Proc. SPIE*. — 2009. — V. 7258. — P. 72585P/1—72585P/7.

45. Roessl E. Cramér-Rao lower bound of basis image noise in multiple-energy X-ray / E. Roessl, C. Herrmann // *Phys. Med. and Biol.* — 2009. — V. 54— No. 5. — P. 1307—1318.

46. Vedantham Srinivasan. Modeling the performance characteristics of computed radiography (CR) systems / Srinivasan Vedantham, Andrew Karellas // *IEEE Trans. Med. Imag.* — 2010. — V. 29. — No. 3. — P. 790—806.

47. Watanabe Haruyuki. Radiation dose reduction in digital radiography using wavelet-based image processing methods / Haruyuki Watanabe, Du-Yih Tsai, Yongbum Lee [et al.] // Proc. SPIE. — 2011, — V. 7966. — P. 79661T/1—79661T/10.

48. Alseleem H. Quality parameters and assessment methods of digital radiography images / H. Alseleem, R. Davidson // Radiographer. — 2012. — V. 59, — No. 2. — P. 46—55.

49. Заявка 1020140090831 Республика Корея, МПК А61В 6/08, А61В 6/10. Method of removing scattered rays and digital radiography system using same / KANG, WON SUK; JW MEDICAL CORPORATION. — № 1020130002931; Заявл. 10.01.2013; Оpubл. 18.07.2014.

50. Заявка 20150078519 США, МПК G01V 5/00, G01N 23/20. High Energy X-Ray Inspection System Using a Fan-Shaped Beam and Collimated Backscatter Detectors / Edward James Morton; Rapiscan Systems, Inc. — № 14454295; Заявл. 07.08.2014; Оpubл. 19.03.2015.

51. Xiao Y. System design and experimental research on tip clearance measurement of aero-engines by digital radiography /. Y. Xiao, Z. Chen, L. Zhang // Proceedings of 9th International Conference on Electronic Measurement and Instruments. — 2009. — V. 5274584, — P. 2271—2274.

52. Буклей А.А. Исследования и создание портативной досмотровой рентгеновской техники и оборудования НК. Разработка технологии их применения // Контроль. Диагностика. — 2009. — №4. — С. 76—80.

53. John Stevenson. Linac based photofission inspection system employing novel detection concepts / Stevenson John, Gozani Tsahi, Elsalim Mashal [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2011. — V. 652. — P. 124—128.

54. Волков В.Г. Мониторы тормозного излучения бетатронов для контроля крупногабаритных изделий и транспортных средств / В.Г. Волков, М.М. Штейн // Контроль. Диагностика. — 2013. — № 9. — С. 78—80.

55. Duan Xinhui. X-ray cargo container inspection system with few-view projection imaging / Xinhui Duan, Jianping Cheng, Li Zhang [et al.] // Nuclear

Instruments and Methods in Physics Research. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2009. — V. 598. — P. 439—444.

56. Han Y.-P. Development of X-ray digital radiography automatic inspection system for testing the interior structure of complex product / Y.-P. Han, Y. Han, L.-M. Wang [et al.] // *Bingong Xuebao/Acta Armamentarii*. — 2012, — V. 3. — No 7. — P. 881—885.

57. Erin A. Miller. Scatter in cargo radiography / Erin A. Miller, Joseph A. Caggiano, Robert C. Runkle [et al.] // *Applied Radiation and Isotopes*. — 2011. — V. 69. — P. 594—603.

58. Pourghassem H. Material detection based on GMM-based power density function estimation and fused image in dual-energy X-ray images / H. Pourghassem, N.J. Fesharaki, A. Tahmasebi // *Proceedings - 4th International Conference on Computational Intelligence and Communication Networks*. — CICN 2012. — V. 6375134. — P. 364—368.

59. Franzel T. Object detection in multi-view X-ray images / T. Franzel, U. Schmidt, S. Roth // *Lecture Notes in Computer Science (including subseries Lecture Notes in Artificial Intelligence and Lecture Notes in Bioinformatics)*. — 2012. — V. 7476 LNCS. — P. 144—154.

60. Frosio I. Optimized acquisition geometry for X-ray inspection / I. Frosio, N.A. Borghese, F. Lissandrello [et al.] // *Conference Record –IEEE Instrumentation and Measurement Technology Conference*. — 2011. — V. 5944195. — P. 300—305.

61. Ryzhikov V.D. Detector array with improved spatial resolution for digital radiographic system / V.D. Ryzhikov, O.D. Opolonin, S.M. Galkin [et al.] // *Proc. SPIE*. — 2011. — V. 8142. — P. 81421C/1—81421C/8.

62. Ryzhikov V.D. Research on Improvement of Receiving-Detecting Circuit for Digital Radiographic Systems with Advanced Spatial Resolution / V.D. Ryzhikov, O.D. Opolonin, O.K. Lysetska [et al.] // O. Büyüköztürk et al. (eds.), *Nondestructive Testing of Materials and Structures, RILEM Bookseries*. — 2013. — No 6. — P. 105—109.

63. Рыжиков В.Д. Трехэнергетическая цифровая радиография для разделения веществ с малым эффективным атомным номером / В.Д. Рыжиков,

А.Д. Ополонин, В.Г. Волков [и др.] // Вісник НТУ «ХП». — 2013. — № 34. — С. 43—51.

64. Клименов В.А. Современное состояние и перспективы создания конкурентоспособных на мировом рынке систем цифровой радиографии / В.А. Клименов, В.А. Касьянов, М.Б. Лебедев [и др.] // Контроль. Диагностика. — 2011. — Специальный выпуск. — С. 25—29.

65. Воробейчиков С.Э. Алгоритм автоматического обнаружения включений в объекте контроля с использованием сканирующей системы цифровой рентгенографии (одномерный вариант) / С.Э. Воробейчиков, В.А. Удод, В.А. Клименов [и др.] // Дефектоскопия. — 2014. — № 6. — С. 65—77.

66. Заявка 20150034823 США, МПК H05H 9/00, G01V 5/00, G01T 1/24. Cargo Inspection System / Akery Alan; Rapiscan Systems, Inc.— № 14460112; Заявл. 14.08.2014; Оpubл. 05.02.2015.

67. Пат. 20140098937 США, МПК G01B 15/04, G01N 23/203. Mobile aircraft inspection system / Bendahan Joseph; Rapiscan Systems, Inc.— № 13934033; Заявл. 02.07.2013; Оpubл. 10.04.2014.

68. Заявка 102884422 Китай, МПК G01N 23/10. A high-energy X-ray spectroscopy-based inspection system and methods to determine the atomic number of materials / Bendahan Joseph, Brown Craig Mathew, Gozani Tsahi, Langeveld Willem Gerhardus Johannes, Stevenson John David; Rapiscan Systems Inc.— № 201180020812.7; Заявл. 23.02.2011; Оpubл. 16.01.2013.

69. Заявка 2352014 Европейское патентное ведомство, МПК G01N 23/04, G01N 23/087. Radiation detection device, radiation image acquisition system, radiation inspection system, and radiation detection method / SUYAMA TOSHIYASU, MARUNO TADASHI, SASAKI TOSHIIHIDE, SONODA JUNICHI, TAKIHI SHINJI; HAMAMATSU PHOTONICS KK.— № 09825980; Заявл. 09.09.2009; Оpubл. 03.08.2011.

70. Пат. 07957505 США, МПК G21K 1/02, G01B 15/02, G21K 1/00. X-ray radiography for container inspection / Katz Jonathan I., Morris Christopher L.; The

United States of America as represented by the United States Department of Energy.— № 11684667; Заявл. 12.03.2007; Оpubл. 07.06.2011.

71. Заявка 20110096903 США, МПК H05G 1/08, G01T 1/00, G01N 23/04. Multiview x-ray inspection system / Singh Satpal; Singh Satpal.— № 12588705; Заявл. 26.10.2009; Оpubл. 28.04.2011.

72. Пат. 20100158384 США, МПК G06K 9/00. Method for improving the ability to recognize materials in an X-ray inspection system, and X-ray inspection system / Siedenburg Uwe; Smiths Heimann GmbH.— № 12716848; Заявл. 03.03.2010; Оpubл. 24.06.2010.

73. Пат. 02309459 Российская Федерация, МПК G08B 13/181. Method for inspecting individuals with baggage and device for inspecting individuals with baggage / Качалов Николай Андреевич, Диканев Алексей Геннадьевич.— № 2005136692/09; Заявл. 28.11.2005; Оpubл. 27.10.2007.

74. Заявка 1020120026908 Республика Корея, МПК G01N 23/04. Foreign material inspection system with multi energies using x-rays having different directions / KIM, TAE WOO; VATECH EWOO HOLDINGS CO., LTD.— № 1020100089103; Заявл. 10.09.2010; Оpubл. 20.03.2012.

75. Удод В.А. Современное состояние и перспективы развития систем цифровой рентгенографии для дефектоскопии, диагностики и досмотрового контроля объектов (обзор) / В.А. Удод, Я. Ван, С.П. Осипов [и др.] // Дефектоскопия. — 2016. — № 9. — С. 11—28.

76. Alvarez R.E. Energy-selective reconstructions in X-ray computerized tomography / R.E Alvarez, A. Macovski // Phys. Med. Biol. — 1976. — V. 21. — P. 733—744.

77. Brooks R.A. A quantitative theory of the Hounsfield unit and its application to dual energy scanning // J. Comput. Assist. Tomog. — 1977. — V. 1. — P. 487—493.

78. Lehman L.A. Generalized image combinations in dual KVP digital radiography / L.A. Lehman, R.E. Alvarez, A. Macovski [et al.] // Med. Phys. — 1981. — V. 8. — P. 659 — 667.

79. Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений: Справочник / В.П. Машкович. 3-е изд., перераб. и доп. — М.: — Энергоатомиздат, 1982, — 296 с.
80. GAMMA DATA FOR ELEMENTS [Электронный ресурс]: — режим доступа: <http://www.ippe.ru/podr/abbn/libr/gdfe.php> (дата обращения: 20.11.2016).
81. Alvarez R. Noise and dose in energy dependence computerized tomography / R. Alvarez, A. Macovski // Proc. SPIE. — 1976. — V. 96. — P. 131—137.
82. Ying Zhengrong. Dual energy computed tomography for explosive detection / Zhengrong Ying, Ram Naidu, Carl R. Crawford // Journal of X-Ray Science and Technology. — 2006. — V. 14. — P. 235—256.
83. Немец О.Ф. Справочник по ядерной физике / О.Ф. Немец, Ю.В. Гофман. — Киев: Наукова думка, 1975. — 416 с.
84. Руководство по радиационной защите для инженеров. Т.1. Пер. с англ. под ред. Д.Л. Бродера [и др.]— М: Атомиздат, 1973.— 426 с.
85. Рентгенотехника: Справочник. В 2 — х кн. Кн. 1. / В.В. Ключев. Ф.Р. Соснин, В. Аертс [и др.]; Под общ. ред. В.В. Ключева. — 2 — е изд., перераб. и доп. — М.: Машиностроение, 1992. — 480 с.
86. Ali E S M. Functional forms for photon spectra of clinical linacs/ E S M Ali, D WO Rogers // Phys. Med. Biol. — 2012. — V. 57. — P. 31—50.
87. Гавриш Ю.Н. Программный комплекс для восстановления интроскопических изображений с использованием метода дуальной энергии / Ю.Н. Гавриш, Я.А. Бердников, Д.О. Спирин [и др.] // Problems of atomic science and technology. Series: Nuclear Physics Investigations. — 2010. — № 3. — Т. 54. — P.123—125.
88. Спирин Д.О. Принципы интроскопии крупногабаритных грузов / Д.О. Спирин, Я.А. Бердников, Ю.Н. Гавриш // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. — 2010. — № 2. — Т. 98. — С. 120—127.
89. Лазурик В. Т. Компьютерное моделирование процесса инспекции больших объектов методом дуальных энергий / В. Т. Лазурик, В. Г. Рудычев, Д. В.

Рудычев // Вісник Харківського національного університету. — 2009. — № 863. — С. 144—157.

90. Спирин Д.О. Оптимизация параметра дискриминации в методе дуальных энергий / Д.О. Спирин, А.Я. Бердников, А.С. Сафонов // Материалы XV Всероссийской конференции «Фундаментальные исследования и инновации в национальных исследовательских университетах» / Издательство Политехнического университета. — Санкт-Петербург, 2011. — Том 1. — С. 44 — 45.

91. Спирин Д.О. Оптимизация параметра дискриминации в методе дуальных энергий / Д.О. Спирин, А.Я. Бердников, С.И. Марков [и др.] // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. — 2011. — № 4. — Т. 134. — С. 171—176.

92. Афанасьев В.Д. Применение метода дуальных энергий для дискриминации тяжелых элементов / В.Д. Афанасьев, С.А. Письменецкий, В.Г. Рудычев [и др.] // Вестник Харьковского университета. — 2005. — № 664. — С. 56—60.

93. Свистунов Ю.А. Развитие работ по созданию рентгеновских и ядерно-физических инспекционных комплексов в НИИЭФА им. Д.В. Ефремова / Ю.А. Свистунов, М.Ф. Ворогушин, В.И. Петрунин [и др.] // Problems of atomic science and technology. Series: Nuclear Physics Investigations. — 2006. — № 3. — Т. 49. — С. 171—173.

94. Огородников С.А. Распознавание материалов при радиационном таможенном контроле на базе линейного ускорителя электронов. Дис.. канд. техн. наук: 01.04.20 / Огородников Сергей Анатольевич. — Санкт-Петербург, 2002. — 121 с.

95. Петрунин В.И. Разработка систем таможенного и промышленного радиационного цифрового контроля крупногабаритных объектов на базе линейных электронных ускорителей. Дис.. доктора техн. наук: 01.04.20 / Петрунин Владимир Иванович. — Санкт-Петербург, 2002. — 154 с.

96. Ишханов Б.С. Многопучковый метод определения атомного номера / Б.С. Ишханов, А.С. Курилик, Д.С. Руденко [и др.] // Сборник трудов VIII межвузовской школы молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине» / Издательство МГУ. — Москва, 19—20 ноября 2007. — С. 160—164.

97. Горшков В.А. Массовый коэффициент поглощения и эффективный атомный номер многокомпонентного объекта для непрерывного спектра излучения // Контроль. Диагностика. — 2015. — № 6. — С. 34—44.

98. Горшков В.А. Оценка плотности многокомпонентных объектов при использовании источников с непрерывным спектром // Контроль. Диагностика. — 2015. — № 7. — С. 16—20.

99. Чахлов С.В. Высокоэнергетический метод дуальных энергий для идентификации веществ объектов контроля / С.В. Чахлов, С.П. Осипов // Контроль. Диагностика. — 2013. — № 9. — С. 9—17.

100. Штейн А.М. Распознавание материалов методом дуальных энергий в досмотровых комплексах с бетатронными источниками излучения. Дис.. канд. техн. наук: 05.11.13 / Штейн Александр Михайлович. — Томск, 2017. — 145 с.

101. Osipov S.P. Parameter identification method for dual-energy X-ray imaging / S.P. Osipov, E.E. Libin, S.V. Chakhlov [et al.] // NDT & E International. — 2015. — V. 76. — P. 38—42.

102. Найденов С. В. Об определении химического состава методом мультэнергетической радиографии / С. В. Найденов, В. Д. Рыжиков // Письма в ЖТФ. — 2002. — Т. 28. — № 9. — С. 6—13.

103. Kolkoori Sanjeevareddy. Dual High-Energy X-ray Digital Radiography for Material Discrimination in Cargo Containers / Sanjeevareddy Kolkoori, Norma Wrobel, Andreas Deresch [et al.] // ECNDT – 11th European Conference on Non-Destructive Testing. — Prague, Czech Republic, October 6—10, 2014.

104. Markus Firsching. Detection of Enclosed Diamonds using Dual Energy X-ray imaging / Firsching Markus, Nachtrab Frank, Mühlbauer Jörg [et al.] // 18th World Conference on Nondestructive Testing. — Durban, South Africa, April 16—20, 2012.

105. Alireza Mazoochi. A novel numerical method to eliminate thickness effect in dual energy X-ray imaging used in baggage inspection / Mazoochi Alireza, Rahmani Faezeh, Abbasi Davani Freydoun [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2014. — V. 763. — P. 538—542.

106. Rebuffel V. Dual-energy X-ray imaging: benefits and limits / V Rebuffel, J-M Dinten // Insight. — 2007. — V. 49. — No. 10. — P. 589—594.

107. Chang S. Application of a dual-energy monochromatic x-ray CT algorithm to polychromatic x-ray CT: a feasibility study / S. Chang, H. K. Lee, G. Cho // Nuclear Engineering and Technology. — 2012. — V.44. — No.1. — P. 61—70.

108. Alvarez R. E. Topics in Energy-selective X-ray imaging / R. E. Alvarez. — 2017. — 273 с.

109. Mihai Iovea. A Dedicated On-Board Dual-Energy Computer Tomograph / Mihai Iovea, Marian Neagu, Octavian G. Dului [et al.] // J Nondestruct Eval. — 2011. — V.30. — C. 164—171.

110. A. du Plessis M. Quantitative Determination of Density and Mass of Polymeric Materials Using Microfocus Computed Tomography / A. du Plessis M. Meincken T. Seifert. // J Nondestruct Eval. — 2013. — V. 32. — P. 413—417.

111. Li Liang. A dynamic material discrimination algorithm for dual MV energy X-ray digital radiography / Liang Li, Ruizhe Li, Siyuan Zhang [et al.] // Applied Radiation and Isotopes. — 2016. — V. 114. — P. 188—195.

112. Alves H. Methodology for attainment of density and effective atomic number through dual energy technique using microtomographic images / H. Alves, I. Lima, R.T. Lopes // Applied Radiation and Isotopes. — 2014. — V. 89. — P. 6—12.

113. Рудычев В.Г. Формирование тормозного излучения в методе дуальных энергий для радиографии несанкционированных вложений / В.Г. Рудычев, И.А. Гирка, Д.В. Рудычев [и др.] // East Eur. J. Phys. — 2016. — V. 3. — No. 2. — P. 32—40.

114. Anne Bonnin. Concept of effective atomic number and effective mass density in dual-energy X-ray computed tomography / Bonnin Anne, Duvauchelle

Philippe, Kaftandjian Valérie [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. — 2014. — V. B318. — P. 223—231.

115. Осипов С.П. Распознавание материалов методом дуальных энергий при радиационном контроле объектов / С.П. Осипов, В.А. Удод, Я. Ван // Дефектоскопия. — 2017. — № 8. — С. 35—56.

116. Еритенко А.Н. Особенности расчета эффективного атомного номера сложных сред по ослаблению излучения различных энергий / А.Н. Еритенко, А.Л. Цветянский, А.А. Полев // Аналитика и контроль. — 2017. — Т. 21. — № 2. — С. 93—102.

117. Heismann B.J. Density and atomic number measurements with spectral X-ray attenuation method / B.J. Heismann, J. Leppert, K. Stierstorfer // J. Appl. Phys. — 2003. — V. 94. — P. 2073—2079.

118. Smith J. A. Case for an Improved Effective-Atomic-Number for the Electronic Baggage Scanning Program / J. A. Smith, J. S. Kallman, H. E. Martz Jr // Lawrence Livermore National Laboratory Livermore. CA 94551, November 21, 2011. — 20 p.

119. Kiran K. U. Effective atomic number of granite by gamma backscattering method / K. U. Kiran, K. Ravindraswami, K. M. Eshwarappa [et al.] // Proceedings of the DAE Symp. on Nucl. Phys. — 2014. — V.59. — P. 412 — 413.

120. Горшков В.А. Особенности двухэнергетической рентгеновской плотнометрии многокомпонентных объектов // Контроль. Диагностика. — 2014. — № 10. — С. 25—30.

121. Gorshkov V. The effective atomic number and the mass attenuation coefficient of a multicomponent object for the continuous spectrum of the radiation // Nondestructive Testing and Evaluation. — 2016, — 11 p.

122. Zav'yalkin F.M. Dependence of the mean value and fluctuations of the absorbed energy on the scintillator dimensions /, F.M. Zav'yalkin, S.P. Osipov // At Energ. — 1985. — V. 59. — P. 281—283.

123. Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений / В.П. Машкович, А.В. Кудрявцева. — Справочник. — М., Энергоатомиздат. 1995. — 496 с.

124. X-ray mass attenuation coefficients [Электронный ресурс]: — режим доступа: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/tab3.html> (дата обращения: 26.09.2017).

125. Патент RU2558001C2. Россия. Способ двухэнергетической оценки средней плотности и эффективного атомного номера многокомпонентных материалов. Горшков В.А; Закрытое акционерное общество "Научно-исследовательский институт интроскопии МНПО "СПЕКТР", № RU2013127768А; заявл. 19.06.2013; опубл. 27.07.2015.

126. Евстропьев К.С. Химия кремния и физическая химия силикатов / К.С. Евстропьев. — М.: Промстройиздат, 1956, —124 с.

127. Taylor M.L. Robust calculation of effective atomic numbers: The Auto-Zeff software / M.L. Taylor, R.L. Smith, F. Dossing [et al.] // Medical Physics. — 2012. — V. 39. — P. 1769—1778.

128. Удод В.А. Сравнительный анализ различных определений понятия эффективного атомного номера материала многокомпонентного объекта / В.А. Удод, С.П., Осипов Я. Ван // Дефектоскопия. — 2018. — № 9. — С. 44—56.

129. Kalivas N. Effect of intrinsic-gain fluctuations on quantum noise of phosphor materials used in medical X-ray imaging / N. Kalivas, L. Costaridou, I. Kandarakis [et al.]// Applied Physic. — 1999. — V. 69. — P. 337—41.

130. Wang Q. H. Imaging model for the scintillator and its application to digital radiography image enhancement / Q. Wang, Y. Zhu, H. Li // Optics Express. — 2015. — V. 23. — P. 33753—33776.

131. Lebedev M.B. A mathematical model of multichannel continuously scanning systems for digital X-ray analysis /, M.B. Lebedev, O. A. Sidulenko, V.A. Udod // Russian Journal of Nondestructive Testing. — 2007. — V. 43. — P.401—406.

132. Lindgren E. X-ray modeling of realistic synthetic radiographs of thin titanium welds / E. Lindgren, H. Wirdelius // NDT & E International. — 2012. — V. 51. — P. 111—119.

133. Udod V.A. The mathematical model of image, generated by scanning digital radiography system / V.A. Udod, S.P. Osipov, Y. Wang // IOP Conference Series:

Materials Science and Engineering. — IOP Publishing. — 2017. — V. 168. — No. article 012042.

134. Rogers T.W. A deep learning framework for the automated inspection of complex dual-energy x-ray cargo imagery / T.W. Rogers, N. Jaccard, L.D. Griffin // Anomaly Detection and Imaging with X-Rays (ADIX) II. — International Society for Optics and Photonics. — 2017. — V. 10187. — No. article 101870L.

135. Удод В.А. Оценка влияния квантовых шумов на качество распознавания материалов методом дуальных энергий / В.А. Удод, С.П. Осипов, Я. Ван // Дефектоскопия. — 2018. — № 8. — С. 50—65.

136. Junior T.A.A. Mass attenuation coefficients of X-rays in different barite concrete used in radiation protection as shielding against ionizing radiation / T.A.A. Junior, M.S. Nogueira, V. Vivolo [et al.]// Radiation Physics and Chemistry. — 2017. — V. 340. — P. 349—354.

137. Ogorodnikov S. Processing of interlaced images in 4–10 MeV dual energy customs system for material recognition / S. Ogorodnikov, V. Petrunin // Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams. — 2002. — V. 5. — No. 10. — No. article 104701.

138. Российско-китайская научная лаборатория радиационного контроля и досмотра [Электронный ресурс]: [официальный сайт]. — 2018. — режим доступа: http://web.tpu.ru/webcenter/portal/rknl/products/idk?leftWidth=0%25&showFooter=false&showHeader=false&_adf.ctrl-state=51m96hc0i_131&rightWidth=0%25¢erWidth=100%25 (дата обращения: 25.05.2018)

139. Петрунин В.И. Математическая модель рассеяния фотонов в веществе в задачах расчета и оптимизации радиационной защиты для инспекционно-досмотровых комплексов / В.И. Петрунин, С.А. Огородников, М.А. Арлычев [и др.] // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. — 2015. — № 2. — С 42—47.

140. Lanier R.G. Recent developments in X-ray imaging technology [Электронный ресурс] / R.G. Lanier; — Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL). — Livermore, CA, 2012. — No. LLNL-TR-587512. — режим доступа: <https://e-reports-ext.llnl.gov/pdf/658363.pdf> (дата обращения: 23.10.2016)

141. Wang X. Enhanced colour encoding of materials discrimination information for multiple view dual-energy x-ray imaging : Diss. – Nottingham Trent University, 2009. — 169 p.

142. Evans J.P.O. Stereoscopic imaging using folded linear dual-energy X-ray detectors // *Measurement Science and Technology*. — 2002. — V. 13. — No. 9. — No. article 1388.

143. O'Hare N. A study of the imaging of contrast agents for use in computerised tomography: Diss. — Dublin City University, 1991, —305 p.

144. Paziresh M. Tomography of atomic number and density of materials using dual-energy imaging and the Alvarez and Macovski attenuation model / M. Paziresh, A.M. Kingston, S.J. Latham [et al.] // *Journal of Applied Physics*. — 2016. — V. 119. — No. 21. — No. article 214901.

145. Kramers H.A. XCIII. On the theory of X-ray absorption and of the continuous X-ray spectrum // *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. — 1923. — V. 46. — No. 275. — P. 836—871.

146. Heo S.H. Transmission-type microfocus x-ray tube using carbon nanotube field emitters / S.H. Heo, A. Ihsan, S.O. Cho // *Applied physics letters*. — 2007. — V. 90. — No. 18. — No. article 183109.

147. Sekimoto M. Derivation of total filtration thickness for diagnostic x-ray source assembly / M. Sekimoto, Y. Katoh // *Physics in medicine and biology*. — 2016. — V. 61. — No. 16. — No. article 6011.

148. Tucker D.M. Semiempirical model for generating tungsten target x - ray spectra / D.M. Tucker, G.T. Barnes, D.P. Chakraborty // *Medical physics*. — 1991. — V. 18. — No 2. — P. 211—218.

149. Установка ТС-СКАН 6040 [Электронный ресурс]: [сайт]. — 2018. — режим доступа: <http://tsnk.ru/equip/equip/introskopy/ts-scan6040/> (дата обращения: 23.08.2018).

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Акт внедрения в учебный процесс

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ»



УТВЕРЖДАЮ

Директор ИШНКБ ТПУ

/В.Н. Бориков /

«27» 06 2018 г.

АКТ

о внедрении результатов диссертационной работы

«27» 06 2018 г. № 7
г. Томск

Проверка использования результатов кандидатской диссертации
Ван Яньчао

Об использовании результатов диссертационной работы «Исследование влияния квантовых шумов на качество распознавания материалов методом дуальных энергий при досмотровом контроле объектов», представленной на соискание ученой степени кандидата технических наук, в учебной и научной деятельности Национального исследовательского Томского политехнического университета.

Составлен комиссией:

Председатель – зав. отделения контроля и диагностики ИШНКБ, А.П. Суржиков

Члены комиссии: профессор отделения контроля и диагностики ИШНКБ, А.Е. Гольдштейн
доцент отделения контроля и диагностики ИШНКБ, Б.Б. Мойзес

С 25.06.2018 по 26.06.2018 комиссия провела проверку и подтверждает, что научные исследования Ван Яньчао, отраженные в диссертационной работе «Исследование влияния квантовых шумов на качество распознавания материалов методом дуальных энергий при досмотровом контроле объектов», были рассмотрены, одобрены и приняты к использованию в учебном процессе и при выполнении НИРС и ВКР студентами ИШНКБ ТПУ, в частности, рекомендованы для внедрения:

1. В дисциплины «Радиационные методы контроля», «Радиационный контроль и диагностика» отделения контроля и диагностики ИШНКБ ТПУ.
2. Разработанная математическая модель изображения, сформированного многоканальной сканирующей системой цифровой рентгенографии, которая учитывает трансформацию энергетического спектра рентгеновского излучения объектом контроля и шум, обусловленный квантовой природой излучения и разработанная математическая модель радиационной прозрачности объекта контроля с учётом квантового шума.

Председатель комиссии

Члены комиссии

Согласен Суржиков/Суржиков А.П.

[Signature] А.П. Суржиков

[Signature] А.Е. Гольдштейн

[Signature] Б.Б. Мойзес

ПРИЛОЖЕНИЕ Б

Акт внедрения в производственный процесс



МИНОБРНАУКИ РОССИИ
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования

«МИРЭА – Российский технологический университет»

РТУ МИРЭА

просп. Вернадского, д. 78, Москва, 119454
тел.: (499) 215 65 65 доб. 1140, факс: (495) 434 92 87
e-mail: mirea@mirea.ru, http://www.mirea.ru

22.08.2018 № ВС-113/79

на № _____ от _____



Утверждаю:
Советник по научной работе

В.В. Соколов

« _____ » 2018 г.

Акт внедрения

результатов диссертационной работы «Исследование влияния квантовых шумов на качество распознавания материалов методом дуальных энергий при досмотровом контроле объектов» на соискание ученой степени кандидата технических наук Ван Яньчао

Комиссия в составе: председатель – директор ИНПЦ «СНК» Усачев Е.Ю., члены комиссии: заместитель директора ИНПЦ «СНК» Лебедев М.Б., инженер ИНПЦ «СНК» Щетинкин С.А составили настоящий акт о том, что результаты диссертации Ван Я.:

– формальные определения понятия эффективного атомного номера для материала многокомпонентного объекта с известной массовой толщиной для случаев его однократного или двукратного просвечивания немонотонным (рентгеновским) излучением;

– алгоритм статистической оценки влияния квантовых шумов на качество распознавания материалов контролируемых объектов методом дуальных энергий использованы в «МИРЭА – Российский технологический университет» в инженерно-научном производственном центре «Средства неразрушающего контроля» в рентгеновской установке для досмотрового контроля легковых автомобилей и микроавтобусов, снабженной функцией распознавания материалов методом дуальных энергий, что позволило повысить эффективность ее работы.

Председатель комиссии

Члены комиссии:

Е.Ю. Усачев

М.Б. Лебедев

С.А. Щетинкин