

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

Кожевников Данила Александрович

**РАЗВИТИЕ МЕТОДА МУЛЬТИЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ
РЕНТГЕНОВСКОЙ ТОМОГРАФИИ С
ПРИМЕНЕНИЕМ ДЕТЕКТОРОВ НА ОСНОВЕ
МИКРОСХЕМ СЕМЕЙСТВА MEDIPX**

Специальность 01.04.01 —
«Приборы и методы экспериментальной физики»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Шелков Георгий Александрович

г.Дубна — 2019

Оглавление

	Стр.
Введение	5
Глава 1. Рентгеновская томография	11
1.1 Основы рентгеновской томографии	11
1.1.1 Источники рентгеновского излучения, применяемые в томографии	11
1.1.2 Взаимодействие рентгеновского излучения с веществом . .	13
1.1.3 Детекторы рентгеновского излучения	15
1.1.4 Методы вычислительной реконструкции	16
1.1.5 Мультиэнергетическая рентгеновская томография	17
1.1.6 Методы идентификации материалов	18
1.2 Детекторы частиц на основе микросхем семейства Medipix	19
1.2.1 Medipix1	20
1.2.2 Medipix2	21
1.2.3 Timerpix	21
1.2.4 Medipix3	22
1.2.5 Timerpix3	23
1.2.6 Сравнение наиболее важных для РТ характеристик микросхем	23
Глава 2. Моделирование отклика гибридного полупроводникового детектора на основе микросхемы семейства Medipix методом Монте-Карло	25
2.1 Математическая модель	26
2.2 Проверка математической модели детектора с помощью экспериментальных данных	33
2.3 Выводы	36
Глава 3. Энергетическая калибровка детектора семейства Medipix по краю спектра рентгеновской трубки	37
3.1 Недостатки существующих методов	37

3.2	Описание метода	40
3.3	Экспериментальная проверка	44
3.4	Выводы	53
Глава 4. Рентгеновский микротомограф MARS		54
4.1	Описание рентгеновского микротомографа MARS	54
4.2	Механическая юстировка рентгеновского микротомографа MARS	56
4.2.1	Система координат томографа MARS	56
4.2.2	Измерение механической точности движения частей томографа	57
4.2.3	Параметры геометрии требующие калибровки	64
4.2.4	Процедура калибровки геометрических параметров томографа MARS	65
4.2.5	Влияние геометрической калибровки томографа на качество реконструированного изображения	70
4.2.6	Пространственное разрешение томографа	72
4.3	Программное обеспечение для проведения спектрального рентгенотомографического исследования	76
4.4	Примеры исследований на микротомографе MARS	82
Глава 5. Мультиэнергетическое рентгенотомографическое исследование с помощью микротомографа MARS		86
5.1	Описание специального образца	86
5.2	Процедура мультиэнергетического рентгенотомографического сканирования	87
5.3	Определение пространственного распределения веществ	92
5.4	Повышение качества определения пространственного распределения веществ с помощью предварительной сегментации	93
5.5	Выводы	95
Глава 6. Трехслойный детектор на основе микросхем Medipix и чувствительных объемов из Si, GaAs:Cr, CdTe		97
6.1	Сравнение полупроводниковых материалов в качестве чувствительного объема для РТ	97
6.2	Определение оптимальных толщин чувствительных объемов	99
6.3	Экспериментальная проверка	100

6.3.1	Измерение пространственного разрешения	101
6.3.2	Измерение относительной эффективности регистрации фотонов в отдельном слое	102
6.3.3	Спектральное рентгеноматомографическое сканирование . .	104
6.4	Выводы	107
Заключение		109
Список сокращений и условных обозначений		112
Список рисунков		125
Список таблиц		133

Введение

В настоящее время рентгеновская томография (РТ) часто используется в качестве метода трёхмерной визуализации и неразрушающего исследования внутренней структуры множества объектов различной природы в самых разных областях, таких как медицина [1], промышленность [2], геология [3] и др. Множество научных групп в России и за рубежом работают над развитием методов РТ. Основное внимание уделяется повышению пространственного разрешения, определению оптимальных условий сканирования объекта, снижению лучевой нагрузки, развитию алгоритмов вычислительной реконструкции, анализу реконструируемых изображений и определению пространственного распределения фазового состава образца.

До недавних пор, детекторы рентгеновского излучения, применяемые для рентгенографии и РТ, позволяли измерять только распределение интегральной интенсивности в плоскости детектора. На основе этой информации с помощью методов вычислительной реконструкции может быть получено трёхмерное пространственное распределение рентгеновской плотности исследуемого объекта – линейного коэффициента ослабления (ЛКО). Этот коэффициент зависит от энергии излучения и, если не считать резкого увеличения ЛКО на К-крае в характеристическом спектре поглощения, убывает с ростом энергии. В большинстве случаев используется полихроматическое рентгеновское излучение, поэтому восстанавливается эффективный ЛКО, усредненный по спектру излучения. Спектр полихроматического излучения искажается по мере прохождения через вещество, при этом среднее значение сдвигается в область более высоких энергий. Это называется эффектом ужесточения пучка и в случае РТ приводит к появлению артефактов на восстановленном изображении объекта.

Однако, рентгеновское излучение имеет электромагнитную природу и характеризуется не только интенсивностью, но и такими параметрами, как фаза, поперечная поляризация и энергия. С появлением гибридных полупроводниковых детекторов с возможностью счета одиночных фотонов [4–12], позволяющих задать один или несколько энергетических порогов (измерить энергию зарегистрированного фотона), становится возможным получить дополнительную информацию о спектре излучения, прошедшего через объект. Эта информация может быть учтена при вычислительной реконструкции, что позволяет

уменьшить артефакты, связанные с эффектом ужесточения пучка, помогает сегментировать объект на области с различным элементным составом, а также делает принципиально возможной идентификацию веществ. Для сопоставления энергетического порога, заданного в условных единицах детектора, с единицами измерения энергии, требуется предварительная калибровка детектора.

Большинство используемых в РТ детекторов основаны на косвенной регистрации рентгеновского излучения, которое сначала конвертируется в видимый свет в слое сцинтиллятора и только затем детектируется. Это ограничивает пространственное и энергетическое разрешение детектора. Гибридные полупроводниковые детекторы с прямой регистрацией рентгеновского излучения позволяют использовать в качестве материала чувствительного объема не только кремний, но и другие материалы с большим зарядом ядра и соответственно лучшей эффективностью регистрации, такие как арсенид галлия и теллурид кадмия [13]. Каждый из этих материалов имеет свои достоинства и недостатки, при чем выбор между тем или иным материалом чувствительного объема детектора как правило определяется задачей и является компромиссом.

Разработанный в Новой Зеландии рентгеновский микротомограф MARS [14] с детектором на основе микросхем семейства Medipix предназначен для исследования и применения методов мультэнергетической РТ. Микротомограф MARS позволяет проводить сканирование образцов длиной до 30 см и диаметром до 10 см с помощью небольшого детектора, снимая панорамные изображения. Микротомограф сконструирован по аналогии с медицинским компьютерным томографом: рентгеновский источник и детектор вращаются вокруг образца. Имеется возможность варьирования геометрического увеличения за счет изменения расстояний между рентгеновским источником, образцом и детектором. Для правильной реконструкции изображения образца необходимо знать точно геометрические параметры томографа, такие как угол наклона детектора рентгеновского излучения относительно оси вращения, положения источника рентгеновского излучения, оси вращения и детектора друг относительно друга. Для этого требуется тщательная механическая юстировка томографа.

Метод РТ, основанный на проведении измерений с несколькими разными спектрами или несколькими энергетическими порогами, называется мультэнергетической (спектральной, цветной) РТ.

Целью данной работы является разработка метода определения пространственного распределения веществ с применением детекторов на основе микросхем семейства Medipix.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Создать инструментарий для Монте-Карло моделирования детектора на основе микросхем семейства Medipix, позволяющий выбрать оптимальные параметры детектора в зависимости от задачи.
2. Разработать методику выравнивания энергетического отклика пикселей детектора на основе микросхемы семейства Medipix.
3. Разработать процедуру механической юстировки микротомографа MARS.
4. Разработать методику мультиэнергетического рентгеномографического сканирования и реализовать в виде программного обеспечения для управления томографом и проведения мультиэнергетического сканирования.
5. Разработать методику обработки данных мультиэнергетического рентгеномографического сканирования и реализовать в виде программного обеспечения.
6. Разработать методику анализа мультиэнергетических рентгеновских томограмм, позволяющую сегментировать образец на области с различным элементным составом и идентифицировать вещества, реализовать в виде программного обеспечения.

Научная новизна:

1. Создан инструментарий для Монте-Карло моделирования детектора на основе микросхем семейства Medipix и проведено сравнение её предсказаний с экспериментальными измерениями.
2. Предложен оригинальный метод выравнивания энергетических порогов пикселей детектора на основе микросхемы семейства Medipix по краю спектра рентгеновской трубки на произвольной энергии с одновременной энергетической калибровкой детектора.
3. Впервые детекторы на основе микросхемы Timerix и чувствительным объемом из арсенида галлия толщиной 300 мкм и 500 мкм применены для мультиэнергетического рентгеномографического исследования.

4. Разработана новая процедура комплексной механической юстировки микротомографа MARS.
5. Проведены томографические сканирования серии геологических и медицинских образцов с применением детектора Medipix.
6. Продемонстрирован способ повышения качества идентификации веществ с помощью сегментации реконструированного изображения образца на основе зависимости линейного коэффициента ослабления от энергии.
7. Впервые предложена и реализована идея трехслойного детектора на основе микросхем Timerix с чувствительными объемами из кремния, арсенида галлия и теллурида кадмия.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Идентифицированы рентгеноконтрастные вещества Ca, I, Gd, Au с концентрациями 240 мг/мл, 18 мг/мл, 8 мг/мл, 8 мг/мл с помощью метода мультэнергетической рентгеновской томографии с применением детектора на основе микросхемы Timerix.
2. В три раза сокращено время сканирования за счет увеличения количества энергетических измерений, получаемых за одну экспозицию, с применением трехслойного детектора на основе микросхем Timerix с чувствительными объемами из кремния, арсенида галлия и теллурида кадмия по сравнению с тремя независимыми сканированиями.
3. Достигнуто энергетическое разрешение 2.2% в диапазоне энергий от 20 до 55 кэВ для гибридного полупроводникового детектора на основе микросхемы Timerix с чувствительным объемом из арсенида галлия толщиной 1000 мкм благодаря применению метода выравнивания энергетических порогов пикселей детектора по краю спектра рентгеновской трубки.
4. Дисперсия носителей заряда, образовавшихся в результате поглощения фотона с энергией 18 кэВ в детекторе на основе микросхемы Timerix с чувствительным объемом из арсенида галлия толщиной 1000 мкм при напряжении -500 В, вблизи пикселей составляет 12.6 мкм, что показано совместным анализом результатов моделирования методом Монте-Карло и экспериментальных измерений.

5. В рентгеновском микротомографе MARS достигнуто пространственное разрешение 80 мкм за счет применения процедуры комплексной механической юстировки.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на:

1. Балтийская школа-семинар «Петромодель2013»,
<http://www.petromodel.ru/>, Петергоф, Ленинградская область, 16-20 сентября 2013 г.
2. Всероссийская научная конференция «Практическая микротомография»,
<http://www.microctconf.com/>, Москва, 2-4 октября 2013 г.
3. Балтийская школа-семинар «Петромодель2014»,
<http://www.petromodel.ru/>, Петергоф, Ленинградская область, 15-19 сентября 2014 г.
4. Всероссийская научная конференция «Практическая микротомография», <http://www.microctconf.com/>, Санкт-Петербург, 1-4 октября 2014 г.
5. XVIII международная конференция молодых ученых и специалистов, Дубна, 24-28 февраля 2014 г.
6. LINC – Leipzig Interventional Course,
<http://www.leipzig-interventional-course.com>, Leipzig, Germany, 26-29 January 2016.
7. 6-я Санкт-Петербургская школа (с международным участием) по диагностике и лечению атеросклероза, Санкт-Петербург, 25–26 февраля 2016 г.
8. ESVS Spring Meeting 2016, Institute of Child Health University College, London, UK, 13-14 May 2016.
9. IWORiD-2016, Barcelona, Spain, 3-7 July 2016.
10. XVII международная конференция "Физико-химические и петрофизические исследования в науках о Земле Москва, ИФЗ РАН, 26-30 сентября 2016 г.
11. LASNPA-WONP-NURT 2017, Havana, Cuba, 23-27 October 2017.
12. Совещание коллаборации Medipix, CERN, Geneva, Switzerland, 14-15 March 2018.
13. IWORiD-2018, Sunsvall, Sweden, 24-28 June 2018.

14. MARS spectral CT workshop, New Zealand, Christchurch, 7-8 November 2018.
15. Nuclear Science Symposium (NSS) and Medical Imaging Conference (MIC), Sydney, Australia, 10-17 November 2018.

Личный вклад. Автор разработал инструментарий для моделирования отклика гибридного полупроводникового детектора на основе микросхем Medipix и провел сравнение его предсказаний с экспериментальными измерениями. Автор предложил метод выравнивания энергетических порогов пикселей детектора на основе микросхемы семейства Medipix с одновременной энергетической калибровкой детектора. Автор предложил одновременно использовать несколько детекторов на основе микросхем семейства Medipix с чувствительными объемами из кремния, арсенида галлия и теллурида кадмия, объединяя их в трехслойный детектор. Автор разработал методику рентгеномногографического сканирования, методику предварительной обработки данных мультиэнергетической рентгеновской томографии, методику обработки реконструированных спектральных изображений и определения пространственного распределения веществ, а также программное обеспечение: для управления томографом; для предварительной обработки данных спектрального рентгеномногографического сканирования; для анализа реконструированных спектральных изображений и декомпозиции их на базисные вещества. Автор внёс существенный вклад в разработку методики механической юстировки микротомографа MARS. Автор провел сканирование серии геологических и медицинских образцов.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 25 печатных изданиях, 5 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК, 12 — в тезисах докладов.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, шести глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 133 страницы, включая 66 рисунков и 2 таблицы. Список литературы содержит 89 наименований.

Глава 1. Рентгеновская томография

1.1 Основы рентгеновской томографии

Введение

С момента открытия рентгеновских лучей, позволяющих изучать внутреннюю структуру, и преобразования Радона, позволяющего восстановить исходную функцию по набору интегральных проекций, прошло больше полувека до появления первого коммерческого томографа. Это связано как с совершенствованием вычислительной техники, так и с развитием источников рентгеновского излучения, появлением новых алгоритмов математической реконструкции и общим уровнем технического прогресса. Современная РТ в техническом плане проделала огромный путь с момента появления. В настоящее время РТ используется в промышленности, медицине, геологии и т.п., предъявляя высокие требования к источникам рентгеновского излучения, детекторам, точности механических перемещений, вычислительным мощностям и методам реконструкции.

В общих чертах принцип РТ заключается в том, что с помощью методов вычислительной реконструкции по набору теневых рентгеновских проекций, может быть восстановлено пространственное распределение рентгеновской плотности исследуемого объекта. Далее будут более подробно рассмотрены отдельные основополагающие вопросы, связанные с РТ.

1.1.1 Источники рентгеновского излучения, применяемые в томографии

Существуют различные источники рентгеновского излучения, но для применения в РТ подходят только те из них, что обладают достаточной интенсивностью излучения: ускорители частиц и рентгеновские трубки.

В ускорителях частиц рентгеновское излучение линейчатого спектра на фоне слабого непрерывного спектра возникает в результате бомбардировки мишени протонами, ионами гелия или более тяжелыми ионами с энергией несколько МэВ на нуклон. При этом могут использоваться электростатические генераторы или циклические ускорители.

Высоко интенсивным источником мягкого рентгеновского излучения является синхротрон. Производимое им излучение имеет широкий непрерывный спектр, сильно поляризовано, коротко-импульсное, его яркость на несколько порядков выше яркости рентгеновских трубок и определяется формулой [15]:

$$I(\varepsilon) \propto \frac{\varepsilon_e^4 H^2}{R^2}, \quad (1.1)$$

где I – интенсивность излучения, ε_e – энергия электронов, R – расстояние от источника электронов по касательной к орбите.

При этом, из широкого непрерывного спектра может быть отобрано квази-монохроматическое излучение. Обладая рядом неоспоримых преимуществ синхротронные источники имеют серьезные недостатки: труднодоступность, загруженность и высокая стоимость проводимых исследований. В некоторых случаях недостатком может являться не достаточно высокая энергия рентгеновского излучения, как правило не превышающая нескольких десятков кэВ.

Наиболее доступным и широко распространенным источником рентгеновского излучения применяемым в РТ для лабораторных исследований и практического применения являются рентгеновские трубки. В простейшем случае рентгеновская трубка представляет из себя стеклянную колбу, со впаянными внутрь катодом и анодом, из которой до высокой степени вакуума откачен воздух. Рентгеновское излучение образуется в результате бомбардировки анода электронами, испущенными катодом и ускоренными разностью потенциалов между катодом и анодом. Напряжение между электродами может достигать нескольких сотен киловольт. В микрофокусных трубках пучок электронов фокусируется до малых размеров, вплоть до долей микрометра. Различают трубки с прострельным анодом, представляющий из себя тонкий слой вещества, нанесенного на окно трубки, и массивным анодом, расположенным под углом к пучку электронов. Спектр излучения рентгеновской трубки является непрерывным, складывается из тормозного и характеристического спектров, и определяется материалом анода и может быть изменен с помощью дополнительных фильтров.

1.1.2 Взаимодействие рентгеновского излучения с веществом

Как и любое другое электромагнитное излучение, рентгеновское излучение характеризуется не только интенсивностью, но также частотой монохроматического излучения или спектром частот полихроматического излучения, фазой и поперечной поляризацией.

Взаимодействуя с веществом, рентгеновское излучение ослабевает и его интенсивность уменьшается за счет двух механизмов:

1. Фотоэлектрическое поглощение (фотоэффект).
2. Рассеяние, которое делится на:
 - а) упругое не когерентное рассеяние (релеевское/томсоновское);
 - б) упругое когерентное рассеяние;
 - в) неупругое рассеяние (комpton-эффект).

В результате фотоэффекта фотон поглощается атомом, который испускает электрон, при этом:

$$E_{\gamma} = E_e + E_i, \quad (1.2)$$

где E_{γ} – энергия налетающего фотона, E_e – кинетическая энергия вылетевшего электрона, E_i – энергия ионизации.

Сечение фотоэлектрического поглощения приближенно описывается формулой [15]:

$$\sigma_{\text{ф}}(E) = C \frac{Z^4}{E^3}, \quad (1.3)$$

где C – коэффициент пропорциональности, Z – заряд ядра, E – энергия налетающего фотона. Это сечение быстро убывает с увеличением энергии и при очень больших энергиях ослабление рентгеновского излучения за счет фотоэффекта становится малым, по сравнению с ослаблением за счет других эффектов. Поэтому ослабление рентгеновского излучения за счет фотоэффекта характерно для мягкого рентгеновского излучения. При этом вероятность фотоэффекта скачкообразно возрастает, когда энергия фотонов становится больше энергии ионизации электронов с более глубокой электронной оболочки. Скачки перестают наблюдаться, как только энергия фотонов становится больше энергии ионизации с К-оболочки – этот скачок в спектре поглощения называют К-краем.

Поскольку количество электронных оболочек растет с увеличением порядкового номера Z элемента, вероятность поглощения в результате фотоэффекта также сильно увеличивается с ростом Z и при равном числе атомов в единице объёма вещества в случае, если энергия фотонов больше энергии ионизации К-оболочки, примерно пропорционально Z^5 .

В результате фотоэффекта обдирается наиболее глубокая электронная оболочка и образуется вакантное место. При переходе менее связанного электрона на вакантный уровень выделяется энергия, которая может привести к вылету Оже электронов или испусканию характеристического фотона. В общем случае часть энергии уносится Оже электронами, часть в виде характеристического излучения, имеющего линейчатый спектр. Поскольку в легких атомах электроны менее связаны с ядром, для них более вероятно испускание Оже электрона, в то время как с ростом порядкового номера Z элемента растет вероятность испускания характеристического фотона.

С увеличением энергии возрастает вероятность рассеяния. Для мягкого рентгеновского излучения в диапазоне энергий, применяемых в медицинской томографии и рентгеновской микротомографии преобладает рассеяние за счет эффекта Комптона. Такое рассеяние не приводит к поглощению фотона: в результате упругого взаимодействия фотона с электроном, ему передается часть энергии, а фотон меняет направление. Вероятность комптоновского рассеяния обратно пропорциональна энергии фотона и прямо пропорциональна порядковому номеру Z элемента.

Суммарное ослабление потока моноэнергетических фотонов подчиняется закону Бугера-Ламберта-Бэра:

$$I = I_0 e^{-\mu x}, \quad (1.4)$$

где I – интенсивность прошедшего излучения, I_0 – интенсивность падающего излучения, x – толщина вещества, на котором происходит ослабление, μ – линейный коэффициент ослабления.

В случае полихроматического излучения и сложного состава и структуры объекта, через который проходит рентгеновское излучение, закон Бугера-Ламберта-Бэра может быть обобщен:

$$I = \int_E I_0(E) e^{-\int_x \mu(x,E) dx} dE, \quad (1.5)$$

где E – энергия излучения.

1.1.3 Детекторы рентгеновского излучения

В отличие от рентгенографии, где до сих пор иногда используются фотопластинки для регистрации и визуализации теневой проекции, в РТ применяются цифровые детекторы рентгеновского излучения. Общий принцип работы таких детекторов состоит в том, что в результате взаимодействия рентгеновского излучения с чувствительным объемом детектора возникает электрический сигнал, который фиксируется электроникой детектора. Такие детекторы делятся на два типа – с прямой и косвенной регистрацией излучения.

В настоящее время в РТ более широкое распространение получили детекторы с косвенной регистрацией рентгеновского излучения, состоящей из двух стадий. На первой стадии рентгеновское излучение поглощается в слое сцинтиллятора, в котором оно преобразуется в видимый свет. На второй стадии видимый свет конвертируется в электрический заряд, собираемый считывающей электроникой. Такие детекторы обладают рядом преимуществ – стоимость, эффективность регистрации падающего излучения, отлаженная технология производства. Вместе с тем они не лишены серьезных недостатков: низкое пространственное разрешение, вклад фотона в общий сигнал зависит от его энергии и тем выше, чем больше энергия.

В последние годы все большее внимание уделяется детекторам с прямой регистрацией излучения. В таких детекторах не происходит промежуточной конверсии в видимый свет. Вместо этого регистрируемый фотон поглощается в объеме детектора производя электрон-дырочные пары. Чтобы собрать образовавшийся заряд к двум сторонам сенсора прикладывается разность потенциалов. В результате движения зарядов к обкладкам сенсора на считывающих электродах возникает ток, который регистрируется электроникой. Прикладываемое к сенсору напряжение должно быть достаточно велико: во-первых, чтобы растащить электроны и дырки до того, как они рекомбинируют; во-вторых, чтобы собрать сигнал достаточно быстро; в-третьих, чтобы избежать поперечного расширения облака зарядов в результате диффузии во время дрейфа. Пространственное разрешение таких детекторов во многом определяется электроникой считывания и размером пикселя детектора.

Для детекторов с прямой регистрацией рентгеновского излучения необходимо учитывать некоторые эффекты, которые влияют на пространственное и

энергетическое разрешение. Во-первых, не всегда энергосодержание в результате взаимодействия фотона с веществом детектора локализовано в малой области. В некоторых случаях часть энергии уносится флюоресцентным фотоном, в результате чего сигнал делится на несколько пикселей, при этом ухудшается пространственное и энергетическое разрешение. Во-вторых, энергосодержание может быть не полным, либо не локализованным в результате комптоновского рассеяния, что также приводит к ухудшению пространственного и энергетического разрешения. В-третьих, образовавшееся облако электронов и дырок в результате кулоновского расталкивания и диффузии расширяется по мере дрейфа. Это приводит к тому, что сигнал наводится на несколько пикселей, делясь между ними. Даже если размер облака меньше размера пикселей, этот эффект все равно имеет место быть, когда точка взаимодействия находится вблизи границы пикселей. В-четвертых, сигнал от одного фотона может наложиться на сигнал от другого фотона, если временной интервал между их детектированием окажется меньше времени интегрирования первого сигнала. При этом сигнал будет интерпретирован как единичный с суммарной амплитудой, что также приводит к ухудшению энергетического разрешения.

1.1.4 Методы вычислительной реконструкции

Методы вычислительной реконструкции можно разделить по способу получения изображения внутренней структуры образца по набору теневых проекций на прямые и итеративные.

Прямые алгоритмы выполняются за один шаг и в свою очередь делятся на два типа: условно-точные (основанные на преобразовании Радона или Фурье-преобразовании) и приближенные (основанные на обратном проецировании с фильтрацией).

Итеративные алгоритмы выполняются за несколько шагов, являются приближенными алгоритмами и делятся на алгебраические, статистические и основанные на математической модели.

Алгебраические методы основаны на последовательном приближении реконструируемого изображения с помощью вычисления поправок, путем прямого и обратного проецирования. К алгебраическим методам относятся: ART,

SART, SIRT, MART, OS-SART и т.п. Эти методы не учитывают статистическую информацию, основаны на обратном проецировании, но лучше работают с неполными и неравномерными наборами данных.

Статистические методы в своей основе опираются на тот факт, что количество излучаемых рентгеновской трубкой фотонов, количество прошедших через объект фотонов и количество зарегистрированных фотонов имеет пуассоновское распределение. По способу реализации статистические методы могут быть основаны на максимизации правдоподобия (MLEM, OSEM, OSC и т.д.) или методе наименьших квадратов (WLS, P-WLS, CS-WLS, ICD и т.д.).

Алгоритмы, основанные на математической модели учитывают такие параметры, как размер фокусного пятна рентгеновской трубки, размер пикселя детектора, спектр рентгеновского излучения, априорную информацию об исследуемом объекте. К достоинствам таких алгоритмов относится увеличение отношения сигнал-шум изображения при сохранении пространственного разрешения, что позволяет снизить дозу при равном отношении сигнала к шуму, улучшение качества реконструкции, в частности устранение эффекта ужесточения пучка. Недостатком таких алгоритмов является низкая скорость работы и возможная потеря деталей при неправильном задании свойств исследуемого объекта.

1.1.5 Мультиэнергетическая рентгеновская томография

В традиционной РТ разделение материалов исследуемого объекта производится на основании различий линейного коэффициента ослабления рентгеновского излучения и сравнения его с эталонным [16]. Эта методика основана на том факте, что линейный коэффициент ослабления рентгеновского излучения зависит от атомного номера элемента. Кроме того, линейный коэффициент ослабления зависит от энергетического спектра рентгеновского излучения, и эта зависимость индивидуальна для каждого химического элемента в силу наличия характеристических линий в спектре поглощения фотонов веществом. Благодаря этому различные вещества могут быть идентифицированы с помощью РТ при использовании информации об изменении поглощения рентгеновского излучения веществом в зависимости от энергии этого излучения. В 70-е годы бы-

ли высказаны идеи двухэнергетической РТ: проведение двух томографических сканирований с различным спектром рентгеновского излучения. К тому же периоду относятся первые опыты в данном направлении. Однако, несовершенство детектирующего оборудования и источников излучения препятствовали применению и развитию данной методики. Ещё одной проблемой, с которой сталкивались первые экспериментаторы, была необходимость проводить два отдельных сканирования. Данная методика нашла применение с появлением компьютерных томографов с двумя рентгеновскими источниками, при этом стали широко использоваться рентгеноконтрастные вещества, которые стало легче идентифицировать.

Благодаря современным разработкам в области электроники детектирующей системы, практически достигнута нижняя граница шума изображения, определяемая количеством зарегистрированных фотонов и равная Пуассоновскому шуму. Реализовать такие детекторы со счетом отдельных фотонов удалось в частности коллаборации Medipix в ЦЕРНе[17; 18]. Работы по созданию микротомографа с использованием детекторов на основе микросхемы Medipix3 ведутся с 2008 года[14]. Благодаря заложенной в детектор возможности дифференциации фотонов по энергии, стало возможно идентифицировать химические элементы по К-краю характеристического спектра[19–21].

1.1.6 Методы идентификации материалов

Возможность идентификации материалов с помощью метода спектральной томографии опирается на тот факт, что ЛКО зависит от энергии. В диапазоне от 1 до 200 кэВ основную роль играет фотоэффект и комптоновское рассеяние, а зависимость ЛКО от энергии является монотонной спадающей функцией, не считая скачков на К- и L-краях. Основы теории идентификации материалов были заложены в 70х годах для двухэнергетической РТ [22]. В первых работах предлагалось на основе данных о поглощении для двух энергий производить разложение на две компоненты: плотность / заряд ядра [22], на два базисных материала [23], на поглощение за счет фотоэффекта и эффекта Комптона [24]. Разложение исходных проекционных данных обладает теоретическим преимуществом, заключающемся в возможности устранить эффект ужесточения пуч-

ка. Однако на практике устранить этот эффект полностью не удастся, из-за несовершенности калибровки [25].

Второй класс алгоритмов производит разложение по реконструированным изображениям для разных диапазонов энергии излучения. Этот класс алгоритмов проще реализовать, и как правило такие алгоритмы работают быстрее. Они также позволяют произвести разложение на пару компонент: плотность / заряд ядра [26], на два базисных материала [27].

Третий класс алгоритмов использует информацию о спектре зарегистрированного излучения в процессе реконструкции, уточняя разложение на каждой итерации [28—30]. Это возможно в рамках статистической реконструкции на основе математической модели.

Мультиэнергетическое сканирование позволяет провести разложение более чем на две базисных компоненты и определить несколько веществ одновременно. Особенное преимущество связано с идентификацией материалов с большим зарядом ядра, благодаря тому что в их характеристическом спектре поглощения в диапазоне энергии излучения от 1 до 155 кэВ присутствует К-край. Разбиение спектра на несколько частей позволяет идентифицировать такие вещества [19—21; 31; 32]. Для лучшей идентификации веществ по К-краю важно оптимальное разбиение спектра [33; 34].

1.2 Детекторы частиц на основе микросхем семейства Medipix

Введение

Исходной идеей коллаборации Medipix1, основанной в 1990-х годах на базе ЦЕРН, было создание детектора, работающего по принципу фотокамеры, регистрирующей и считающей каждую отдельную частицу, попадающую в пиксель детектора в то время, как открыт электронный затвор. Это позволяет создать детектор с высоким пространственным разрешением, высоким контрастом и предельно низким уровнем шума, что делает его уникальным для радиографии.

Детектор, разработанный коллаборацией Medipix, является гибридным пиксельным детектором. Это означает, что он состоит чувствительного объема, в котором происходит образование электрического заряда при попадании частицы, и микросхемы, произведенных независимо и соединенных с помощью пайки методом перевернутого кристалла [35; 36]. В качестве электроники считывания выступают разработанные коллаборацией микросхемы семейства Medipix: Medipix1 [37], Medipix2 [38], Timerix1 [12], Medipix3(RX) [4], Timerix3 [39] (в настоящее время ведутся разработки 4-го поколения микросхем: Timerix4 и Medipix4), основанные на общих идеях. В качестве рабочего объема может выступать полупроводник, газовая камера и др. Благодаря этому стало возможным создание детектора рентгеновских изображений с прямой конвертацией гамма квантов в электрический сигнал с высокой эффективностью, поскольку может использоваться не только кремний, но и другие материалы с более высоким зарядом ядра и соответственно лучшей эффективностью поглощения рентгеновского излучения. В качестве таких материалов наибольшее распространение получили теллурид кадмия и арсенид галлия.

1.2.1 Medipix1

В рамках коллаборации Medipix1 на основе микросхемы Omega3 [40], разработанной для трековых детекторов, была создана микросхема Medipix1, которая является первой микросхемой большой площади на основе счета отдельных фотонов, произведенной по КМОП технологии, для радиографии. Она представляет из себя матрицу из 64×64 идентичных пикселей размером $170\mu m \times 170\mu m$. Каждый такой пиксель состоит из предусилителя, дискриминатора, и псевдослучайного счетчика разрядностью 15 бит и может считать события, когда сигнал превышает заданный порог при открытом электронном затворе. Из-за небольших различий, коэффициент усиления предусилителя может отличаться от пикселя к пикселю, поэтому для выравнивания порогов в каждом пикселе имеется возможность осуществить локальную корректировку порога дискриминатора с помощью 3 подстроечных битов. Детекторы на основе микросхемы Medipix1 продемонстрировали потенциал технологии получения рентгеновских изображений на основе принципа счета одиночных фотонов и её

применения в радиографии. Первая микросхема Medipix1 была произведена в 1997 году и в настоящее время уже перестала быть коммерчески доступной.

1.2.2 Medipix2

Второе поколение микросхемы Medipix2 [38] выполнено по $0.25\mu m$ КМОП технологии, состоит из 256×256 пикселей размером $55\mu m \times 55\mu m$. В каждом пикселе имеется 14-ти битный псевдослучайный счетчик с максимальным значением 11810. В отличие от первого поколения, микросхема Medipix2 имеет 2 дискриминатора, что позволяет ему работать в режиме "окна": считать фотоны с энергией выше нижнего и ниже верхнего порогов. Для каждой локальной корректировки каждого порога имеются 3 подстроечных бита. Кроме радиографии, детекторы на основе микросхем Medipix2 нашли применение для регистрации света в видимом и ближнем к видимому диапазону, астрофизике, электронной микроскопии, образовании и т.п. Основанная в 1999 году коллаборация Medipix2 существует и в настоящее время, а микросхемы Medipix2 остаются коммерчески доступными.

1.2.3 Timerix

Важным результатом коллаборации Medipix2 стала разработка и производство в 2006 году вариации микросхемы под названием Timerix(1) [12], сходной с Medipix2 общей концепцией, размерами пикселей и самой микросхемы, но отличающимся функционалом. Как и микросхема Medipix2, каждый пиксель микросхемы Timerix может работать в режиме счета фотонов "Medipix". Кроме того, имеются два других режима работы: измерение времени, когда сигнал превышает заданный порог – Time-Over-Threshold (ТОТ), и измерение времени между открытием электронного затвора и моментом, когда сигнал впервые превышает заданный порог, т.е. время прилета частицы – Time-Of-Arrival (ТОА). В силу реализации микросхемы, время превышения сигналом порога пропорционально образовавшемуся в рабочем объеме заряду и соответственно энергии

частицы. Микросхема Timerix имеет один дискриминатор и 4 подстроечных бита в каждом пикселе.

1.2.4 Medipix3

Коллаборация Medipix3 продолжила работу над развитием микросхем семейства Medipix и разработала микросхемы Medipix3(RX) [4] и Timerix3 [39]. Переход на $130nm$ КМОП технологию позволил существенно увеличить функциональные возможности микросхем. Микросхема Medipix3 работает в покадровом режиме, но в отличие от предыдущих поколений имеет два счетчика в каждом пикселе размером 12 бит. Микросхема может быть сконфигурирована для последовательной работы счетчиков: в то время как один счетчик считает события, второй доступен для вычитывания электроникой, что позволяет свести мертвое время детектора к нулю. Также два счетчика могут быть объединены в один счетчик размером 24 бита. Для улучшения энергетического разрешения, количество подстроечных битов для каждого порога увеличено до 5. Существенным прорывом стала реализация режима суммирования заряда в соседних пикселях. Дело в том, что из-за эффекта разделения заряда на несколько пикселей в силу малых геометрических размеров пикселя, наличия флюоресценции и диффузии заряда во время дрейфа, сигнал может разделиться на несколько пикселей, что приводит к множественному счету и ухудшению энергетического разрешения. Благодаря технологии суммирования заряда негативный эффект разделения заряда на несколько пикселей может быть значительно подавлен. Ещё одним нововведением стала возможность распайки микросхемы с удвоенным шагом ($110\mu m$), при этом в каждом таком супер-пикселе становится доступно 8 порогов, что делает доступным мультиэнергетические (спектральные) измерения в радиографии. Кроме того, в микросхеме Medipix3 имеется возможность настроить коэффициент усиления с помощью 2 специальных битов. Первые две итерации микросхемы Medipix3.0 и Medipix3.1 имели существенные технические недостатки, которые были устранены в микросхеме Medipix3RX.

1.2.5 Timerix3

В микросхеме Timerix3 [39] реализован новый, отличающийся от покадрового, режим работы, в котором события обрабатываются и передаются для чтения сразу после их возникновения. Такой подход позволяет увеличить максимальную загрузку детектора до $40 \frac{\text{МГц}}{\text{см}^2}$ и уменьшить поток передаваемой информации. При этом для каждого события регистрируется время возникновения сигнала и время превышения порога сигналом. По сравнению с микросхемой Timerix1 в несколько раз улучшено временное разрешение.

1.2.6 Сравнение наиболее важных для РТ характеристик микросхем

Все эти микросхемы успешно применяются для радиографии в той или иной мере. Наиболее важными характеристиками детектора, применительно к спектральной рентгенографии в целом и томографии в частности, являются: пространственное разрешение, энергетическое разрешение, количество энергетических интервалов, предельная допустимая интенсивность излучения. Эти характеристики зависят как от материала рабочего объема детектора, так и от электроники считывания: шаг между пикселями, шум и коэффициент усиления предусилителя, разрядность дискриминатора и счетчика, количество счетчиков, наличие режима суммирования заряда и способ измерения энергии частицы.

Для удобства сравнения наиболее важные характеристики микросхем приведены в таблице 1.

Таблица 1 — Сравнение наиболее важных для рентгенографии характеристик микросхем семейства Medipix.

	Medipix2	Timepix1		Medipix3RX		Timepix3	
режим	Medipix	Medipix	TOT	Medipix	Medipix супер-пиксель	Medipix & суммарный TOT	TOT & TOA
размер пикселя	$55 \times 55 \mu m^2$	$55 \times 55 \mu m^2$		$55 \times 55 \mu m^2$	$110 \times 110 \mu m^2$	$55 \times 55 \mu m^2$	
количество пикселей	256×256	256×256		256×256	128×128	256×256	
количество порогов по энергии	2	1	-	2	8	1	-
количество счетчиков	1	1		2	8	1	
измерение энергии каждой частицы	нет	-	да	-		-	да
разрядность счетчика, бит	14	14		12		10 (Medipix) + 14 (TOT)	10 (TOT) + 18 (TOA)
количество подстроечных битов	3	4		5		4	
шум предусилителя, e^-	80	75		85	180	90	
суммирование заряда		-		да	да	-	-
предельная загрузка, $\frac{kGz}{\text{пиксель}}$	100	100	<0.01	100		100	≈ 0.6

Глава 2. Моделирование отклика гибридного полупроводникового детектора на основе микросхемы семейства Medipix методом Монте-Карло

Введение

Характеристики детектора на основе микросхемы семейства Medipix с чувствительным объемом из полупроводника, такие как эффективность регистрации частиц, пространственное и энергетическое разрешения, зависят от многих параметров: материал полупроводника, приложенное к нему напряжение, размер пикселя, характеристики предусилителя, тип и энергия регистрируемой частицы. Вместе с тем, стоимость изготовления рабочего объема, микросхемы и детектора в сборе достаточно велика. Моделирование позволяет сократить расходы и время на подбор оптимального материала, его толщины и типа микросхемы, в зависимости от задачи и требований к характеристикам детектора. Не менее важным может оказаться применение моделирования в задаче мультэнергетической томографической реконструкции: с помощью моделирования может быть рассчитана функция энергетического и пространственного отклика детектора. Учет этих функций в составе оператора прямого проецирования позволит более точно описать измеренные данные, а значит и провести более точную реконструкцию. Кроме того, моделирование позволяет оценить влияние и вклад различных процессов и параметров детектора в энергетическое и пространственное разрешение.

В первом подразделе данной главы представлено описание математической модели детектора на основе микросхемы семейства Medipix и процесса транспортировки заряда в чувствительном объеме из полупроводника. Во втором подразделе приведены результаты верификации моделирования по измерениям на синхротронном источнике.

2.1 Математическая модель

Модель детектора представляет из себя слой чувствительного объема площадью $14.1 \times 14.1 \text{ см}^2$ заданной толщины на основе полупроводника (Si, GaAs, CdTe) и слой из кремния, соответствующий микросхеме семейства Medipix. С одной стороны чувствительный объем покрыт металлизацией из никеля толщиной 1 мкм, а с другой стороны чувствительного объема расположены контактные площадки под пиксели размером $45 \times 45 \text{ мкм}^2$ и шагом 10 мкм. Между чувствительным объемом и микросхемой под каждым пикселем расположены контакты в виде шариков из индия диаметром 30 мкм. К металлизации и пикселям приложено напряжение U_{bias} , создающее электрическое поле E в чувствительном объеме.

Для каждого события взаимодействия частицы с веществом чувствительного объема сохраняется информация о пространственном распределении величины энерговыделения (см. Рисунки 2.1, 2.2, 2.3, 2.4), полученная с помощью набора библиотек Geant4[41]. Учитываются следующие основные физические процессы: фотоэффект, комптоновское рассеяние, флюоресценция, эффект Оже. Эти эффекты влияют на пространственное и энергетическое разрешение детектора. Так, в некоторых случаях, фотон флюоресценции может дать сигнал в соседнем пикселе (см. Рисунок 2.2). А фотон с большой энергией, рассеявшийся на большой угол, может дать сигнал довольно далеко от точки первого взаимодействия (см. Рисунок 2.3).

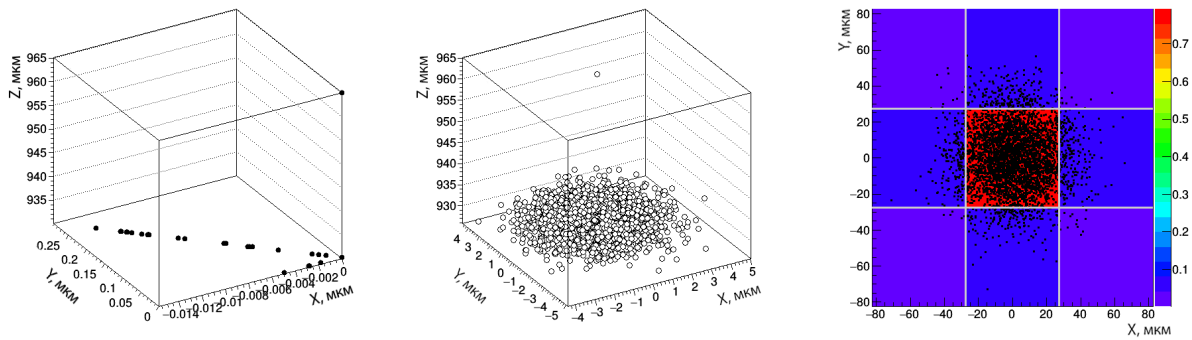


Рисунок 2.1 — Моделирование регистрации фотона детектором с чувствительным объемом из GaAs(толщина 1000 мкм, при напряжении -500 В) и диффузии заряда в процессе дрейфа. Энергия фотона 20 кэВ. Фотон летит вдоль оси проходящей через центр пикселя $t.(0,0)$ перпендикулярно плоскости детектора. Слева – энерговыведение в чувствительном объеме, посередине – образовавшееся облако электрон-дырочных пар, справа – распределение заряда вблизи пикселей детектора (цвет пикселей соответствует доли заряда, приходящейся на этот пиксель). Пример характерного события.

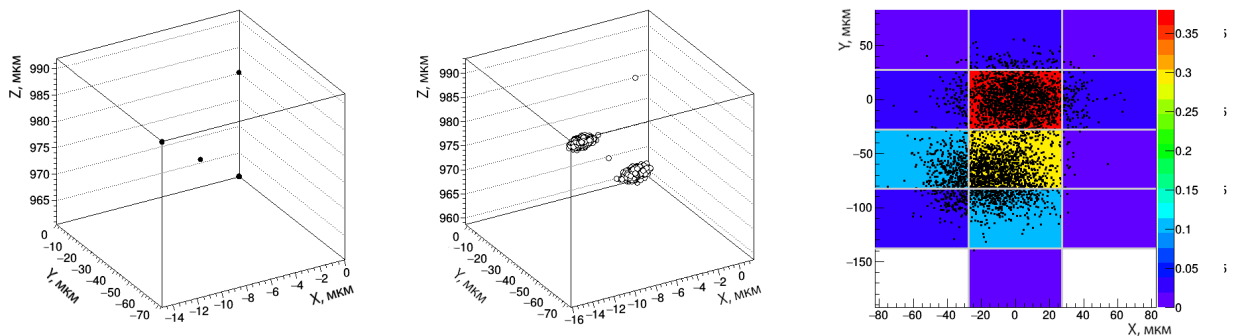


Рисунок 2.2 — Моделирование регистрации фотона детектором с чувствительным объемом из GaAs(толщина 1000 мкм, при напряжении -500 В) и диффузии заряда в процессе дрейфа. Энергия фотона 20 кэВ. Фотон летит вдоль оси проходящей через центр пикселя $t.(0,0)$ перпендикулярно плоскости детектора. Слева – энерговыведение в чувствительном объеме, посередине – образовавшееся облако электрон-дырочных пар, справа – распределение заряда вблизи пикселей детектора (цвет пикселей соответствует доли заряда, приходящейся на этот пиксель). Пример события с фотоном флюоресценции.

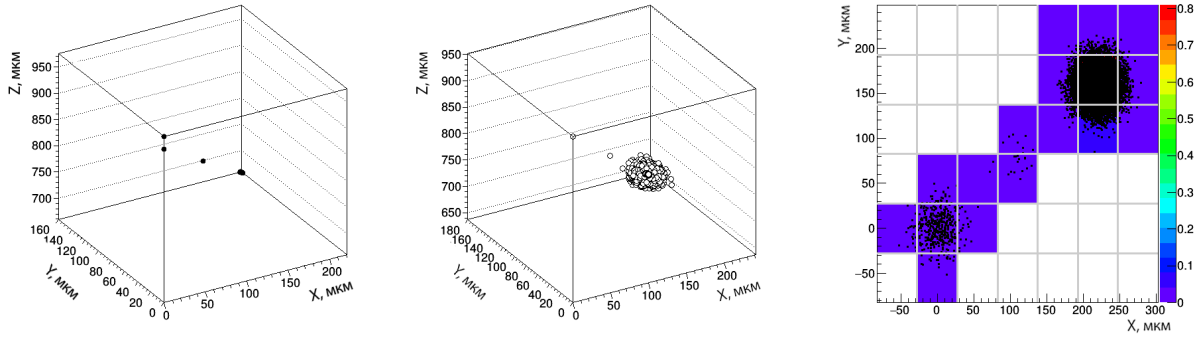


Рисунок 2.3 — Моделирование регистрации фотона детектором с чувствительным объемом из GaAs(толщина 1000 мкм, при напряжении -500 В) и диффузии заряда в процессе дрейфа. Энергия фотона 70 кэВ. Фотон летит вдоль оси проходящей через центр пикселя т.(0,0) перпендикулярно плоскости детектора. Слева – энерговыделение в чувствительном объеме, посередине – образовавшееся облако электрон-дырочных пар, справа – распределение заряда вблизи пикселей детектора (цвет пикселей соответствует доли заряда, приходящейся на этот пиксель). Пример события с КОМПТОНОВСКИМ рассеянием.

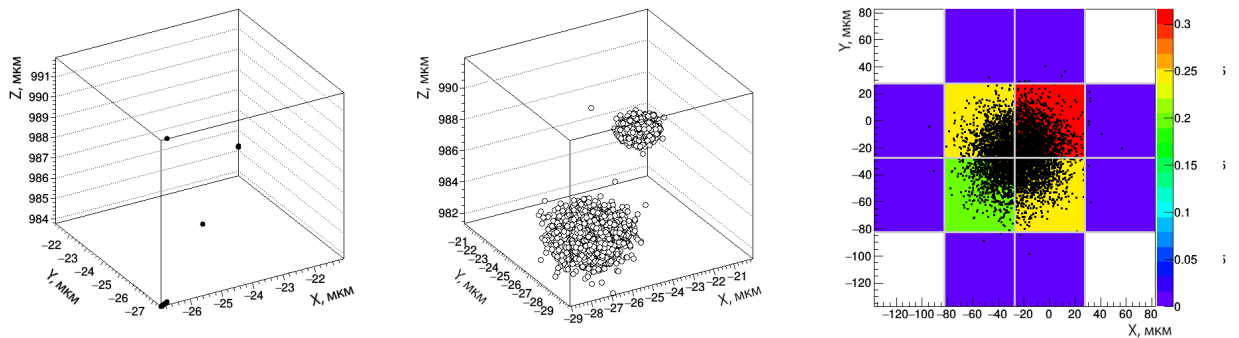


Рисунок 2.4 — Моделирование регистрации фотона детектором с чувствительным объемом из GaAs(толщина 1000 мкм, при напряжении -500 В) и диффузии заряда в процессе дрейфа. Энергия фотона 25 кэВ. Фотон летит вдоль оси проходящей через т.(-25 мкм, -25 мкм) на стыке четырех пикселей перпендикулярно плоскости детектора. Слева – энерговыделение в чувствительном объеме, посередине – образовавшееся облако электрон-дырочных пар, справа – распределение заряда вблизи пикселей детектора (цвет пикселей соответствует доли заряда, приходящейся на этот пиксель). Пример события с распределением заряда по четырем соседним пикселям.

На втором этапе, на основе информации об энерговыделении, формируется начальное распределение электрон-дырочных пар. Для каждого отдельного случая энерговыделения генерируется облако электрон-дырочных пар с нормальным распределением и дисперсией, определяемой по формуле [42]:

$$\sigma_{\text{cloud}} = AE_{\text{deposit}} \left(1 - \frac{B}{CE_{\text{deposit}} + 1} \right), \quad (2.1)$$

где $A = 1.03 \frac{\mu\text{m}}{\text{keV}}$, $B = 0.98$, $C = 0.003 \text{ keV}^{-1}$, E_{deposit} – величина энерговыделения.

Количество электрон-дырочных пар имеет пуассоновское распределение со средним значением равным отношению выделившейся энергии к энергии образования одной электрон-дырочной пары:

$$N = \frac{E_{\text{deposit}}}{E_{\text{pairProduction}}}, \quad (2.2)$$

где $E_{\text{pairProduction}}$ – энергия образования электрон-дырочной пары, на образование одной электрон-дырочной пары в арсениде галлия требуется 4.2 эВ.

В полупроводнике индивидуальные события образования электрон-дырочной пары не являются независимыми и не подчиняются статистике Пуассона. Для описания отклонения от статистики Пуассона вводится фактор Фано и используется гауссово распределение с дисперсией:

$$\sigma_N = \sqrt{fN}, \quad (2.3)$$

где f – фактор Фано, для полупроводниковых детекторов как правило $f = 0.1 \div 0.2$, для арсенида галлия $f = 0.14$ [43].

Образовавшиеся носители заряда дрейфуют под воздействием электрического поля, в следствии приложенного к чувствительному объему напряжения. При этом носители заряда в процессе дрейфа диффундируют в сторону меньшей концентрации, что приводит к уширению облака зарядов. При этом отдельные электроны смещаются на расстояние, определяемое гауссовым распределением с дисперсией [44]:

$$\sigma_{\text{диффузии}} = \sqrt{2nDt}, \quad (2.4)$$

где $n = 3$ – число пространственных измерений, D – показатель диффузии, t – время дрейфа, с.

Показатель диффузии можно выразить следующим образом:

$$D = \frac{\mu kT}{q}, \quad (2.5)$$

где μ – подвижность носителя заряда, $\text{В} \cdot \text{м}^2/\text{с}$, k – постоянная Больцмана, Дж/К, T – температура, К, q – заряд носителя, Кл.

Время дрейфа определяется расстоянием и средней скоростью дрейфа, которую можно выразить через подвижность носителя и напряженность электрического поля:

$$t = \frac{l}{v} = \frac{l}{\mu E} = \frac{ld}{\mu U_{bias}}, \quad (2.6)$$

где l – расстояние дрейфа, м, d – толщина чувствительного объема, м.

Получаем:

$$\sigma_{\text{диффузии}} = \sqrt{2nDt} = \sqrt{6 \frac{kT}{q} \frac{ld}{U}} = C \sqrt{\frac{ldT}{U}}, \quad (2.7)$$

где $C = 0.027 [\text{Дж}^{\frac{1}{2}} \text{Кл}^{-\frac{1}{2}} \text{К}^{-\frac{1}{2}}]$.

Заряд, наведенный на пикселе движущимся носителем заряда согласно теореме Рамо-Шокли [45] может быть вычислен по формуле:

$$\Delta Q = -q\varphi(x), \quad (2.8)$$

где Q – наведенный заряд, $\varphi(x)$ – весовой потенциал в точке x , q – заряд носителя.

Тогда полный заряд Q , наведенный на пикселе всеми движущимися носителями дается формулой:

$$Q = \sum_{i=1}^N \Delta Q_i. \quad (2.9)$$

По мере дрейфа носителей заряда в полупроводнике в результате их рекомбинации и временного захвата ловушками, часть носителей не достигает электродов. Эффективность сбора заряда зависит от напряжения и толщины детектора, и для планарного детектора и одного типа носителей заряда определяется формулой [46]:

$$CCE = \frac{\mu\tau_e U_{bias}}{d^2} \left[1 - \exp\left(\frac{-d^2}{\mu\tau_e U_{bias}}\right) \right], \quad (2.10)$$

где τ_e – время жизни носителя заряда (в случае арсенида галлия – электрона).

Таким образом, с вероятностью $P = 1 - CSE$ носитель заряда рекомбинирует и не достигнет пикселя детектора. Учитывая распределение весового потенциала по глубине чувствительного объема можно пренебречь вкладом таких зарядов. Неполный сбор заряда влияет не только на энергетическую калибровку детектора, но и на энергетическое разрешение, т.к. рекомбинация – случайный процесс с пуассоновским распределением для $N * P$ рекомбинировавших зарядов.

В предусилителе к наведенному заряду подмешивается гауссов шум. Для детектора Medipix3RX его дисперсия составляет $\sigma_{\text{шум предусилителя}} \approx 100 e^-$ [4]. Коэффициент усиления, вследствие наличия производственных допусков, отличается от пикселя и имеет нормальное распределение с дисперсией: $\sigma_{\text{предусилителя}}$.

Таким образом, сигнал, наведенный на пикселях детектора пропорционален величине энерговыделения и зависит от его пространственного распределения относительно пикселей детектора. Так, например, если гамма квант попадет на границу между двух пикселей, наведенный заряд распределится между ними примерно поровну и составит половину от максимально возможного. Крайний случай – когда заряд распределится между четырьмя пикселями в случае относительно небольшой $\sigma_{\text{диффузии}}$ и на большее количество пикселей, когда $\sigma_{\text{диффузии}}$ сопоставима с размером пикселя (см. Рисунок 2.4). Этот эффект распределения заряда между соседними пикселями в английской литературе носит название charge sharing.

После предусиления сигнал дискриминируется по порогу. Согласно дизайну дискриминатора, порог задается достаточно точно, однако он варьируется от пикселя к пикселю с дисперсией $\sigma_{\text{порога}}$. В результате эффекта распределения заряда на несколько пикселей при низком пороге количество срабатываний превышает ожидаемое, а при высоком пороге ниже ожидаемого. Поэтому спектр, измеренный с помощью такого детектора в значительной степени искажается. К таким детекторам относятся Timerix, работающий в режиме счета частиц, Medipix2, Medipix3RX в режиме без суммирования заряда.

Энергетическая калибровка модели детектора осуществляется аналогично применяемой на практике: измеряется отклик детектора для серии моноэнергетических линий. Для каждой энергии излучения строится спектр наведенного заряда. Пик в спектре сопоставляется энергии излучения. По нескольким из-

мерениям строится калибровочная кривая. На Рисунке 2.5 показан пример моделирования энергетической калибровки детектора с чувствительным объемом из GaAs толщиной 500 мкм, к которому приложено напряжение -1000 В.

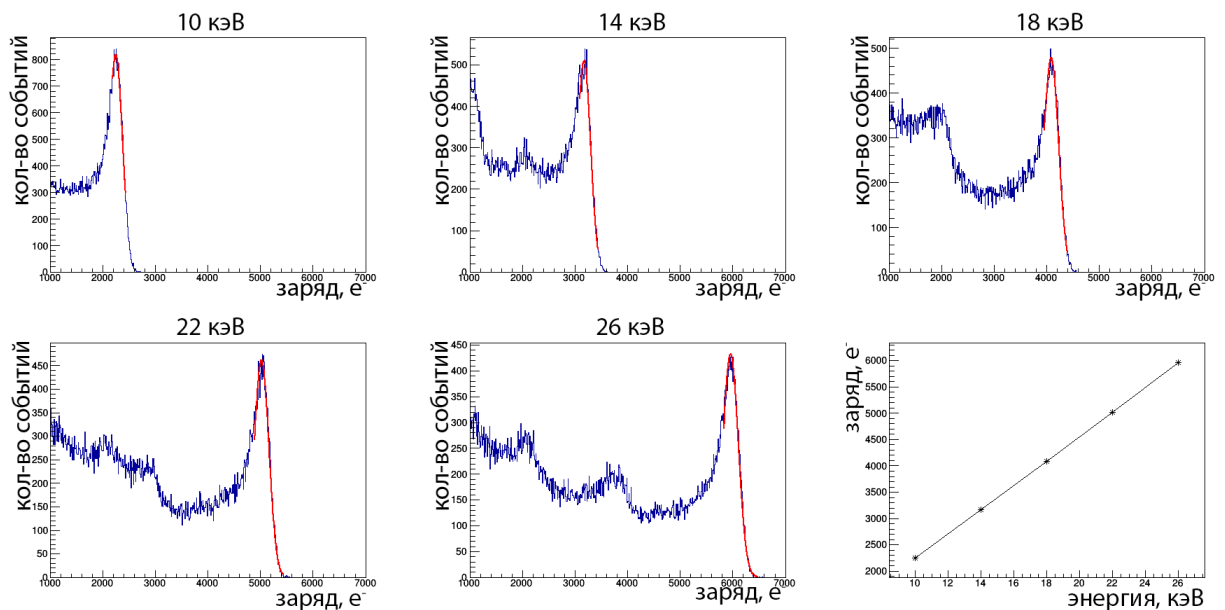


Рисунок 2.5 — Моделирование энергетической калибровки детектора с чувствительным объемом из GaAs (толщина 500 мкм, при напряжении -1000 В). Слева-направо, сверху-вниз распределения зарегистрированного заряда в результате попадания фотона с энергией 10 кэВ, 14 кэВ, 18 кэВ, 22 кэВ, 26 кэВ. На нижнем правом графике показана полученная калибровочная прямая.

На Рисунке 2.6 показан измеренный спектр моноэнергетического излучения с энергией фотонов 25 кэВ. Кроме пика, соответствующего энергии излучения, виден пик флуоресценции с энергией около 10 кэВ и пик одиночного вылета вблизи 15 кэВ, а также фон, образованный в результате эффекта распределения заряда.

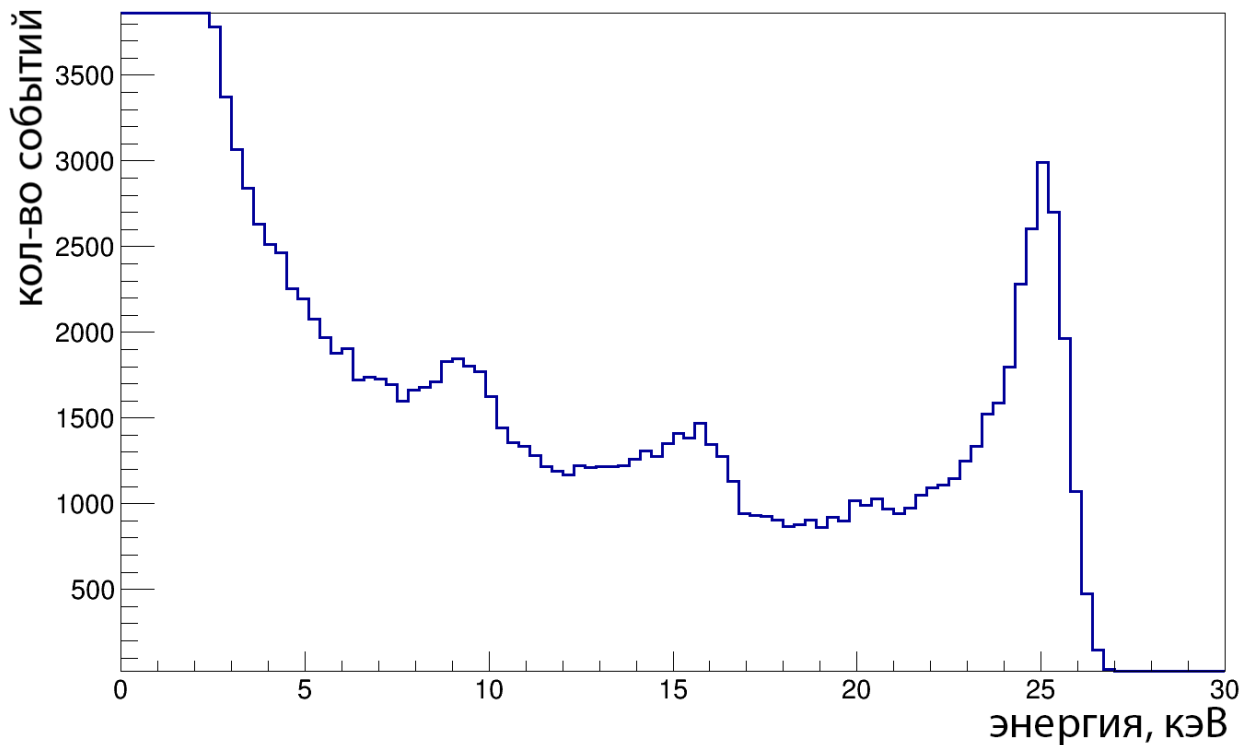


Рисунок 2.6 — Моделирование отклика детектора с чувствительным объемом из GaAs (толщина 500 мкм, при напряжении -1000 В) для моноэнергетического излучения с энергией 25 кэВ.

2.2 Проверка математической модели детектора с помощью экспериментальных данных

Для изучения эффекта распределения заряда была проведена серия измерений на синхротронном источнике VEPР-3М, расположенном в Институте ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, г. Новосибирск, Россия, на станции "Томография и микроскопия". Измерения проводились с детектором на основе электроники считывания Timerix в режиме счета частиц и чувствительным объемом из GaAs:Сг толщиной 1 мм.

Используемый монохроматор позволял выбрать энергию излучения 6-40 кэВ с шириной линии 0.072 %. С помощью коллиматора, формировался квадратный профиль пучка рентгеновского излучения площадью 10*10 мкм². Положение пучка относительно детектора задавалось путем позиционирования детектора с помощью высокоточной моторизованной платформы. Для измерения спектра излучения проводилось сканирование по порогу с последующим

Таблица 2 — Зафиксированные параметры математической модели детектора на основе микросхемы Timerix с чувствительным объемом из арсенида галлия.

Порог по энергии	6.5 кэВ
Дисперсия порога	0 кэВ
Энергия образования электрон-дырочной пары	4.2 эВ
Фактор Фано	0.14
Толщина чувствительного объема	1000 мкм
Приложенное напряжение	-500 В
Шум усилителя	100 e^-
Дисперсия коэффициента усиления	1%

дифференцированием. Перед измерениями была проведена энергетическая калибровка, при которой коллимированный пучок попадал точно в центр пикселя.

Изучение эффекта распределения заряда проводилось путем сканирования отклика детектора в зависимости от положения коллимированного пучка излучения с энергией 18 кэВ относительно одного из пикселей детектора. При этом измерялась энергия излучения в пике регистрируемого спектра и количество отсчетов выше порога в 6.5 кэВ.

Для анализа результатов измерений было проведено моделирование пиксельного детектора со счетом одиночных фотонов. Известные параметры модели детектора были зафиксированы и приведены в таблице 2.

Рассчитанное значение CSE , в случае когда фотон теряет всю энергию вблизи поверхности чувствительного объема составило $\approx 91\%$, при этом $\sigma_{\text{диффузии}} = 12.6$ мкм.

При моделировании была воспроизведена геометрия установки и профиль пучка излучения. Энергетическая калибровка модели детектора осуществлялась по аналогии с экспериментальной.

На Рисунке 2.7 представлено сравнение экспериментальной зависимости числа отсчетов от положения коллимированного пучка излучения нормированных на максимальное значение. На Рисунке 2.8 изображена зависимость энергии в пике зарегистрированного спектра от положения пучка относительно измеренной в центре пикселя. Для экспериментальных измерений энергия определялась с помощью аппроксимации спектра гауссовой кривой.

Результаты моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными для измерений в границах пикселя и ближайшей окрестности ± 2.5

мкм. Расхождение за пределами пикселя связано с тем, что при моделировании ввиду отсутствия точной информации о коллиматоре не достаточно точно учитывалась его форма и толщина, не учитывалось рассеянное на нем излучение.

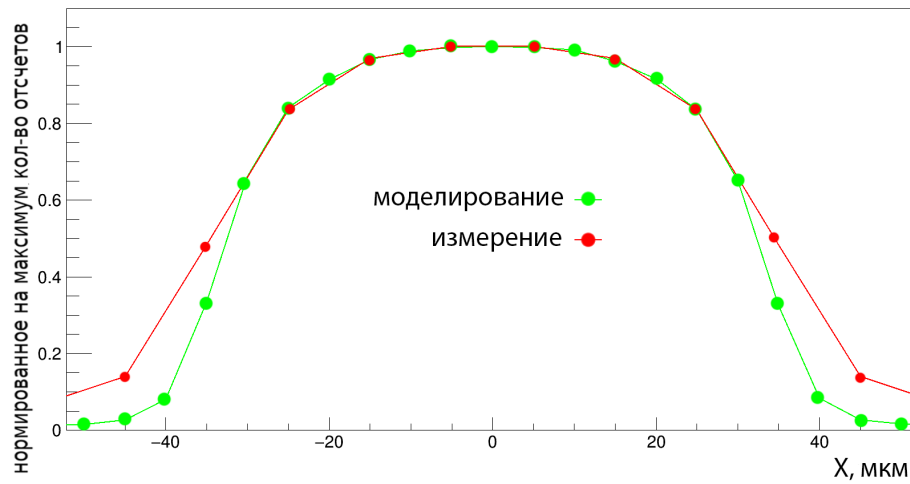


Рисунок 2.7 — Зависимость числа отсчетов от положения пучка излучения нормированных на максимальное значение, 0 соответствует центру пикселя. Красным — экспериментальные измерения, зеленым — моделирование. Точки соединены линиями для лучшей визуализации.

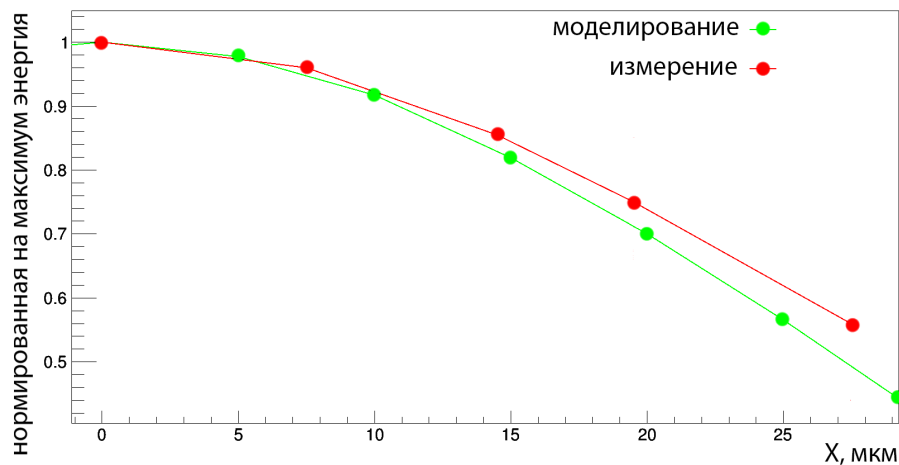


Рисунок 2.8 — Зависимость энергии в пике от положения пучка излучения нормированная на максимальное значение, 0 соответствует центру пикселя.

Красным — экспериментальные измерения, зеленым — моделирование. Экспериментальные точки соединены линиями для лучшей визуализации.

2.3 Выводы

Разработан инструментарий для Монте-Карло моделирования отклика детекторов на основе микросхем семейства Medipix. Результаты моделирования чувствительной области пикселя детектора на основе микросхемы Timerix с чувствительным объемом из арсенида галлия толщиной 1000 мкм при напряжении -500 В хорошо согласуются с экспериментальным измерением. Показано, что эффект распределения заряда на несколько соседних пикселей главным образом происходит за счет диффузии заряда во время дрейфа.

Глава 3. Энергетическая калибровка детектора семейства Medipix по краю спектра рентгеновской трубки

Введение

В зависимости от типа микросхемы семейства Medipix и режима работы, в ней может быть от одного до восьми порогов по энергии и такое же количество счетчиков фотонов, с энергией выше заданных порогов, в каждом пикселе. К сожалению, абсолютные значения энергетического порога меняются от пикселя к пикселю, что связано с несовершенством процесса производства микросхемы и наличием производственных допусков. Для устранения этого недостатка, в микросхемах реализован механизм локальной подстройки энергетического порога.

При измерении спектра падающего излучения путем сканирования по энергетическому порогу, выравнивание энергетических порогов в различных пикселях может быть произведено в автономном режиме, в качестве этапа последующей обработки. Однако, это невозможно при небольшом количестве энергетических измерений, как например в мультэнергетической РТ.

В первом разделе представлен краткий анализ существующих методов выравнивания энергетических порогов пикселей детектора. Во втором разделе приведено описание нового метода. В третьем разделе приводятся результаты применения предложенного метода и его сравнение с наиболее широко применяемым на практике.

3.1 Недостатки существующих методов

Детекторы на основе микросхем Medipix имеют от 64×64 до 256×256 пикселей, каждый из которых представляет индивидуальный канал электроники. В результате ионизации при взаимодействии частицы с чувствительным объемом образуется облако электрон-дырочных пар. Приложенное к противоположным сторонам чувствительного объема напряжение приводит к дрейфу электронов

и дырок в противоположных направления, в результате чего в пикселе возникает сигнал. Этот сигнал усиливается, формируется в псевдотреугольную форму и сравнивается с одним или несколькими пороговыми уровнями дискриминаторов. Если амплитуда сигнала превышает заданный порог, счетчики в этом пикселе увеличиваются на единицу. Глобальные настройки предусилителя, формирователя сигнала и дискриминаторов общие для всех пикселей, но само усиление и формирования сигнала может различаться от пикселя к пикселю. Для того, чтобы порог дискриминатора для всех пикселей соответствовал одной энергии, необходимо подстроить этот порог для каждого пикселя индивидуально. С этой целью в микросхемах Medipix отведено от 3 до 5 подстроечных битов для каждого энергетического порога, а также глобальная настройка, задающая диапазон локальной подстройки.

Существует несколько способов выравнивания энергетических порогов пикселя, которые можно разделить на две категории: по электронному шуму предусилителя и по спектру рентгеновского источника. Калибровка по электронному шуму, заключается в определении порога, ниже которого сигнал от шума начинает превышать порог дискриминатора, для каждого пикселя. Для этого проводится серия измерений с последовательным изменением порога от большего к меньшему, с целью определить минимальное значение порога, при котором начинается счет в пикселе. Это значение фиксируется для каждого пикселя, после чего на их основе строится распределение, которое обычно имеет форму гауссианы. Путем аппроксимации этого распределения гауссианой, определяется минимальное и максимальное значение порогов так, чтобы 99.9% пикселей оказалось в этом диапазоне, в соответствие которому ставится диапазон регулировки с помощью подстроечных битов, с помощью которых производится выравнивание порога. Детальное описание процедуры выравнивания энергетических порогов пикселей представлено в статье [47]. Аналогичная калибровка может быть выполнена по моноэнергетической линии излучения, полученной на синхротроне, K_{alpha} -линии вынужденного характеристического излучения.

Энергетическая калибровка заключается в сопоставлении порогового значения детектора, заданного в условных единицах, энергии излучения. Такое соответствие может быть установлено также с помощью моноэнергетического излучения синхротрона, путем сканирования по порогу, для нескольких энергий. Аналогичную калибровку можно выполнить по K_{alpha} -линии характеристического излучения для набора веществ. Поскольку отклик детекторов на основе

микросхем Medipix является линейным в рентгеновском диапазоне энергий фотонов, соответствие порога в условных единицах и энергии определяется путем линейной аппроксимации измерений.

Наиболее распространенный подход к выравниванию энергетических порогов пикселей детектора семейства Medipix основан на использовании электронного шума предусилителя [12], [48]. Энергетические пороги во всех пикселях детектора выравниваются таким образом, чтобы в них совпадала верхняя граница шума. Такой подход хорошо работает для низкоэнергетического излучения, близкого к шумовому порогу. С ростом энергии излучения энергетические пороги в разных пикселях детектора перестают быть равными. Это связано с различиями в коэффициенте усиления предусилителя от пикселя к пикселю. Для материалов чувствительного объема с большим зарядом ядра, таких как арсенид галлия и теллурид кадмия, ситуация осложняется неоднородностью свойств материала таких, как подвижность и время жизни носителей заряда, что приводит к неравномерности сбора заряда и энергетического отклика пикселей.

Несколько методов выравнивания энергетических порогов пикселей были предложены ранее. В работах [49], [47] авторы используют характеристическое излучение для выполнения процедуры выравнивания. Этот метод обладает рядом недостатков: трудоемкость, связанная с использованием специальных фольг; низкая скорость набора достаточной статистики; ограниченное количество энергий, на которых могут быть выровнены энергетические пороги, соответствующее характеристическим линиям химических элементов. Кроме того, в РТ-сканерах этот метод может применяться только в геометрии на просвет, что снижает его эффективность из-за наличия фона от прошедшего излучения. Ограничения метода, связанные со скоростью набора данных и ограниченным количеством энергий, на которых производится выравнивание энергетических порогов пикселей, может быть решено с помощью источника синхротронного излучения. Проведение такой процедуры на ежедневной основе затруднительно, поскольку требует извлечения детектора из установки, в которой он используется. Общее ограничение этих методов связано с эффектом разделения заряда на несколько пикселей в толстом чувствительном объеме: это приводит к ухудшению энергетического разрешения детектора настолько, что положение характеристической линии не может быть определено.

В работе [50] используется эффект ужесточения полихроматического рентгеновского излучения при прохождении через вещество. Этот метод лишен некоторых недостатков первого метода. Тем не менее, чтобы его использовать, нужно знать спектр рентгеновского излучения и иметь комплект поглотителей различной толщины. Главный недостаток метода в том, что он позволяет выровнять энергетические пороги пикселей детектора в среднем по спектру, а не на определенной энергии.

Ещё один метод выравнивания энергетических порогов пикселей, основанный на электрических импульсах, был рассмотрен в работах [51], [47]. Данный подход не позволяет учесть свойства материала чувствительного объема детектора – только выравнивать различия в энергетических порогах пикселей детектора, связанных с различием коэффициента усиления предусилителей.

3.2 Описание метода

В компьютерных томографах в качестве источника рентгеновского излучения используется рентгеновская трубка. Когда исследуемый образец отсутствует, излучение от источника попадает непосредственно на детектор, расположенный напротив. Излучение от рентгеновской трубки полихроматическое и содержит хорошо идентифицируемый признак – край спектра, положение которого на шкале энергии определяется напряжением на аноде. Типичный спектр излучения рентгеновской трубки приведен на Рисунке 3.1.

Рассмотрим процедуру выравнивания энергетических порогов по краю спектра рентгеновской трубки на примере детектора на основе микросхемы Timerix, сконфигурированной для работы в режиме счета фотонов, аналогично микросхемам Medipix2, Medipix3(RX). Глобальные, т.е. общий для всех пикселей, порог по энергии задается с помощью цифро-аналогового преобразователя (ЦАП) под названием THL. Для локальной подстройки энергетического порога в каждом пикселе имеется ЦАП adjustment bits. Для микросхемы Timerix разрядность подстроечного ЦАП 4 бита, которые определяют шаг подстройки в диапазоне от 0 до 1 с шагом $\frac{1}{15}$. Диапазон локальной подстройки задается с помощью ЦАП под названием THS. Принцип работы глобального энергетического

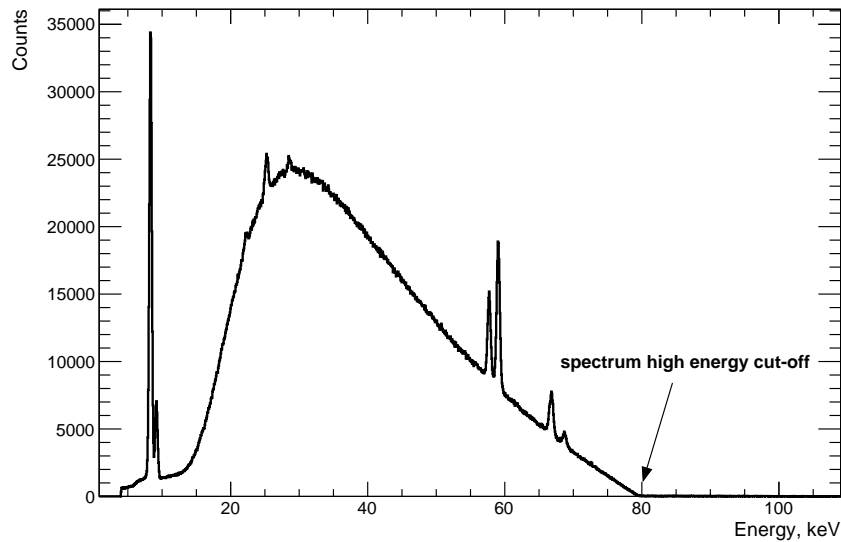


Рисунок 3.1 — Спектр излучения рентгеновской трубки Hamamatsu X-ray source L10951 при напряжении на аноде 80 кВ, измеренный с помощью детектора Canberra LEGe. Стрелка показывает положение края спектра.

порога и локальной подстройки показан на Рисунке 3.2. Детальное описание принципов работы различных ЦАП микросхемы приводится в статье [12].

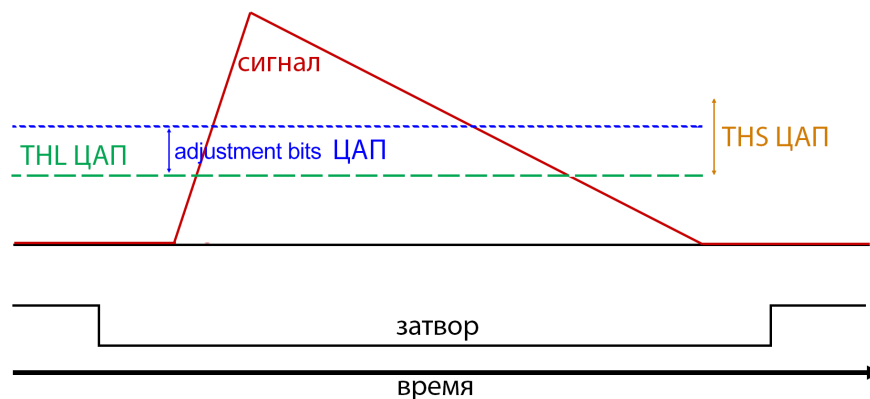


Рисунок 3.2 — Принцип работы глобального энергетического порога и его локальной подстройки в пикселе. Сформированный сигнал псевдотреугольной формы изображен красной линией. Глобальный порог, который задается ЦАП ТНЛ, – зеленой линией. Локальный порог в пикселе, контролируемый подстроечными битами, – синей линией. Диапазон локальной подстройки – оранжевой стрелкой.

Предлагаемый метод с точки зрения реализации похож на все остальные методы выравнивания энергетических порогов пикселей детектора: проводится серия сканирований по глобальному порогу ТНЛ при различных значениях локальной подстройки энергетического порога общей для всех пикселей для

нескольких диапазонов локальной подстройки. На основе зависимости счета от порога в каждом пикселе сначала определяется диапазон локальной подстройки, затем определяется уровень локальной подстройки в каждом пикселе. Отличие от других методов заключается в выборе целевого значения для выравнивания энергетических порогов пикселей – край спектра рентгеновской трубки. При этом целевая энергия, на которой производится выравнивание энергетических порогов пикселей, задается напряжением на аноде, что позволяет провести калибровку практически на любой энергии в рентгеновском диапазоне, с точностью до дискретности задания этого напряжения. Необходимо, чтобы положение края спектра было стабильно во времени и от измерения к измерению. Не всякий рентгеновский источник удовлетворяет этому требованию. Оптимальными условиями для проведения описываемой процедуры является равномерная засветка детектора рентгеновским излучением, что соответствует традиционной геометрии компьютерного томографа.

Существует несколько способов определения положения края спектра в пикселей:

1. Выбрать значение порога, при котором зависимость счета от глобального порога ТНЛ пересекает некоторый заданный уровень счета сверху вниз.
2. Аппроксимировать зависимость счета от глобального порога некоторой функцией и определить положение края спектра рентгеновской трубки как точку, в которой эта функция обращается в ноль.

Первый подход прост в реализации. Однако, из-за формы спектра излучения рентгеновской трубки, эффекта разделения заряда на несколько пикселей, падения эффективности регистрации гамма-квантов с ростом энергии, зависимость счета в пикселе от порога убывает медленно. Т.е. небольшое изменение заданного уровня счета приводит к большим изменениям в определении положения края спектра. Кроме того, из-за статистических флуктуаций определяемое положение края спектра также будет флуктуировать. Кроме того, это положение будет зависеть от тока рентгеновской трубки и длительности экспозиции. Также не представляется возможным учесть эффект, связанный с одновременным приходом нескольких гамма квантов с небольшой задержкой по времени, в результате которого амплитуда сигнала сложится.

Второй подход лишен основных недостатков первого и позволяет наиболее точно определить положение края спектра рентгеновской трубки. Влияние ста-

статистических флуктуаций снижено за счет учета большего количества исходных данных. Форма спектра рентгеновской трубки и энергетический отклик детектора могут быть учтены при аппроксимации. Интенсивность излучения и время экспозиции не влияют на результат. Эффект наложения событий во времени может быть нивелирован за счет выбора диапазона для аппроксимации, тем не менее рекомендуется выбирать интенсивность излучения не слишком большой, чтобы по возможности уменьшить его влияние. Практика показывает, что для аппроксимации может быть выбрана экспоненциальная функция.

Далее приводится схема процедуры выравнивания энергетических порогов пикселей детектора на целевой энергии:

1. Включить источник рентгеновского излучения, установить напряжение анода в соответствии с целевой энергией.
2. Установить $THS_1 = 50$.
3. Установить adjustments bits ЦАП в минимальное значение (0).
4. Провести сканирование по порогу.
5. Определить значение порога $THL(x,y)_1^{min}$ для каждого пикселя соответствующее положению края спектра рентгеновской трубки.
6. Определить среднее значение μ_1^{min} и дисперсию σ_1^{min} распределения THL_1^{min} в предположении, что это нормальное распределение.
7. Установить adjustments bits ЦАП в максимальное значение (15).
8. Определить значение порога $THL(x,y)_1^{max}$ для каждого пикселя соответствующее положению края спектра рентгеновской трубки.
9. Определить среднее значение μ_1^{max} и дисперсию σ_1^{max} распределения $THL(x,y)_1^{max}$ в предположении, что это нормальное распределение.
10. Установить $THS_2 = 100$.
11. Повторить шаги 2-8, по аналогии определить значения μ_2^{min} , σ_2^{min} , μ_2^{max} , σ_2^{max} .
12. На основе значений μ_1^{min} , σ_1^{min} , μ_1^{max} , σ_1^{max} и μ_2^{min} , σ_2^{min} , μ_2^{max} , σ_2^{max} определить оптимальное значение THS_{opt} , когда $\mu^{min} + 3 \times \sigma^{min} = \mu^{max} - 3 \times \sigma^{max}$.
13. установить оптимальное значение THS_{opt}
14. повторить шаги 2-8 и определить $THL(x,y)_{opt}^{min}$, $THL(x,y)_{opt}^{max}$, μ_{opt}^{min} , σ_{opt}^{min} , μ_{opt}^{max} , σ_{opt}^{max}
15. Определить оптимальное значение: $THL_{opt}^{target} = \frac{\mu_{opt}^{min} + \mu_{opt}^{max}}{2}$.

16. Вычислить матрицу локальной подстройки порога $AdjBits(x,y)$:

$$AdjBits(x,y) = 15 * \frac{THL_{opt}^{target} - THL(x,y)_{opt}^{min}}{THL(x,y)_{opt}^{max} - THL(x,y)_{opt}^{min}}$$

3.3 Экспериментальная проверка

Проверка метода проводилась на двух детекторах: с чувствительным объемом из GaAs:Cr толщиной 500 мкм при напряжении $U_{bias} = -900$ В и 1000 мкм при напряжении $U_{bias} = -600$ В. Считывание сигнала с детектора производилось с помощью электроники FitPix [52] и программного пакета Pixet Pro, поставляемого компанией Advacam [53].

В качестве источника излучения использовалась рентгеновская трубка Hamamatsu X-ray source L10951, с напряжением анода до 110 кВ, током до 800 мкА и максимальной мощностью 50 Вт. Повторяемость положения края спектра рентгеновской трубки проверялось путем последовательного включения/выключения напряжения на трубке и измерения спектра с помощью детектора Canberra LEGe. Такая процедура была произведена для серии напряжений на трубке в диапазоне от 10 кВ до 50 кВ с шагом 5 кВ. Так при напряжении 40 кВ разброс по 8 измерениям составил менее 0.3 кВ, см. Рисунок 3.3.

Процедура выравнивания энергетических порогов пикселей детектора была применена к детектору с чувствительным объемом толщиной 500 мкм в диапазоне энергий от 20 кэВ до 60 кэВ с шагом 1 кэВ. Детектор располагался напротив рентгеновской трубки на расстоянии примерно 15 см.

На Рисунке 3.4 показана зависимость числа отсчетов от глобально заданного порога в пикселе с координатами (60,60). Участок зависимости в области края спектра аппроксимирован экспоненциальной функцией. За положение края спектра рентгеновской трубки принято значение, при котором функция равна единице.

Результат применения процедуры на целевой энергии 20 кэВ приведен на Рисунке 3.5. Распределение положения края спектра рентгеновской трубки при минимальном и максимальном значении локальной подстройки энергетического порога во всех пикселях изображено синем и красным цветом соответственно.

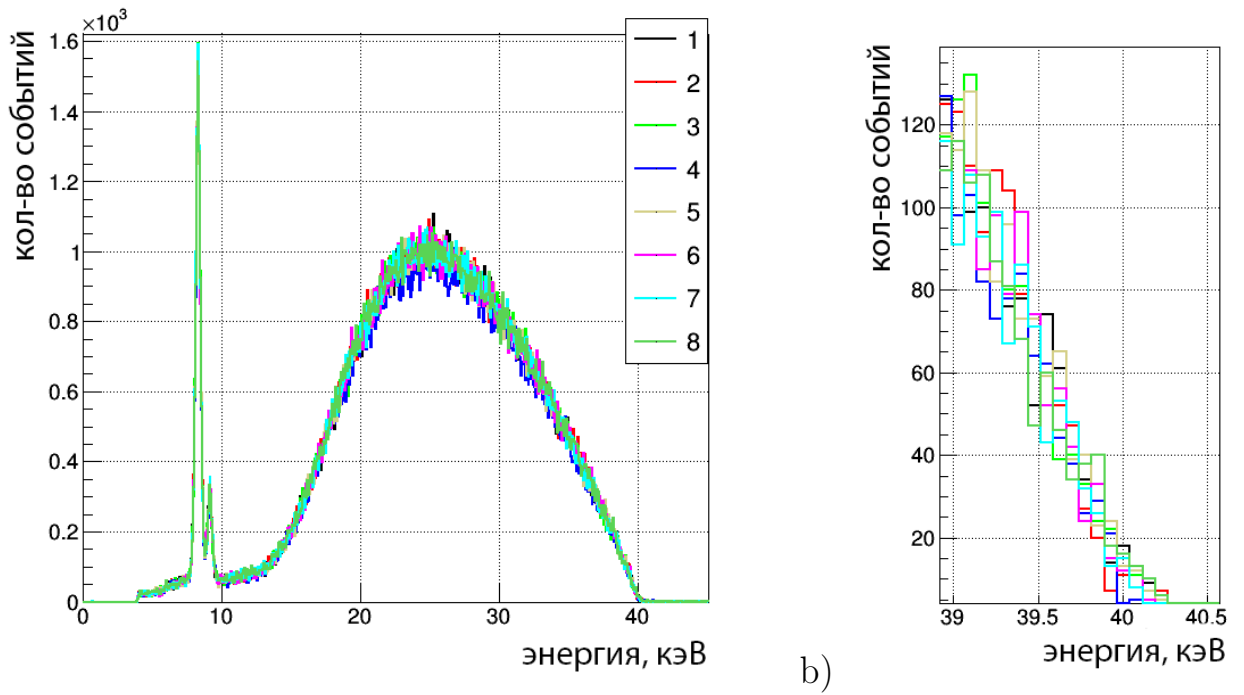


Рисунок 3.3 — Повторяемость положения края спектра рентгеновской трубки Hamamatsu L10951 X-ray source при последовательном включении/выключении, измеренная с помощью детектора Canberra LEGe, при напряжении на трубке 40 кВ: а) зарегистрированный спектр для 8 измерений, б) увеличенная область с краем спектра.

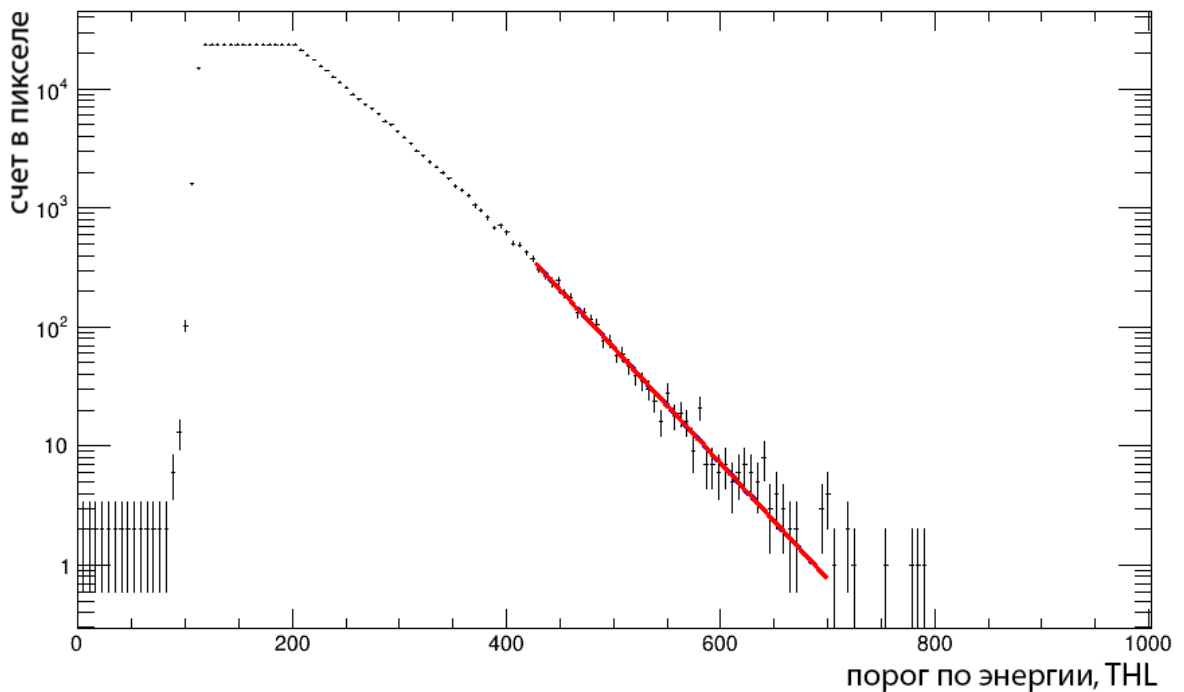


Рисунок 3.4 — Зависимость числа отсчетов от глобально заданного порога в пикселе с координатами (60,60) (синий) при напряжении на рентгеновской трубке 50 кВ. Участок зависимости в области края спектра аппроксимирован экспоненциальной функцией (красный).

В обоих случаях полуширина распределения на полу-высоте составляет примерно 55 отсчетов ЦАП ТНЛ, задающего глобальный порог. Зеленым цветом показано распределение после процедуры выравнивания энергетических порогов пикселей, когда для каждого из определено и задано значение локальной подстройки. Полуширина распределения на полу-высоте уменьшилась в 8 раз. Среднее значение распределения THL_{opt}^{target} соответствует глобально заданному порогу ТНЛ и целевой энергии.

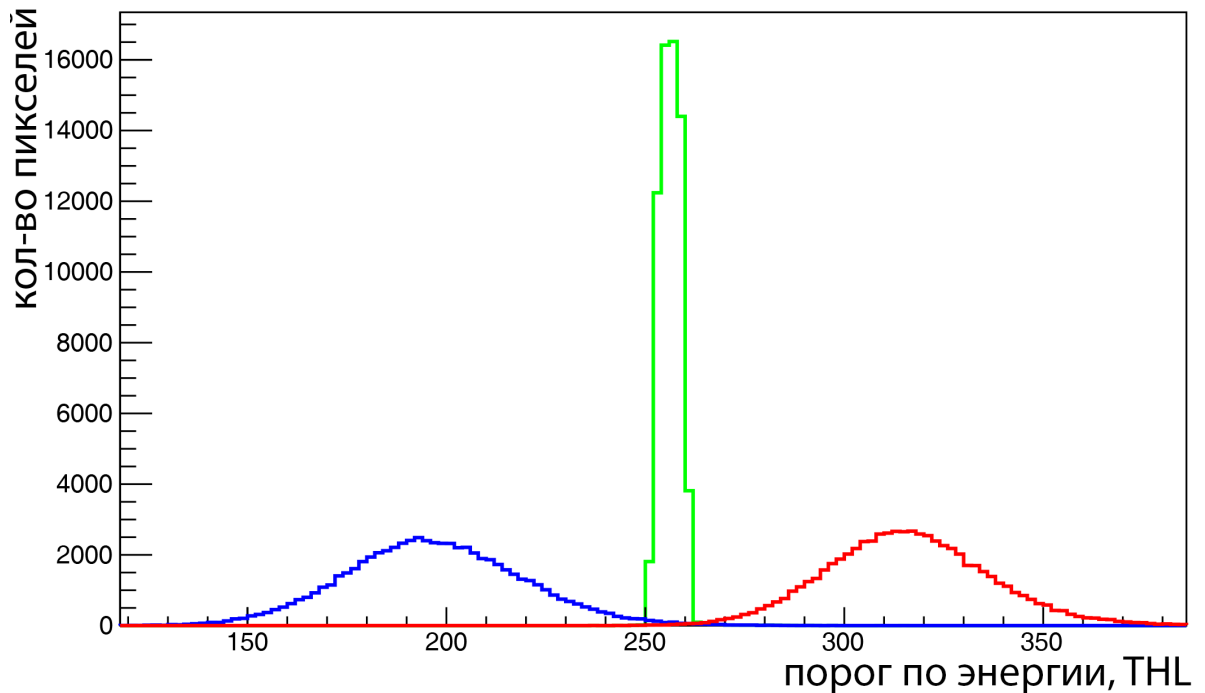


Рисунок 3.5 — Распределение положения края спектра рентгеновской трубки на целевой энергии 20 кэВ: синий — минимальное значение локальной подстройки, красный — максимальное значение локальной подстройки, зеленый — оптимальное значение локальной подстройки для каждого пикселя.

Локальные значения подстройки порога в каждом пикселе образуют матрицу подстроечных битов. Такая матрица была получена для каждого значения целевой энергии. На Рисунке 3.6а изображена матрица подстроечных битов на целевой энергии 20 кэВ. Для сравнения аналогичная матрица подстроечных битов, полученная на помощь выравнивания энергетических порогов пикселей детектора по шуму предусилителя, показана на Рисунке 3.6б. Полученные матрицы подстроечных битов существенно отличаются. В случае выравнивания энергетических порогов по электронному шуму значения локальной подстройки равномерно распределены по пикселям микросхемы, как это и должно быть [12]. В случае применения предложенного метода выравнивания энерге-

тических порогов пикселей детектора отчетливо видна характерная структура чувствительного объема из GaAs:Cr (см. Рисунок 3.6а), которая обычно видна при прямой засветке детектора рентгеновским излучением. Три ряда пикселей по краям микросхемы замаскированы из-за большого тока утечки, в результате которого локальная подстройка порога в этих пикселях становится невозможна.

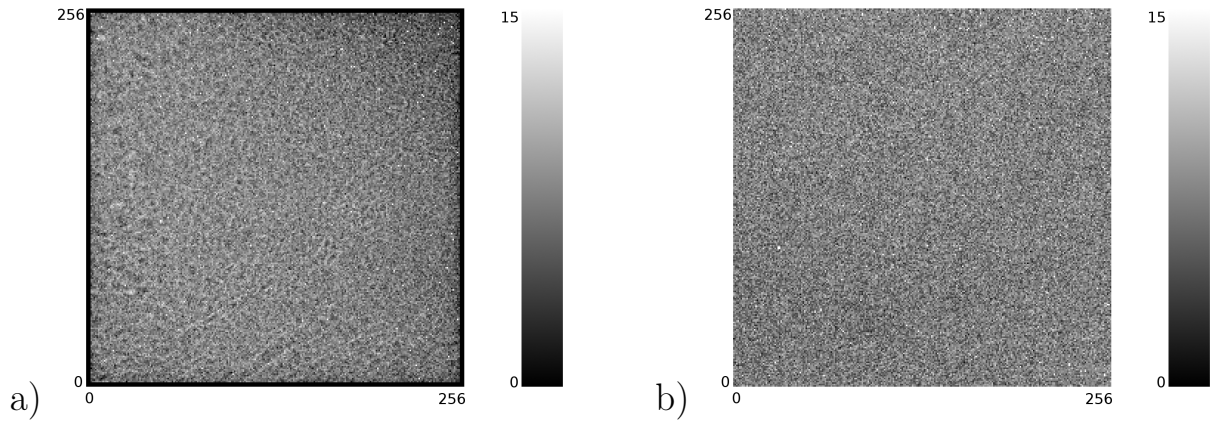


Рисунок 3.6 — Графическое представление матрицы подстроечных битов а) после выравнивания энергетических порогов в пикселях по краю спектра рентгеновской трубки на целевой энергии 20 кэВ (три ряда пикселей по краям микросхемы замаскированы из-за большого тока утечки в них) б) после выравнивания энергетических порогов по электронному шуму предусилителя.

Предложенный метод выравнивания энергетических порогов пикселей детектора позволяет существенно улучшить качество получаемых рентгеновских изображений и уравнивать счет в пикселях. На Рисунке 3.7(слева) показаны изображения, полученные при равномерной засветке детектора характеристическим излучением от фольги из тантала. В обоих случаях, глобальный энергетический порог выбран близким к K_{α} -линии тантала. Верхнее левое изображение получено с матрицей подстроечных битов, определенных по электронному шуму. Нижнее левое изображение получено после выравнивания энергетических порогов пикселей детектора по краю спектра рентгеновской трубки на целевой энергии соответствующей K_{α} -линии тантала. Справа приведены распределения пикселей по числу отсчетов в них. Видно, что полуширина распределения на полу-высоте во втором случае сократилась на 34 %. За счет этого изображение выглядит более равномерным и существенно слабее выражена характерная структура, определяемая дефектами чувствительного объема детектора из GaAs:Cr.

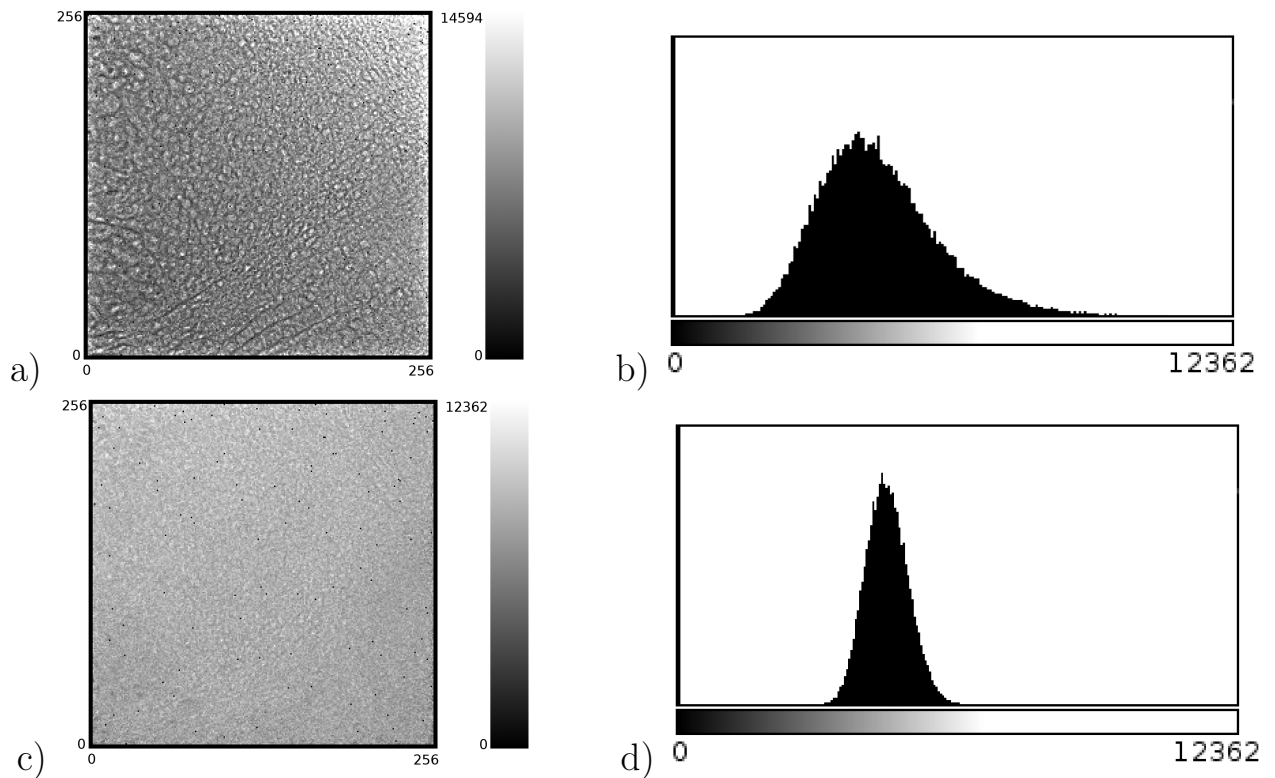


Рисунок 3.7 — Изображения получены при засветке детектора характеристическим излучением от фольги из тантала (слева) и соответствующие распределения пикселей по числу отсчетов в них (справа). a), b) — локальная подстройка энергетических порогов пикселей получена по электронному шуму, c), d) — энергетические пороги пикселей выровнены по краю спектра рентгеновской трубки на энергии, соответствующей K_{α} -линии тантала. В обоих случаях глобальный энергетический порог задан близким к K_{α} -линии тантала.

Анализ зависимости подстроечных битов от целевой энергии показывает, что для подавляющего большинства пикселей они остаются постоянными в диапазоне энергий от 20 кэВ до 60 кэВ. Среднеквадратичное отклонение подстроечных битов по 40 значениям, соответствующих энергиям от 20 кэВ до 60 кэВ с шагом 1 кэВ, для всех пикселей меньше 1 (см. Рисунок 3.8). В то же самое время, оптимальное значение ЦАП THS, определяющего диапазон локальной подстройки энергетического порога линейно растет с ростом целевой энергии. Это означает, что выравнять энергетические пороги пикселей детектора можно на небольшом количестве целевых энергий, а затем вычислить диапазон локальной подстройки THS с помощью интерполяции.

Благодаря тому, что выравнивание энергетических порогов пикселей детектора проводится на целевой энергии, глобальной заданный порог соответ-

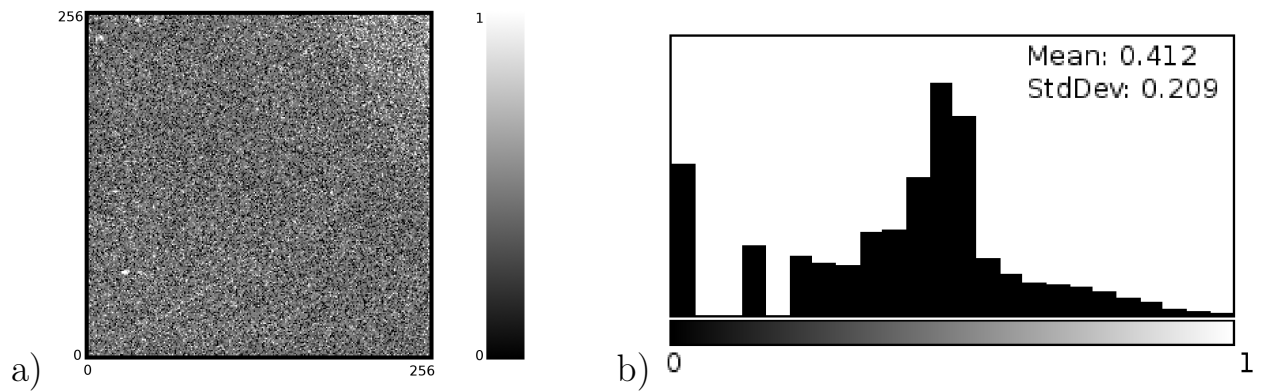


Рисунок 3.8 — Двумерное распределение среднеквадратичного отклонения значения подстроечных битов от среднего, полученных на энергиях от 20 кэВ до 60 кэВ с шагом 1 кэВ (а) и распределение пикселей по среднеквадратичному отклонению значения подстроечных битов(б)

ствует этой энергии, определяемой краем спектра рентгеновской трубки. Это означает что вместе с выравниванием энергетических порогов производится энергетическая калибровка детектора в целом. Однако, в следствии дискретности определения диапазона локальной подстройки THS и глобального порога THL, глобальный порог не точно соответствует целевой энергии. Рекомендуется, после выравнивания энергетических порогов пикселей детектора повторно провести энергетическую калибровку глобального порога аналогичным образом меняя напряжение на рентгеновской трубке и определяя положение края спектра. Определяемое таким образом значение глобального энергетического порога соответствует максимальному сигналу в результате попадания гамма-кванта в центр пикселя. Из-за эффекта разделения заряда на несколько пикселей средний отклик на монохроматическое излучение с некоторой энергией получается существенно ниже. Для некоторых применений желательно соответствие между заданным порогом и средним сигналом, а не максимальным. В этом случае энергетическую калибровку рекомендуется проводить стандартным способом — по линиям характеристического излучения.

Для сравнения предложенного метода выравнивания энергетических порогов по краю спектра с основанным на электронном шуме было проведено несколько измерений с помощью детектора на основе микросхемы Timerix и чувствительным объемом из GaAs:Cr толщиной 1000 мкм. В начале было измерено положение края спектра рентгеновской трубки в диапазоне энергий от 20 кэВ до 55 кэВ с шагом 5 кэВ. Результаты представлены на Рисунках 3.9,3.10. Применение калибровки по краю спектра рентгеновской трубки

позволило уменьшить дисперсию распределения пикселей по положению края спектра рентгеновской трубки более чем на в 2.5 раза начиная с энергии около 20 кэВ (см. Рисунок 3.11).

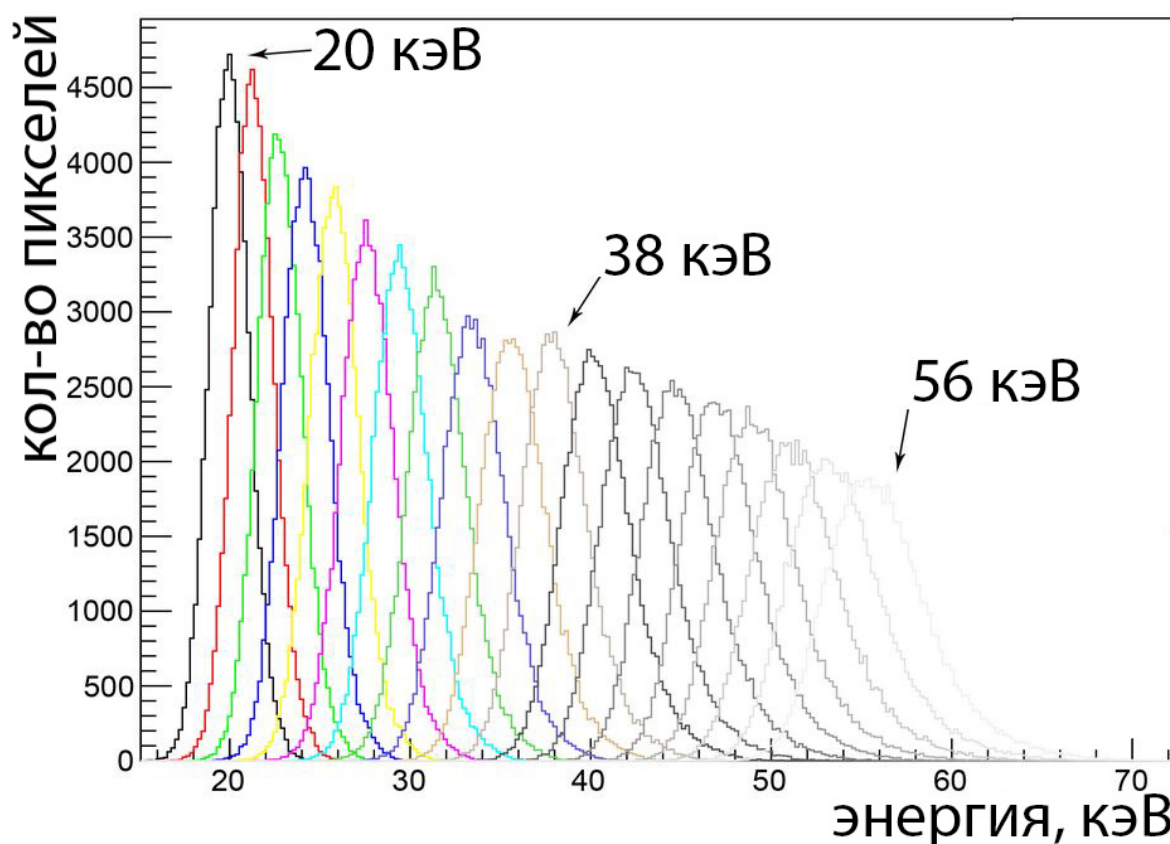


Рисунок 3.9 — Зависимость распределения пикселей по положению края спектра рентгеновской трубки от энергии, энергетические пороги выровнены по электронному шуму усилителя.

Другой способ сравнить два метода выравнивания энергетических порогов заключается в измерении положения K_{α} -линии определенного элемента. Измерение проводилось при облучении детектора характеристическим излучением индия. Сначала было проведено выравнивание энергетических порогов по электронному шуму. Затем было проведено стандартное сканирование по порогу и построено распределение пикселей по положению K_{α} -линии индия. После этого, был применен предложенный метод выравнивания энергетических порогов пикселей детектора и проведено аналогичное сканирование, отличающееся тем, что на каждом пороге по энергии с шагом 1 кэВ менялся диапазон локальной подстройки энергетических порогов. В обоих случаях для определения положения K_{α} -линии индия, зависимость счета от порога по энергии была аппроксимирована функцией, предложенной в работе [54]. Полученные распре-

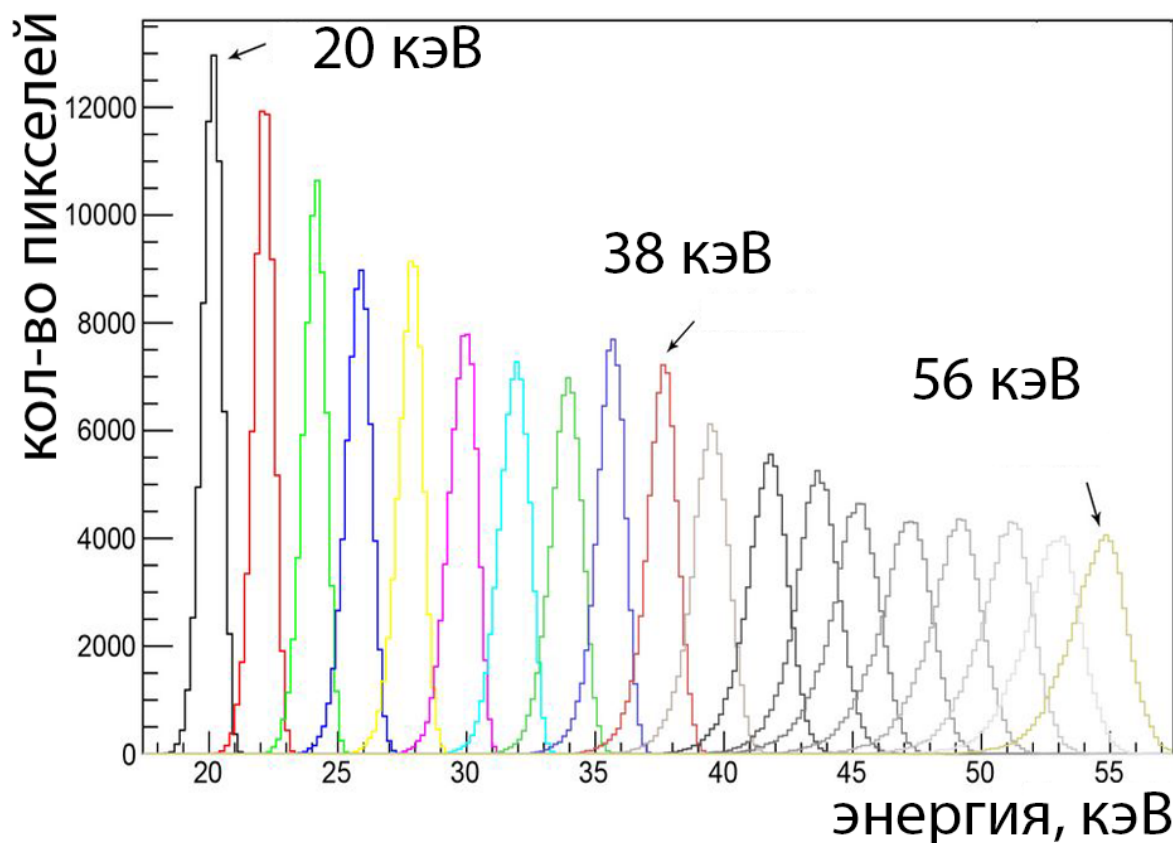


Рисунок 3.10 — Зависимость распределения пикселей по положению края спектра рентгеновской трубки от энергии, энергетические пороги выровнены с помощью предложенного метода.

деления положения K_{α} -линии индия приведены на Рисунке 3.12. Полуширина на полу-высоте, как и полуширина на одной десятой от высоты распределения уменьшились примерно на 11%. Некоторые побочные эффекты наблюдаются на краях распределения. Частично это связано с плохим энергетическим разрешением детектора с толстым чувствительным объемом (более 500 мкм в случае GaAs:Cr) — не для всех пикселей удалось определить положение K_{α} -линии индия. Особенно ярко это проявляется для пикселей вблизи структурных дефектов чувствительного объема.

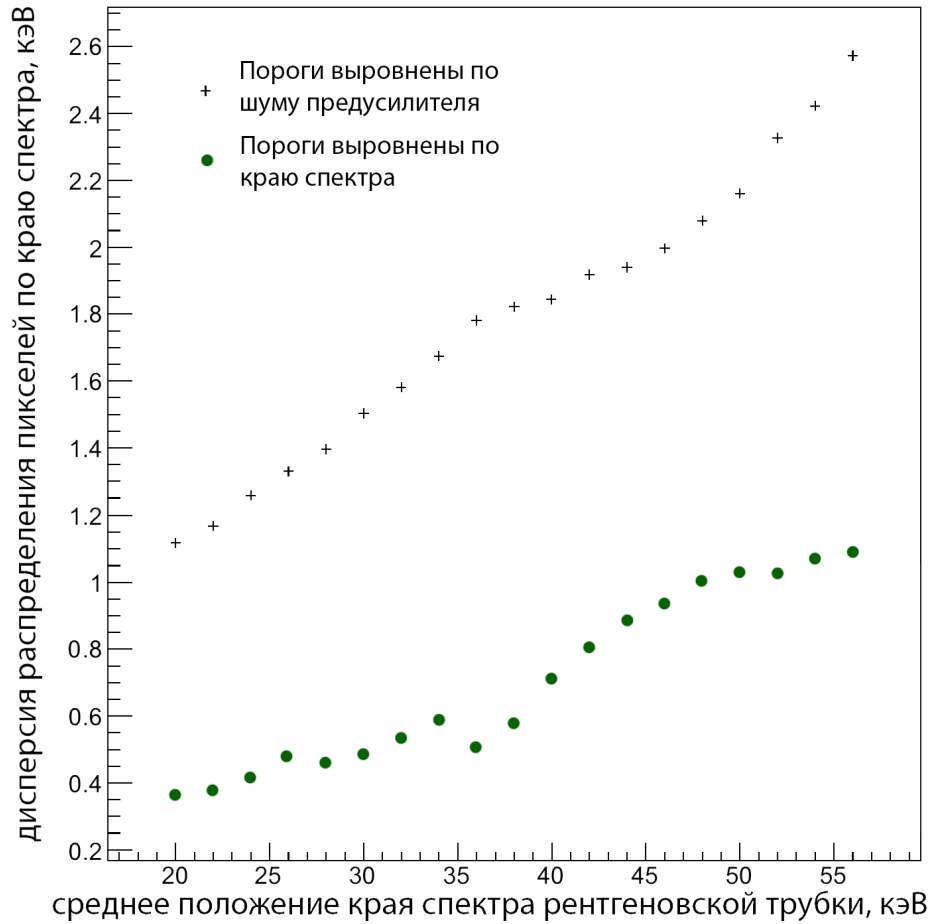


Рисунок 3.11 — Зависимость дисперсии распределения пикселей по положению края спектра рентгеновской трубки от энергии.

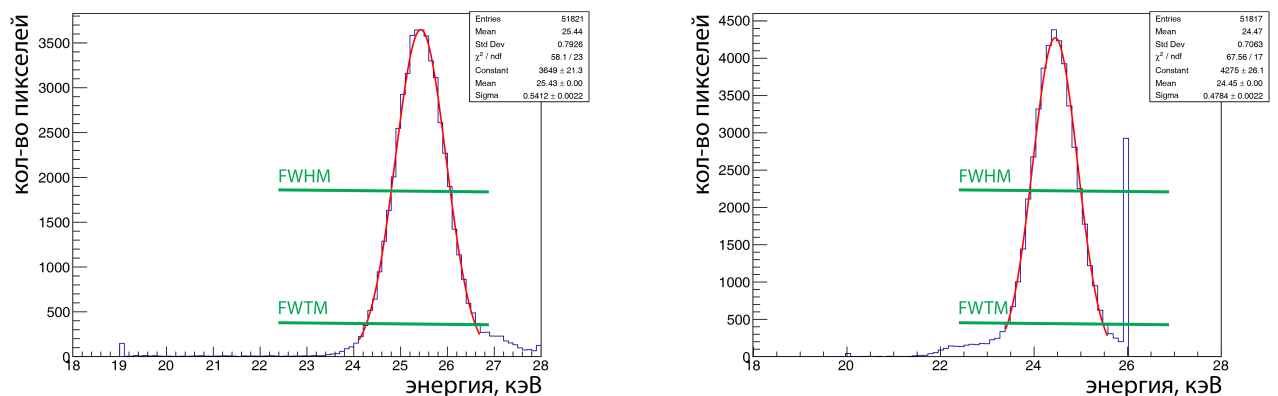


Рисунок 3.12 — Распределение положения K_{α} -линии индия. В случае, когда энергетические пороги выровнены по электронному шуму (а) и с помощью предложенного метода (б). Фольга из индия облучалась рентгеновским источником при напряжении 60 кВ.

3.4 Выводы

Предложен метод выравнивания энергетических порогов пикселей детектора по краю спектра рентгеновской трубки на заданной энергии. Совместно с выравниванием энергетических порогов пикселей происходит энергетическая калибровка глобального энергетического порога. При выравнивании энергетических порогов учитываются не только различия, связанные с допусками при производстве микросхемы, но и неоднородность чувствительного объема. Сравнение данного метода с широко распространенным, основанном на электронном шуме предусилителя показало, что полуширина распределения измеренного положения края спектра рентгеновской трубки на полу-высоте уменьшилась более чем в 2.5 раза в диапазоне энергий от 20 кэВ до 55 кэВ, а полуширина распределения измеренного положения K_{α} -линии индия на полу-высоте уменьшилась на 11%. Дополнительным преимуществом метода является то, что он может быть применен для калибровки детектора в составе компьютерного томографа, без необходимости извлекать детектор и использовать специальные образцы и приспособления.

Глава 4. Рентгеновский микротомограф MARS

4.1 Описание рентгеновского микротомографа MARS

Рентгеновский микротомограф MARS (Medipix All Resolution System) (см. Рисунок 4.1) произведенный компанией MARS bioimaging Ltd.[14] и установленный в Лаборатории ядерных проблем (ЛЯП) Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ) предназначен для трехмерного мультиэнергетического исследования образцов с помощью методов компьютерной томографии.



Рисунок 4.1 — Рентгеновский микротомограф MARS установленный в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований.

В большинстве лабораторных томографов используется схема с коническим рентгеновским пучком, при этом источник рентгеновского излучения и детектор неподвижны, а образец может вращаться, для получения теневых проекций под различными углами. В отличии от них микротомограф MARS реализован по аналогии с классическим медицинским томографом, в котором образец остается неподвижным в процессе сканирования, а источник рентгеновского излучения и детектор, закрепленные на штативно-поворотном устройстве

(гентри), вращаются вокруг образца (см. Рисунок 4.2). Ось вращения гентри горизонтальна. Исследуемый образец, диаметром до 100мм и длиной до 300 мм, помещается в центре и может перемещаться вдоль оси вращения. Камера и источник размещены на гентри с противоположных сторон и имеют возможность перемещаться вдоль соединяющей их оси приближаясь к образцу или удаляясь от него. Максимальное расстояние между источником рентгеновского излучения и детектором составляет 240 мм. Т.к. детектор имеет размер существенно меньше, чем максимальный размер теневой проекции образца, для обеспечения возможности сканирования таких образцов камера так же может перемещаться в направлении поперечном оси вращения и оси соединяющей источник и камеру. Диапазон перемещений камеры в этом направлении составляет 180 мм.

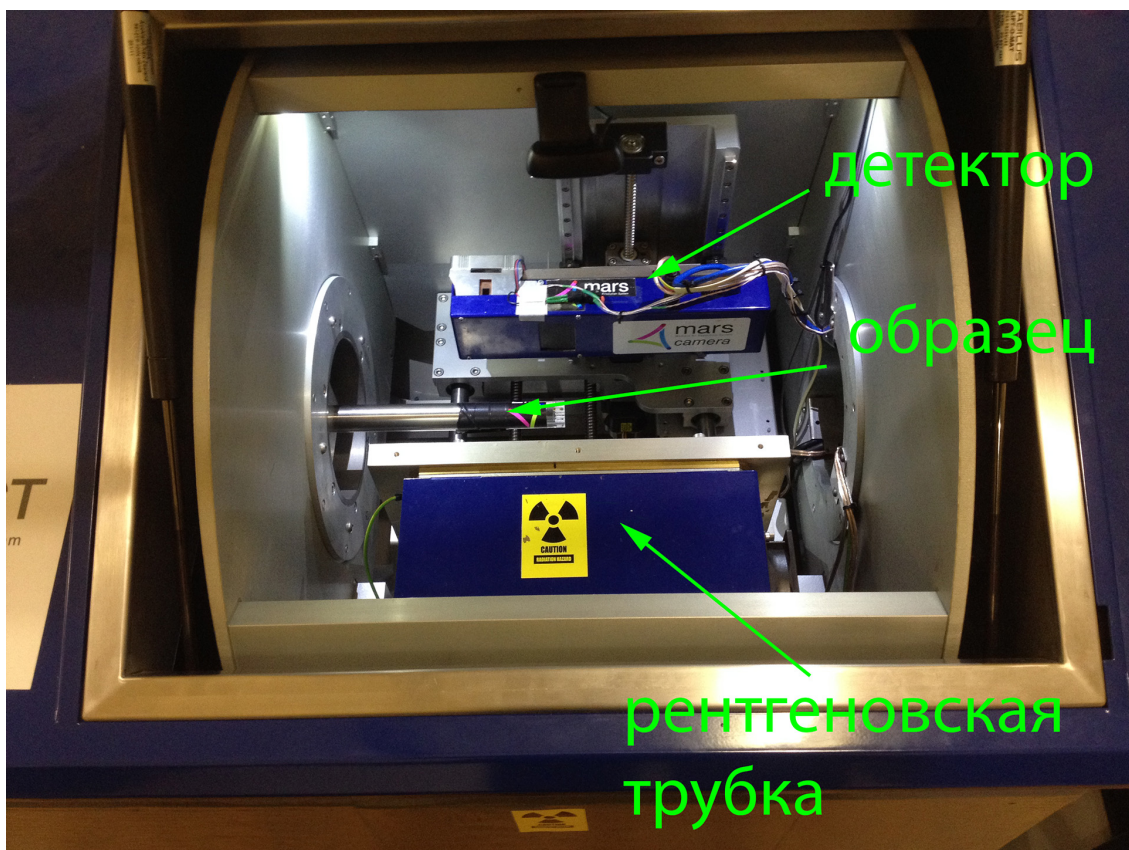


Рисунок 4.2 — Фотография оборудования MARS со сканируемым образцом.

Изначально, микротомограф MARS был оборудован камерой с двумя детекторами на микросхемы Medipix3.1[55] и рабочего объема из GaAs:Cr[56] толщиной 500 мкм. В качестве источника рентгеновского излучения используется рентгеновская трубка SB-120-350 [57], с током 10-350 мкА, пиковым напряжением 60-120 кВ и фокусным пятном > 75 мкм, работающая в режиме непрерывного излучения. В последствии, микротомограф был переоборудован так, чтобы

можно было использовать и другие детекторы, на основе микросхем Timex с рабочим объемом из Si или GaAs:Cr различной толщины.

4.2 Механическая юстировка рентгеновского микротомографа MARS

Правильная реконструкция в схеме с коническим пучком требует точного знания нескольких геометрических параметров: положение оси вращения, положение источника рентгеновского излучения относительно камеры, углы наклона камеры. Использование неправильных параметров приводит к неправильной реконструкции образца. Неточность юстировки камеры, источника рентгеновского излучения и гентри, на котором они расположены, влечет необходимость калибровки томографа. В данном разделе описывается процедура такой калибровки для получения поправок реконструкции. Так же приводится несколько различных способов оценки пространственного разрешения данной системы для реконструированных объектов.

4.2.1 Система координат томографа MARS

Для описания геометрии томографа необходимо определить системы координат, связанные с подвижными частями томографа (см. Рисунок 4.3):

Лабораторная система координат

Декартова система координат (X, Y, Z) , связанная с несущей конструкцией томографа. Оси расположены как показано на Рисунке.

Система координат связанная с образцом

Декартова система координат (X_s, Y_s, Z_s) , связанная с образцом, который может перемещаться вдоль оси Z лабораторной системы координат.

Система координат связанная с гентри

Декартова система координат (X_g, Y_g, Z_g) , связанная с гентри и отличающаяся от лабораторной поворотом вокруг оси Z на угол ϕ

Система координат связанная с камерой

Декартова система координат (X_c, Y_c, Z_c) , связанная с камерой, которая может перемещаться вдоль оси Y_g системы координат связанной с гентри. Эта система координат определяется плоскостью пиксельного детектора. Ось Y_c параллельна строкам пикселей, ось Z_c параллельна столбцам пикселей.

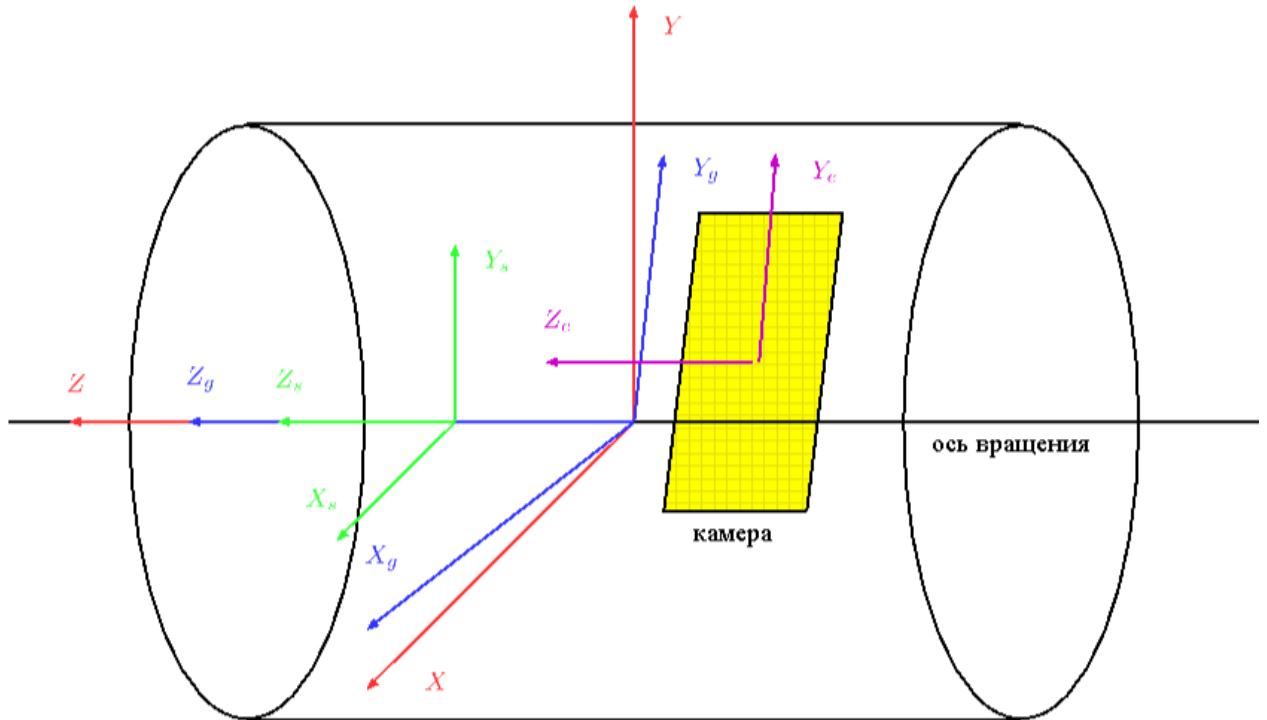


Рисунок 4.3 — Системы координат, связанные с подвижными частями томографа

4.2.2 Измерение механической точности движения частей томографа

Измерения с помощью электронного микрометра

Перед проведением непосредственно процедуры геометрической калибровки был проведен ряд измерений описывающих механическую точность движения частей микротомографа. Основной целью измерений было определение смещения оси вращения относительно измеряемого образца при повороте гентри,

а так же смещение самого гентри вдоль оси вращения. Для выполнения данного рода измерений использовался электронный микрометр. В первом случае измерялось изменение положения верхней точки правой и левой опор гентри в зависимости от угла поворота (красные стрелки на Рисунке 4.4 слева). Среднее значение измерений справа и слева дает представление о смещении оси вращения в области измеряемого образца. Во втором случае измерения проводились с дальнего и ближнего края на торце левой опоры гентри (красные стрелки на Рисунке 4.4 справа). В этом случае среднее двух измерений описывает движение самого гентри вдоль оси своего вращения.

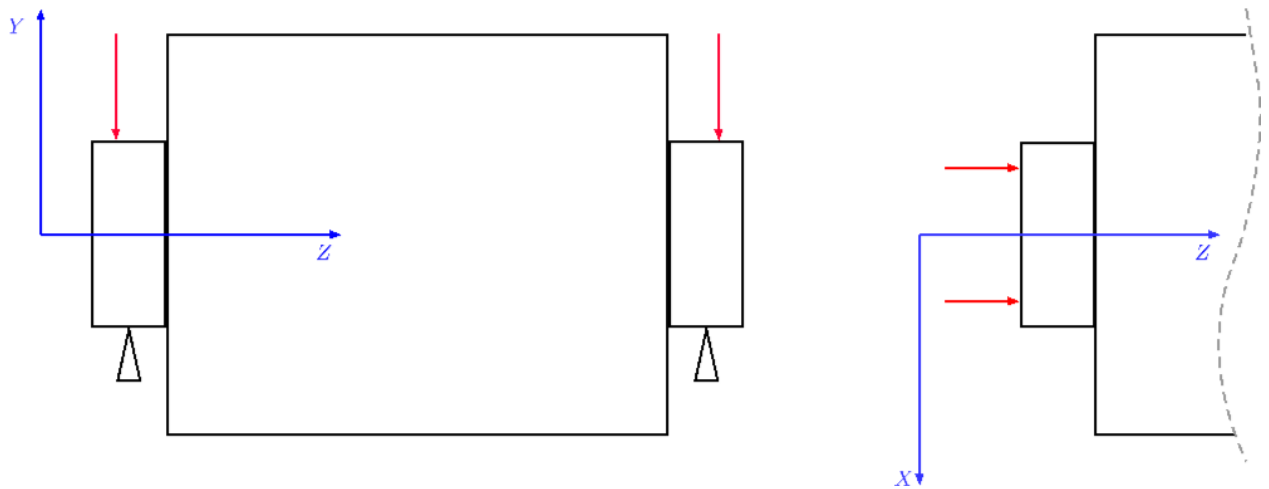


Рисунок 4.4 — Схема измерения смещения оси вращения гентри Z вдоль вертикальной оси Y (слева) и смещения гентри вдоль оси Z (справа).

Результаты описанных механических измерений в зависимости от угла поворота гентри представлены на Рисунке 4.5 и Рисунке 4.6. Результаты показывают, что в районе области сканирования образца ось вращения гентри смещается в пределах 30 мкм (зеленая линия на Рисунке 4.5), тогда как само гентри движется вдоль оси Z в пределах 100 мкм (зеленая линия на Рисунке 4.6). Данные значения являются существенными в сравнении с размером пикселя используемых детекторов что будет приводить к дополнительному размытию границ реконструируемого изображения. Результаты подобных измерений возможно будет использовать в будущем для корректировки проекций сканирования в зависимости от угла поворота.

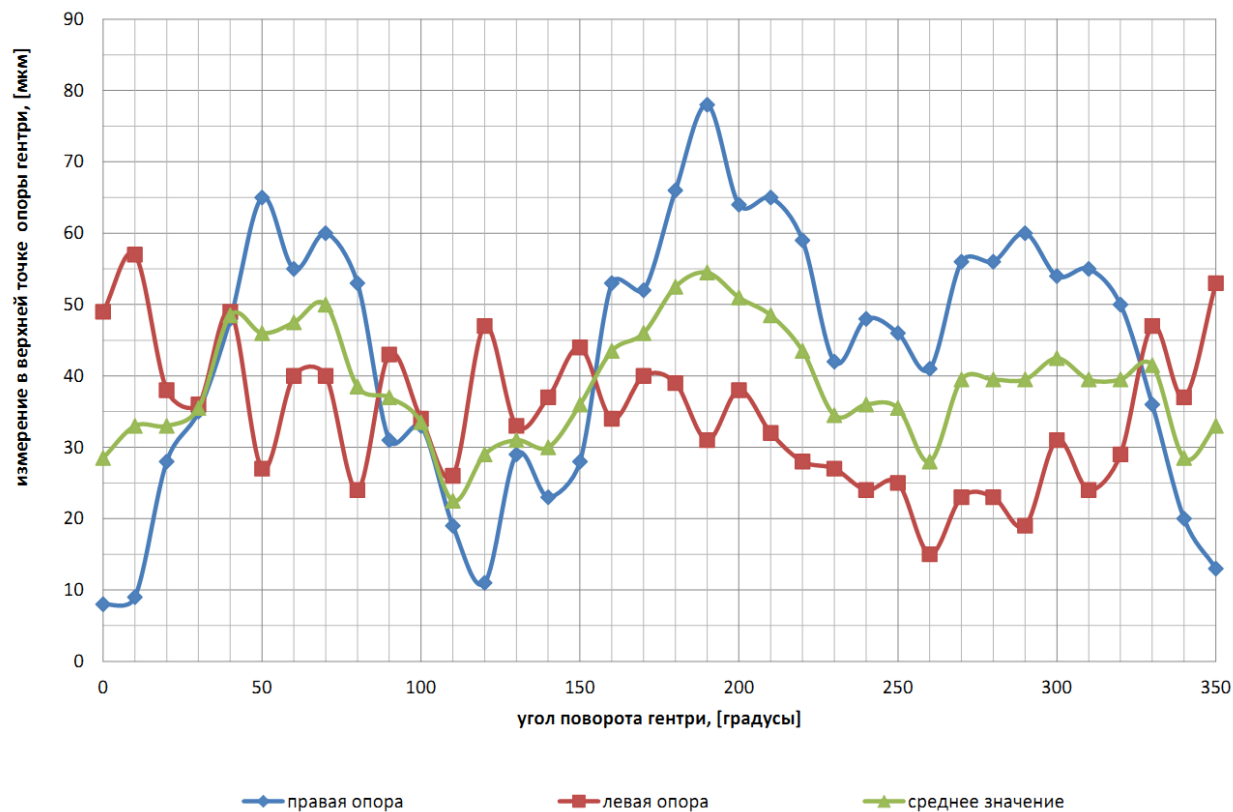


Рисунок 4.5 — Измерение положения верхних точек правой и левой опор гентри в зависимости от угла поворота. Среднее значение характеризует смещение оси вращения в области сканирования в зависимости от угла поворота гентри.

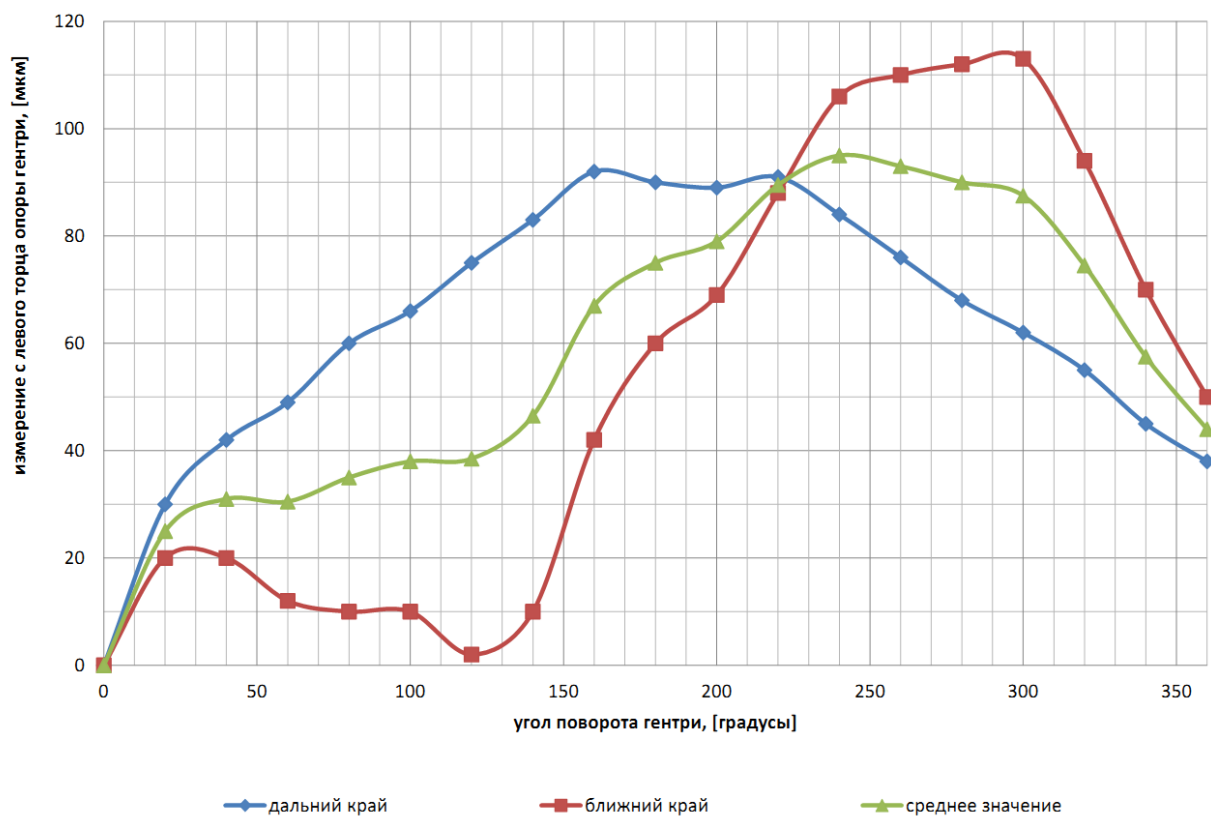


Рисунок 4.6 — Измерения положения ближнего и дальнего края торца левой опоры гентри. Среднее значение характеризует смещение гентри вдоль оси Z при вращении.

Измерения с использованием датчика угловых перемещений

Изучение вращения гентри проводилось с помощью оптического датчика угловых перемещений RENISHAW RESR[58]. Используемая нами система представляет собой масштабное кольцо диаметра 200 мм с нанесенными рисками с шагом 20 мкм и оптическую считывающую головку с разрешением 5 мкм. Масштабное кольцо устанавливается на валу гентри, а считывающая головка крепится к корпусу томографа. Угловое разрешения такой системы составляет около 10 угловых секунд.

В процессе стандартной процедуры сканирования, оборудование томографа вращается вокруг неподвижного образца, совершая остановки для получения проекций при различных углах поворота. Штативно-поворотное устройство с закрепленным на нем оборудованием обладает существенным моментом инерции, что приводит к колебательным движениям частей томографа в моменты остановок. Поведение томографа в моменты остановок было исследовано с помощью системы RESR (см. Рисунок 4.7). Как следует из рисунка, в начальной стадии остановки наблюдаются значительные колебания системы. Для получения проекций хорошего качества, время дополнительной задержки между остановкой и экспозицией должно составлять около половины секунды.

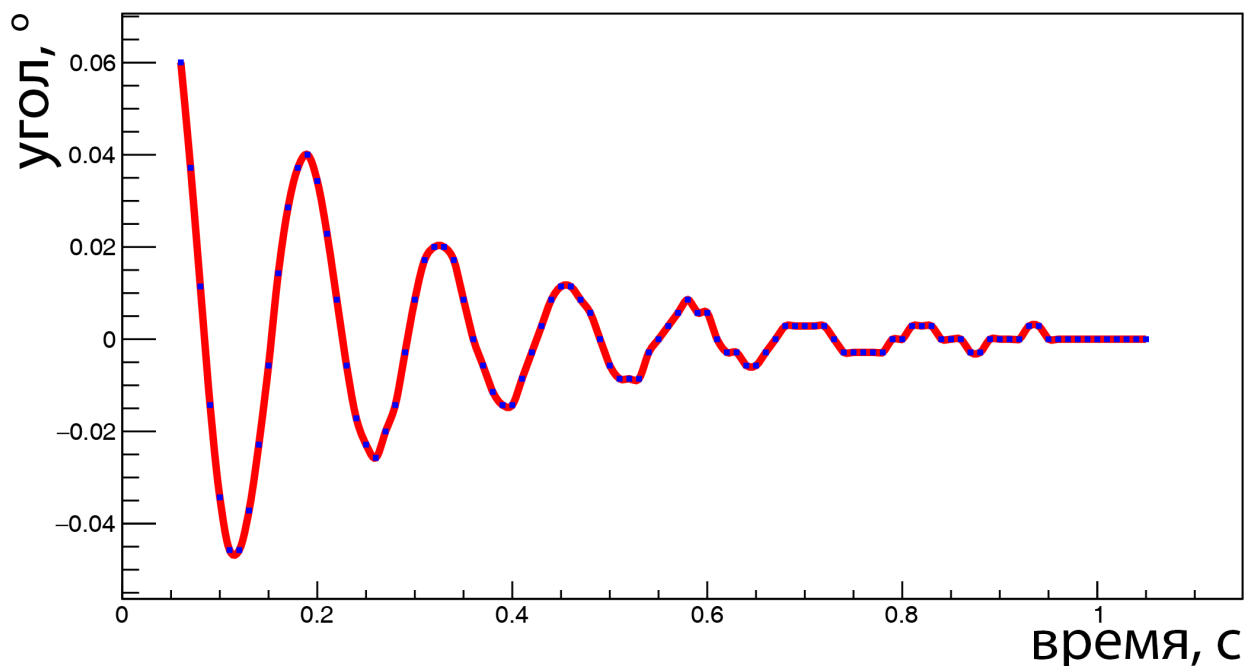


Рисунок 4.7 — Измерение положения штативно-поворотного устройства в момент остановки вращения томографа.

Следующим важным пунктом исследования является изучение повторяемости угловых измерений при одних и тех же положениях шагового мотора, приводящего к вращению гентри. В процессе сканирования томограф несколько раз совершает остановки в одних и тех же угловых положениях для получения проекций. Для успешной сшивки проекций эти угловые положения должны повторяться с высокой точностью. на Рисунке 4.8 приведены данные многочисленных угловых измерений при приведении томографа в положения 0° и 352° . Результаты измерений показывают, что конструкция томографа действительно обеспечивает высокую повторяемость угловых положений.

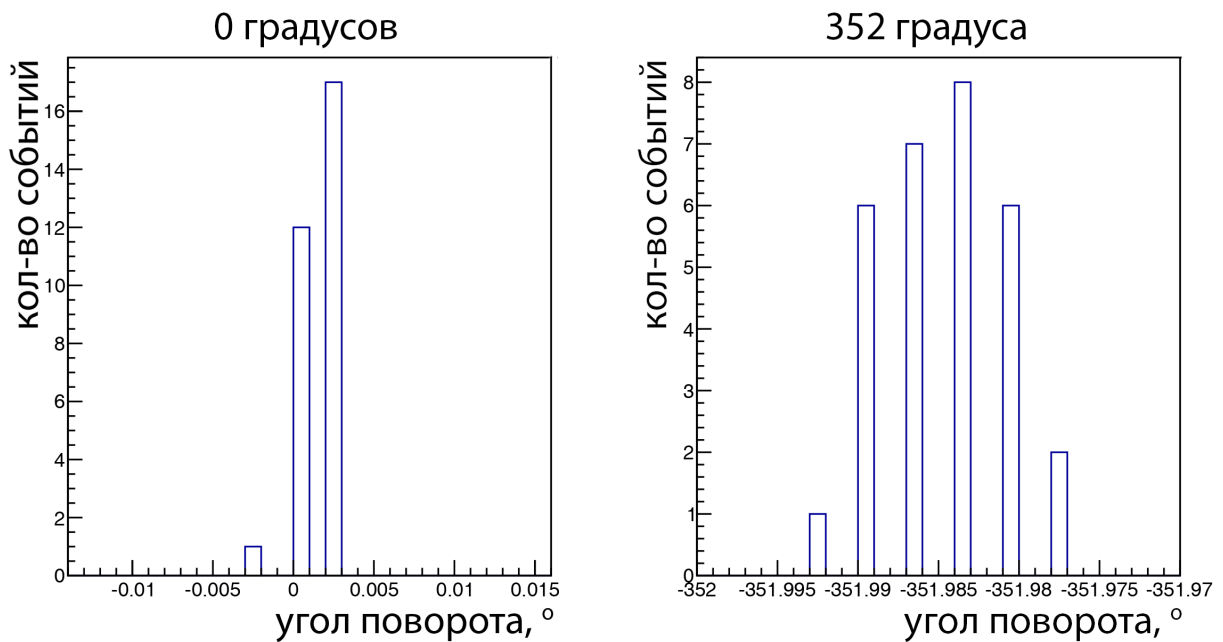


Рисунок 4.8 — Повторяемость измерений при приведении томографа в угловые положения 0° и 352° .

В томографе MARS гентри приводится в движение шаговым мотором посредством ременной передачи. Вес закрепленного на гентри оборудования распределен не равномерно, что приводит к различному усилию на ремень при разных углах поворота. Следующие измерения проводились для проверки соответствия углов поворота томографа действительным значениям. на Рисунке 4.9 представлена разность измеренного и ожидаемого значений угла в зависимости от угла поворота гентри. Отклонение измеренного угла является существенным и его максимальное значение соответствует примерно 500 мкм на поверхности масштабного кольца. В принципе, на измерения датчика угловых перемещений влияет не только поворот кольца, но и смещение оси кольца при его вращении. Чтобы учесть данный эффект, были выполнены независимые измерения

смещения оси кольца в зависимости от угла поворота. Расстояние до поверхности масштабного кольца измерялось с помощью оптического датчика SAFIBRA. Амплитуда данных измерений не превышает 80 мкм что не может объяснить величину отклонения измеренного угла поворота. Разность между измеренными и ожидаемыми значениями углов поворота может быть учтена для коррекции положений гентри и использована впоследствии при реконструкции изображения с нелинейным шагом поворота томографа.

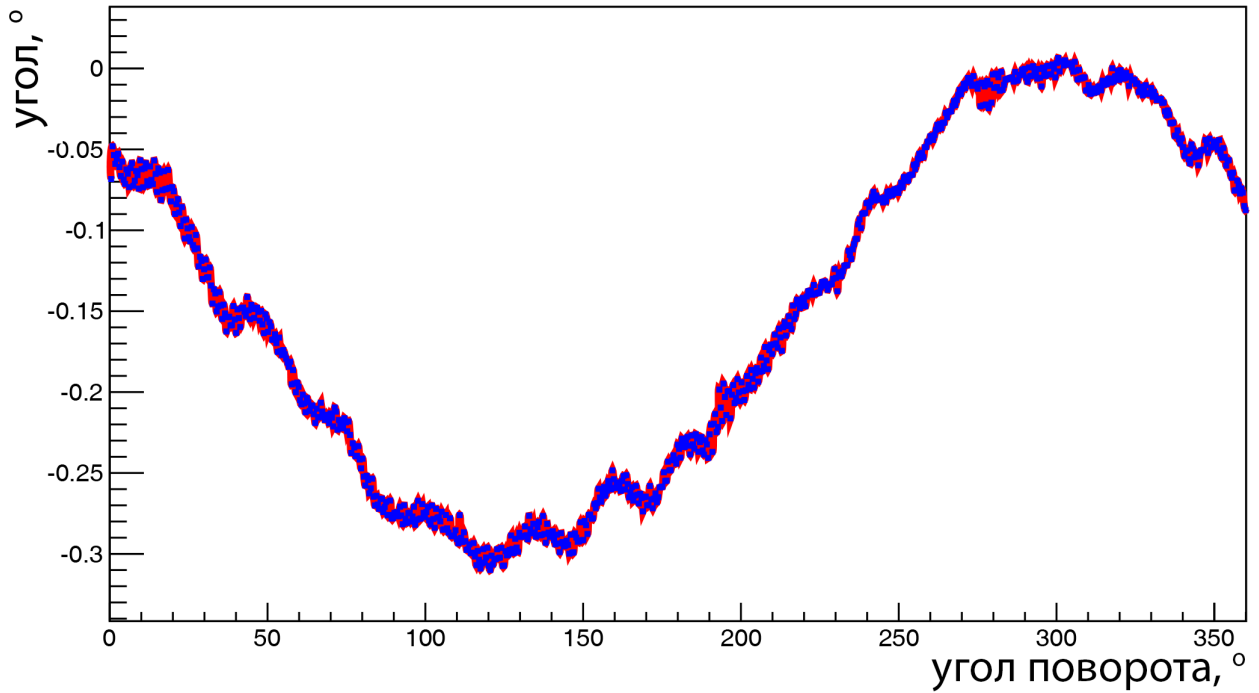


Рисунок 4.9 — Разность между измеренными и ожидаемыми значениями угла в зависимости от угла поворота гентри.

4.2.3 Параметры геометрии требующие калибровки

В случае идеальной геометрии, ось Z_s томографа MARS, вдоль которой перемещается образец, параллельна оси вращения гентри Z_g , столбцам камеры Z_c и оси Z лабораторной системы координат. Оси Y_c и Z_c соответствующие строкам и столбцам пикселей камеры параллельны соответственно осям Y_g и Z_g . Ось, по которой перемещаются источник рентгеновского излучения и камера в направлении к образцу или от образца, совпадает с осью X_g , при этом фокус рентгеновского источника и центр камеры лежат на ней, а ось вращения гентри пересекает ее и известны расстояния от точки пересечения до источника SOD , от точки пересечения до камеры ODD , от источника до камеры SDD . Ось Y_c , вдоль которой перемещается камера, параллельна оси Y_g .

В реальности же, геометрия имеет некоторые отклонения которые могут быть выражены в поправках на малые сдвиги и повороты частей томографа. Некоторые из этих геометрических поправок могут быть учтены при реконструкции трехмерного изображения образца, поэтому необходимо знать их точные значения. Одним из таких параметров является угол наклона камеры по отношению к оси вращения, т.е. угол α_{tilt} между осью Y_c и осью Y_g . Кроме того, необходимо учесть положение проекции оси вращения гентри на плоскость камеры. Так же важно знать точное положение проекции источника на плоскость камеры вдоль осей Y_c и Z_c . Наконец, следует скорректировать точное расстояние от источника до оси вращения SOD и от оси вращения до камеры ODD .

Данная работа посвящена нахождению угла наклона камеры α_{tilt} , определению положения проекции источника на плоскость камеры, и уточнению расстояния от источника до камеры SDD . Положение проекции оси вращения на плоскость камеры с хорошей точностью подбирается итеративными методами.

4.2.4 Процедура калибровки геометрических параметров томографа MARS

Описание фантома

Для калибровки томографа был изготовлен простой фантом, представляющий из себя пластиковый полый цилиндр диаметром 35 мм, вытянутый вдоль оси Z_s с двумя вольфрамовыми проволочками диаметром 50 мкм, приклеенными к поверхности цилиндра (см. Рисунок 4.10).

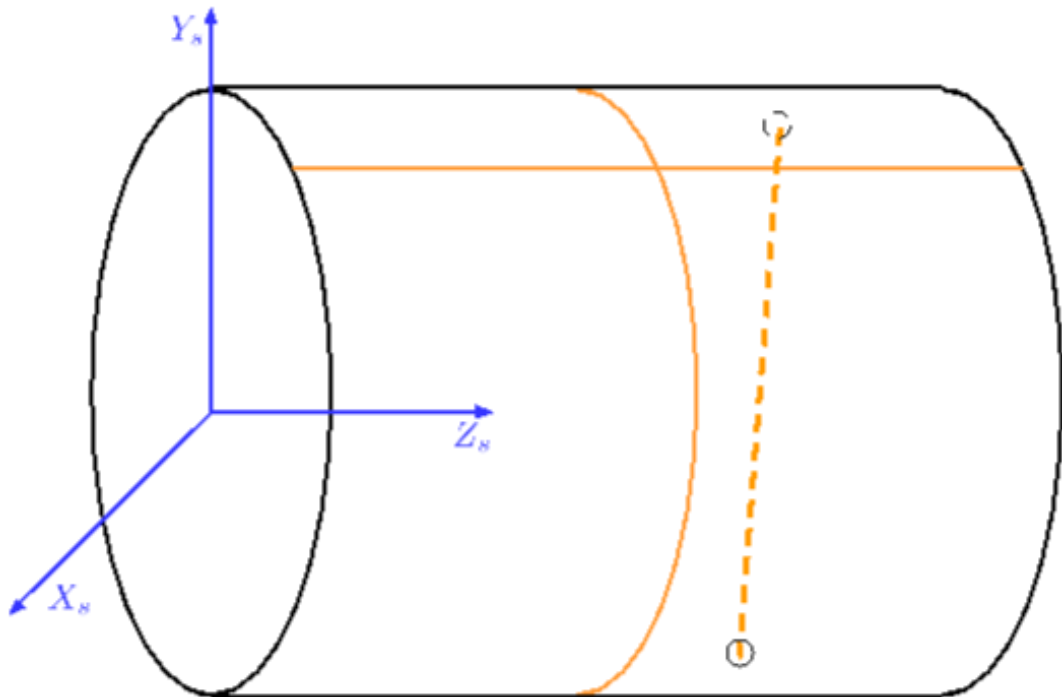


Рисунок 4.10 — Фантом для калибровки геометрии томографа

Одна проволочка направлена вдоль оси Z_s , другая – перпендикулярно таким образом, что проволочки образуют "крестик". На проекциях камеры положение "крестика" определялось аппроксимацией его тени функцией Гаусса в локальной области перекрестья. на Рисунке 4.11 приведены используемые проекции фантома с "крестиком". Положение тени перекрестья определялось здесь для позиции фантома -21 мм по оси Z и угла поворота гентри 40° в первом случае (на рисунке слева), а так же для угла поворота гентри 220° во втором случае (на рисунке справа). Еще одна проволочка натянута в плоскости $X_s Y_s$.

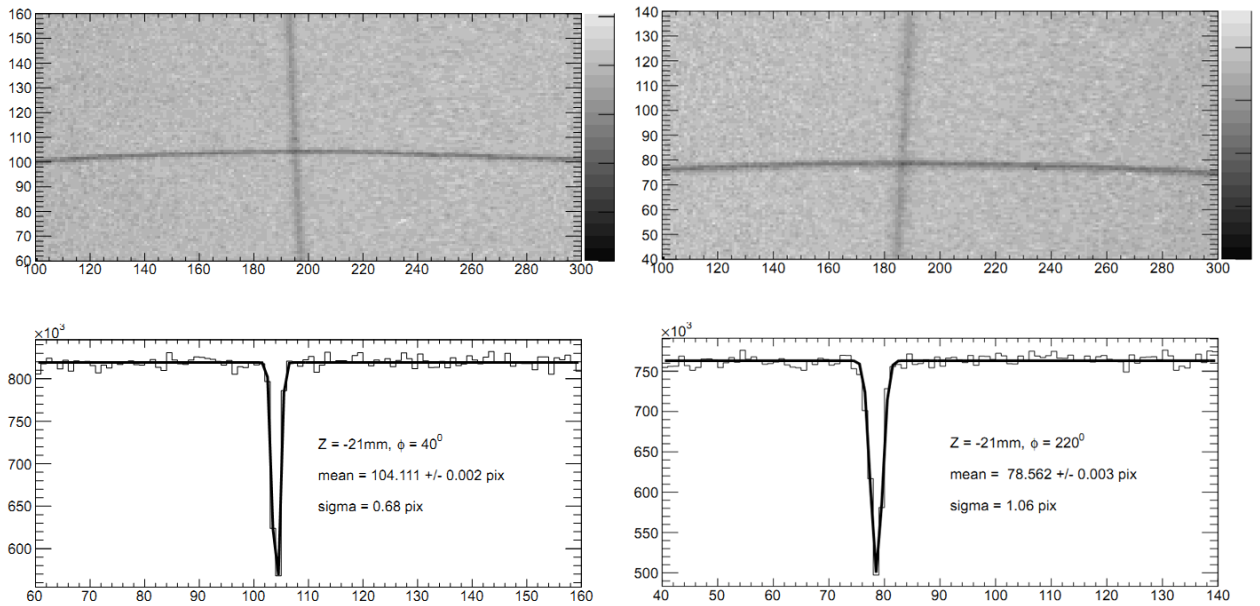


Рисунок 4.11 — Определения положения тени крестика в локальной области перекрестья с использованием аппроксимации функцией Гаусса.

Описанный выше "крестик" из проволочек, наклеенных на поверхность цилиндра, использовался главным образом в процедуре определения положения источника. Для нахождения угла наклона камеры в поперечном сечении фантома $X_s Y_s$ была натянута еще одна проволочка, изображенная вертикальной пунктирной линией на Рисунке 4.10.

Определение угла наклона камеры α_{tilt} .

Для определения угла наклона камеры α_{tilt} в плоскости $Y_g Z_g$ используется проекция проволочки, натянутой в плоскости $X_s Y_s$. Для этого анализируется угол наклона тени проволочки в вертикальном положении. Поскольку сама проволочка не имеет идеально вертикального положения, используются две проекции – прямая и полученная поворотом гентри на 180° . Усредненный для двух положений угол и дает искомый наклон камеры в плоскости $Y_g Z_g$ (см. Рисунок 4.12).

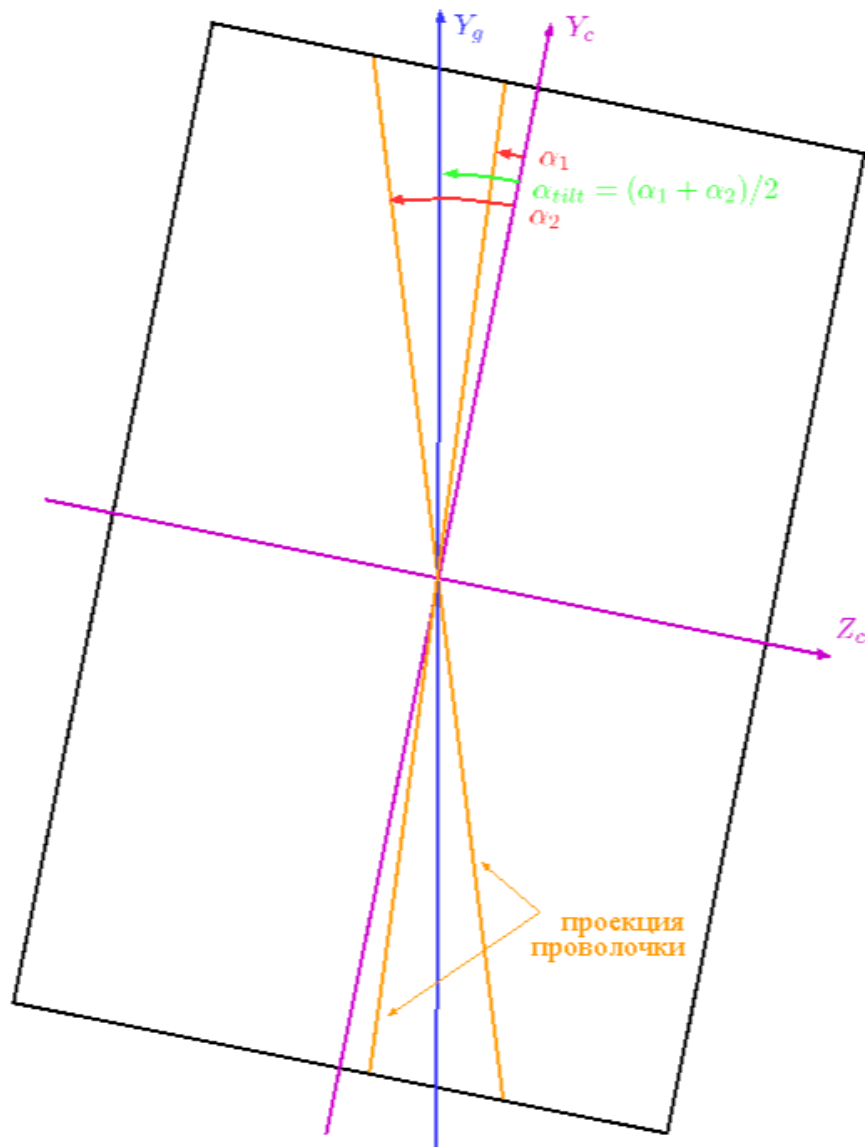


Рисунок 4.12 — Схема определения угла наклона камеры α_{tilt} по отношению к оси вращения гентри в плоскости $Y_g Z_g$

Определение положения источника по оси Z_c

Для определения положения источника относительно камеры по оси Z_c мы использовали изображения тени крестика при двух диаметрально противоположных позициях гентри для 6 позиций образца по оси Z_s (см. Рисунок 4.13). Углы поворота гентри 40° и 220° выбраны с тем расчетом чтобы соответствовать "ближнему" и "дальному" положениям крестика по отношению к камере. В принципе, разность углов поворота не обязательно должна быть 180° , и можно проводить серии измерений для нескольких углов поворота гентри вместо двух.

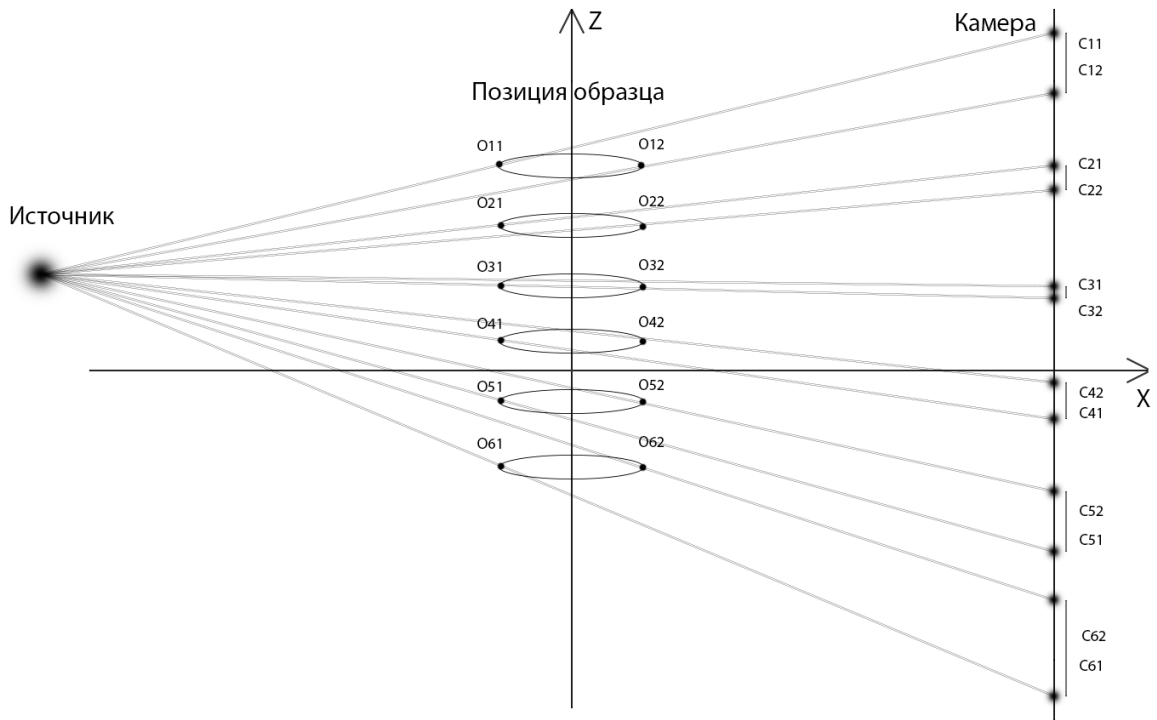


Рисунок 4.13 — Процедура определения положения источника по оси Z_c

Для каждой из проекций определялось положение тени перекрестья по оси камеры Z_c как это показано на Рисунке 4.11. Полученная зависимость положения тени перекрестья от позиции фантома по оси Z представлена на Рисунке 4.14. Синяя линия на графике соответствует измерениям для угла поворота гентри 40° , красная линия соответствует измерениям для для угла поворота гентри 220° . Очевидно, что точка пересечения этих прямых и есть искомое положение источника по оси камеры Z_c в пикселях.

Определение положения источника по оси Y_c и уточнение расстояния между источником и камерой SDD

Для определения положения источника по оси Y_c можно использовать иную схему измерения. В этом случае необходимо получить несколько наборов измерений координат тени снятых для различных по высоте позиций "крестика" при приближении и удалении камеры от источника (см. Рисунок 4.15). Разные позиции "крестика" по высоте достигаются простым поворотом фантома на определенный угол.

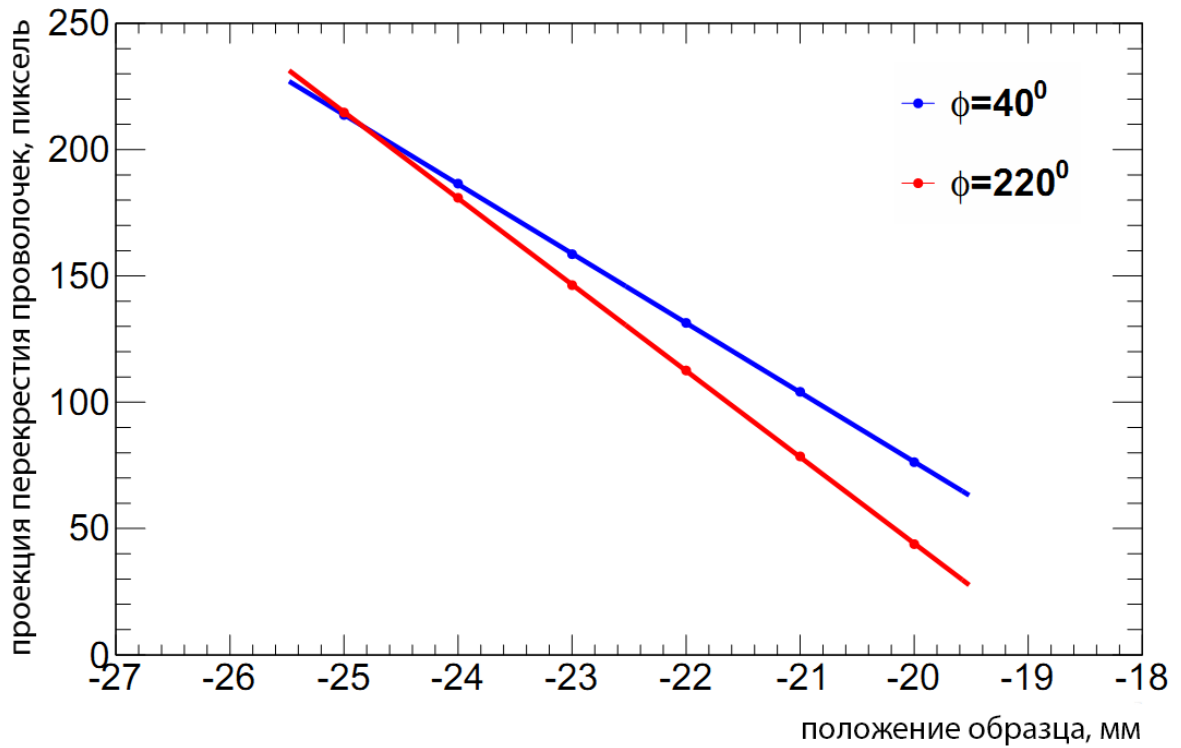


Рисунок 4.14 — Результат определения положения источника по оси Z_c

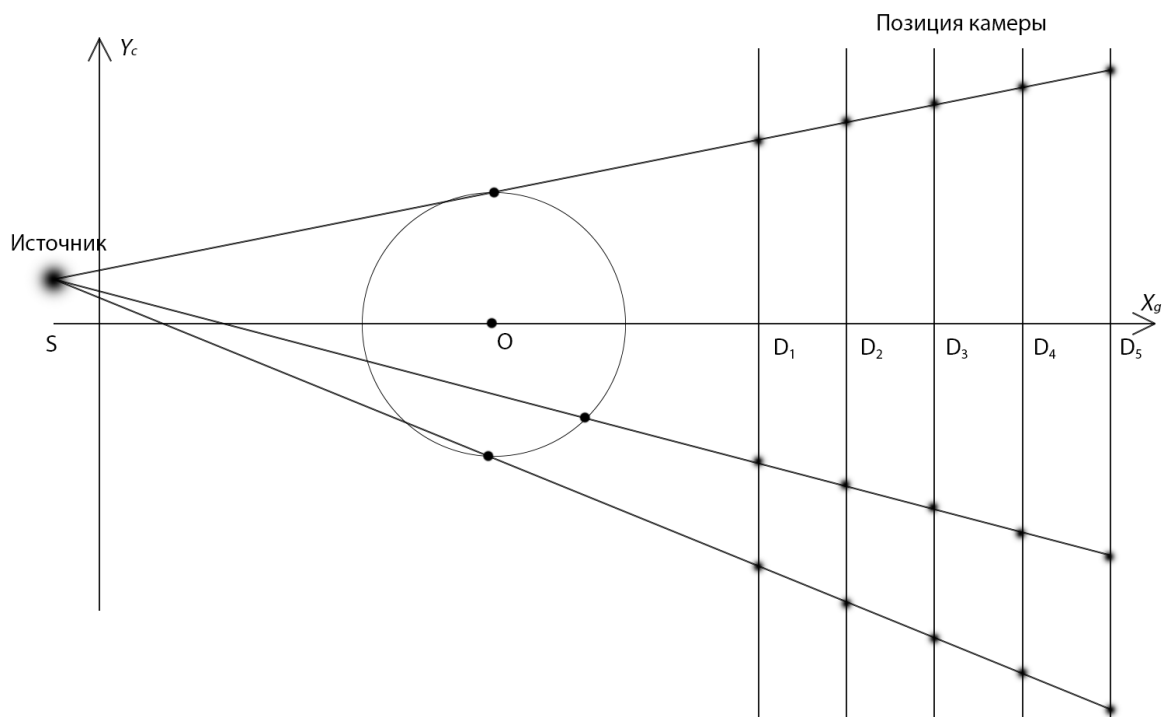


Рисунок 4.15 — Схема определения положения источника по оси Y_c и уточнения расстояния между источником и камерой SDD

В нашем случае координата тени перекрестья по оси Y_c измерялась для трех положений угла поворота гентри в пяти позициях камеры вдоль оси X_g соединяющей камеру с источником. на Рисунке 4.16 зеленая линия соответству-

ет измерениям координаты тени для угла поворота гентри 30° , синяя линия соответствует углу поворота гентри 203° и красная линия соответствует углу поворота гентри 358° . Все три линии должны пересекаться в точке которая и является искомым положением рентгеновского источника по оси камеры Y_c . Как видно из приведенного графика, данный метод годится не только для определения положения источника Y_c , но и для определения расстояния от фокусного пятна источника до камеры SDD , которое в нашем случае оказалось приблизительно на два сантиметра больше номинального.

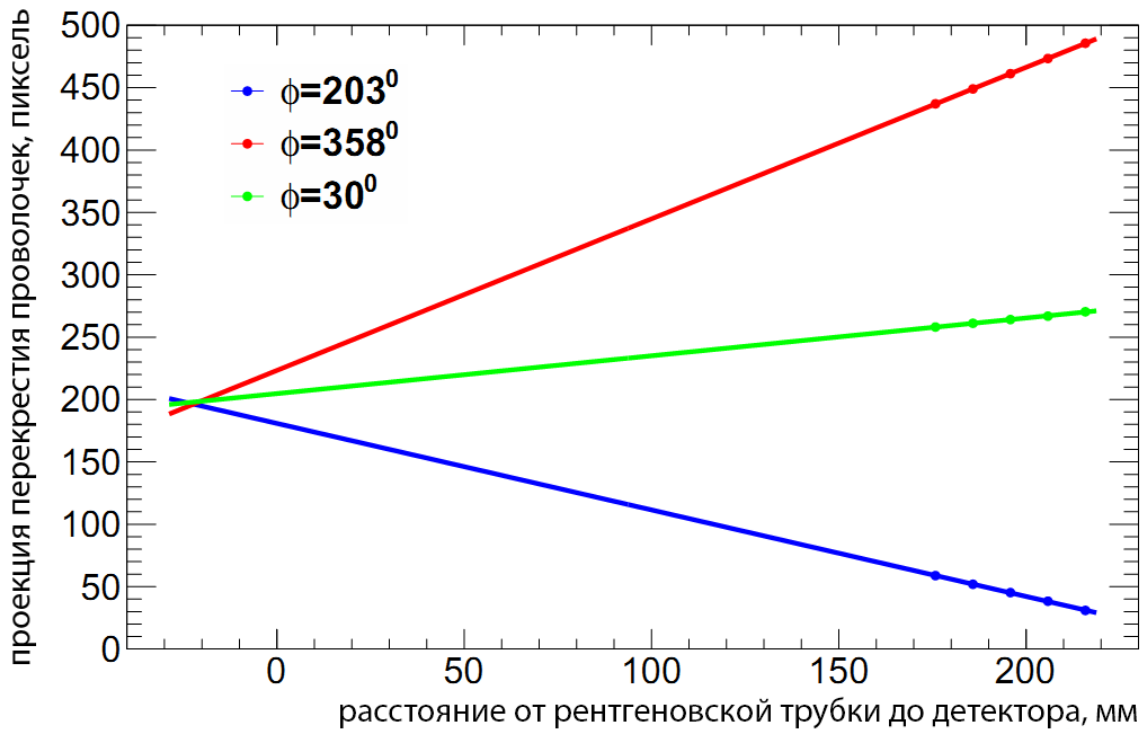


Рисунок 4.16 — Результат определения положения источника по оси Y_c и уточнения расстояния между источником и камерой SDD

4.2.5 Влияние геометрической калибровки томографа на качество реконструированного изображения

Полученные поправки геометрии томографа могут быть использованы в качестве входных параметров для реконструкции изображения. В качестве сканируемого образца использовался пластиковый фантом с двумя дополнительными проволочками натянутыми в его поперечном сечении. В первом случае

реконструкция изображения выполнена с использованием номинальных параметров геометрии (см. Рисунок 4.17). Во втором случае были применены поправки полученные в результате процедуры геометрической калибровки томографа (см. Рисунок 4.18).

Из приведенных рисунков видно, что качество реконструкции без учета геометрических поправок имеет определенные недостатки. В частности, проволочки на реконструированном изображении раздваиваются и имеют прерывистую структуру. В то же время применение результатов геометрической калибровки приводит к значительному улучшению качества реконструированного изображения.

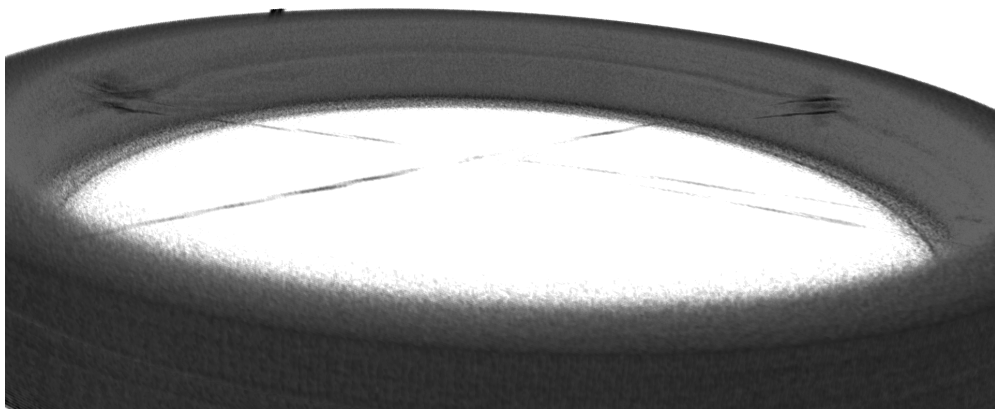


Рисунок 4.17 — Реконструированное изображение фантома с использованием номинальной геометрии

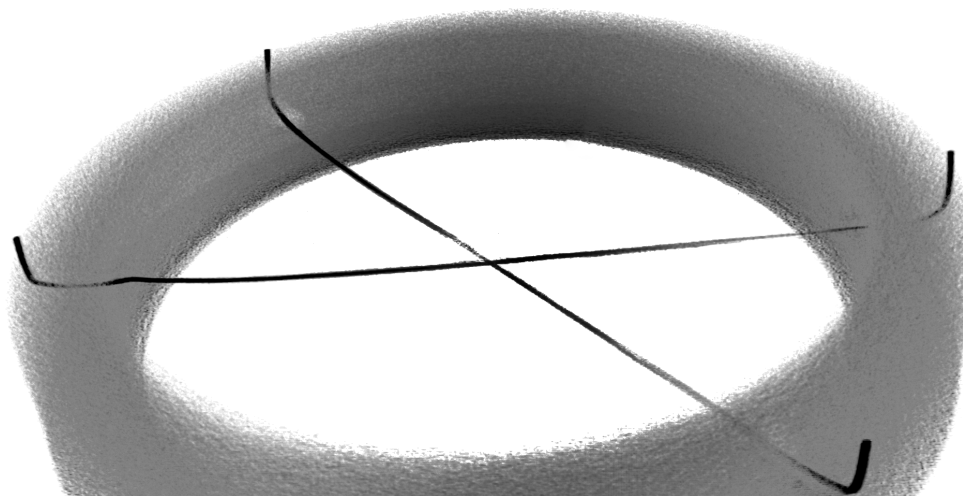


Рисунок 4.18 — Реконструированное изображение фантома с учетом геометрической калибровки

4.2.6 Пространственное разрешение томографа

Финальное пространственное разрешение томографа зависит как от качества исходных проекций так и от качества реконструкции. В первом случае влияние оказывают собственно физические процессы в материале детектора, размер пикселя детектора, размер фокуса рентгеновской трубки, фактор увеличения изображения. Такие факторы как механическая точность движения частей томографа и точная корректировка геометрии системы влияют уже на качество реконструкции объекта. В данном разделе описывается несколько способов использованных нами для получения количественной оценки конечного пространственного разрешения системы на которое влияют все вышеперечисленные эффекты.

Первый метод косвенной оценки пространственного разрешения основан на аппроксимации отклика системы на точечный объект функцией Гаусса. В качестве объекта сканирования использовалась проволочка из алюминия диаметром приблизительно 2.7 мм. Для оценки пространственного разрешения томографа использовалась картинка, представляющая собой сумму по 20 реконструированным срезам проволочки (см. Рисунок 4.19). По двум осям вдоль красных линий на рисунке вырезалась узкая область, которую можно считать прямоугольной, для последующего фитирования. В качестве аппроксимирующей функции использовалась свертка функции Гаусса с прямоугольной функцией (см. Рисунок 4.20). Прямоугольная функция здесь имеет смысл исходного "не размазанного" изображения проволочки, тогда как функция Гаусса представляет собой отклик системы на точечный объект. В результате для функции Гаусса было получено значение $\sigma = 34$ мкм по обеим осям.

Для прямой оценки пространственного разрешения системы были выполнены так же томографии трех образцов сеточки из нержавеющей стали (см. Рисунок 4.21). Использовались сеточки из проволочки диаметра 25 мкм с шагом 67 мкм, диаметра 30 мкм с шагом 80 мкм и диаметра 50 мкм с шагом 265 мкм. Если откликом на точечный объект является функция Гаусса, то два точечных объекта начнут разделяться при разведении их на расстояние более 2σ , приблизительно. Для второго образца (диаметр 30 мкм с шагом 80 мкм) структура сеточки уже начинает просматриваться, что находится в соответствии с нашей предыдущей оценкой пространственного разрешения.

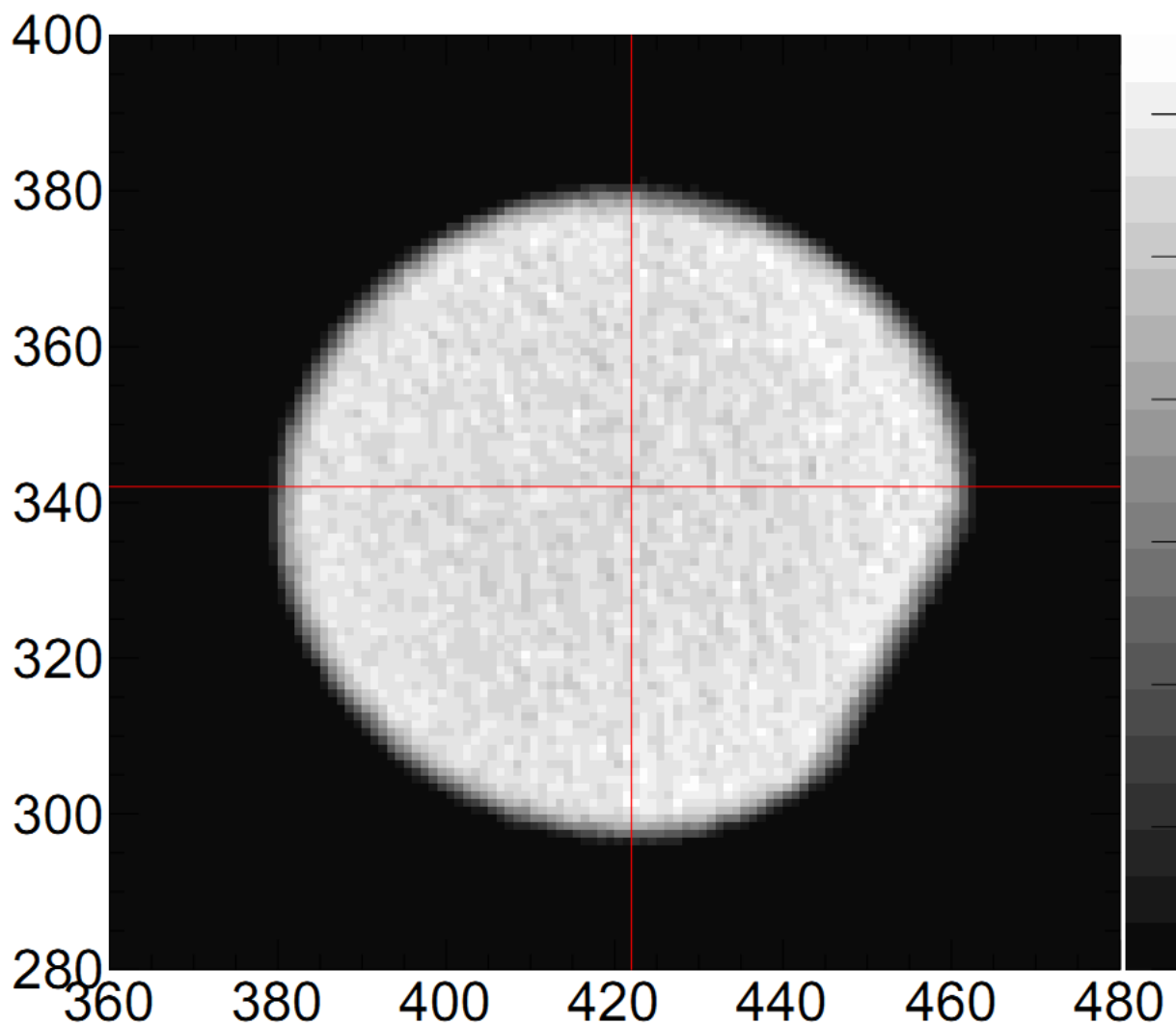


Рисунок 4.19 — Сумма 20 реконструированных поперечных срезов проволочки

Еще одна независимая прямая оценка пространственного разрешения была выполнена с использованием сканирования калибровочного фантома (см. Рисунок 4.22) производства фирмы QRM[59], который представляет собой две перпендикулярных кремниевых пластинки размером 5x5 мм с нанесенными рисками толщиной 5, 10, 25, 50, 100, 150 мкм и точками диаметром 5, 10, 25, 50, 100, 150 мкм, глубина рисок от 80 до 120 мкм. Реконструированные изображения фантома представлены на Рисунке 4.23. В плоскостях $X_s Y_s$ и $X_s Z_s$ минимально различимы линии шириной 50 мкм, что соответствует 10-ти парам линий на миллиметр.

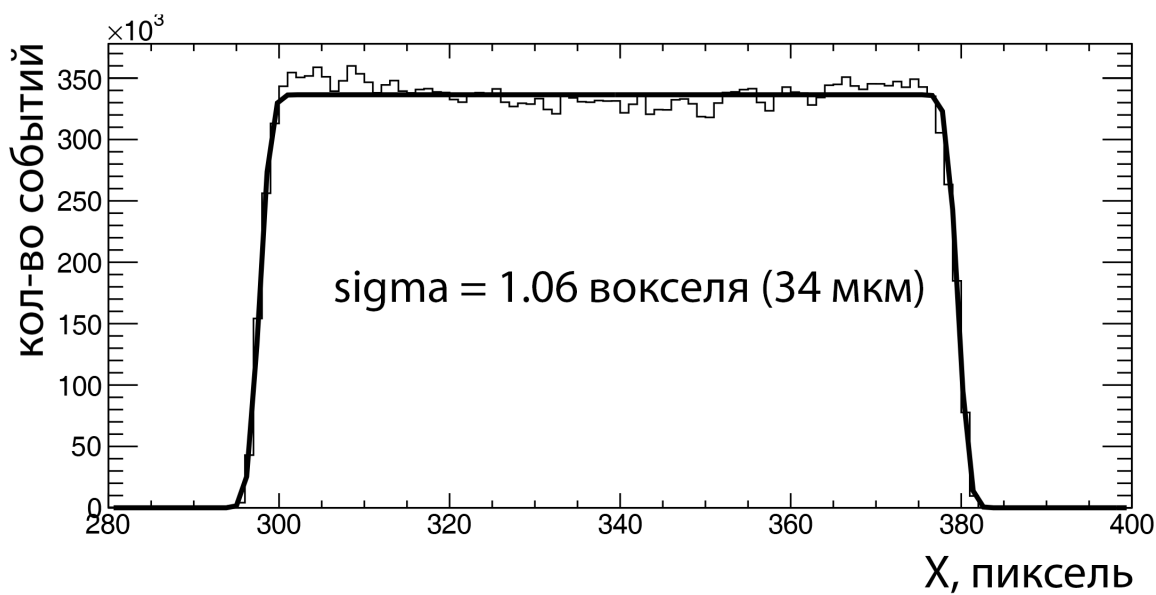
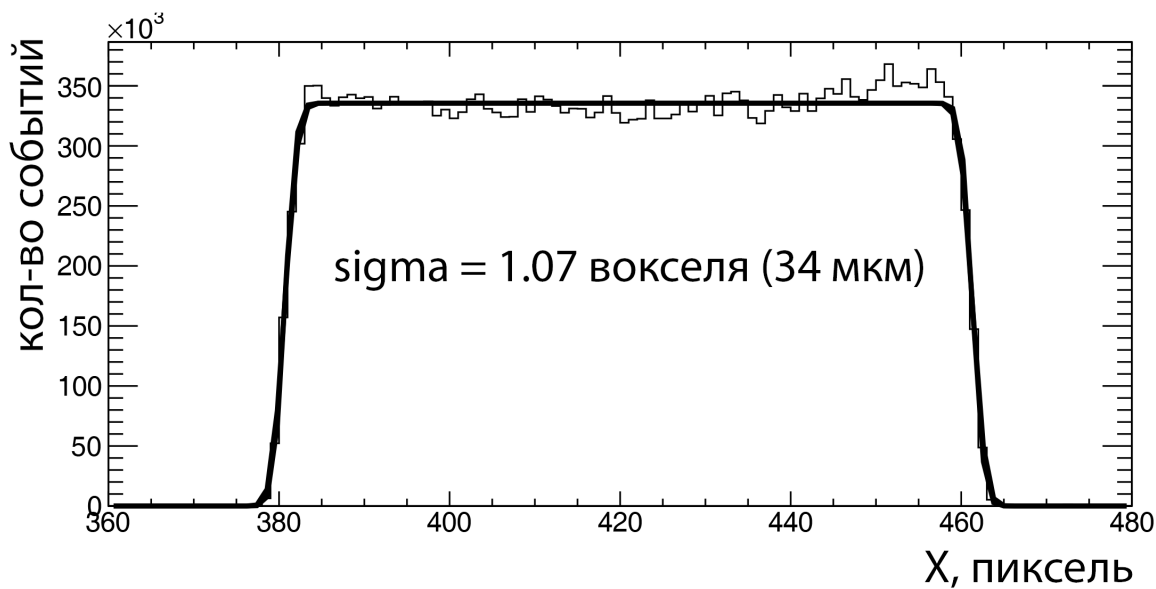


Рисунок 4.20 — Аппроксимация профиля поперечного среза проволоочки сверткой функции Гаусса с прямоугольной функцией по оси X_s сверху и по оси Y_s снизу.

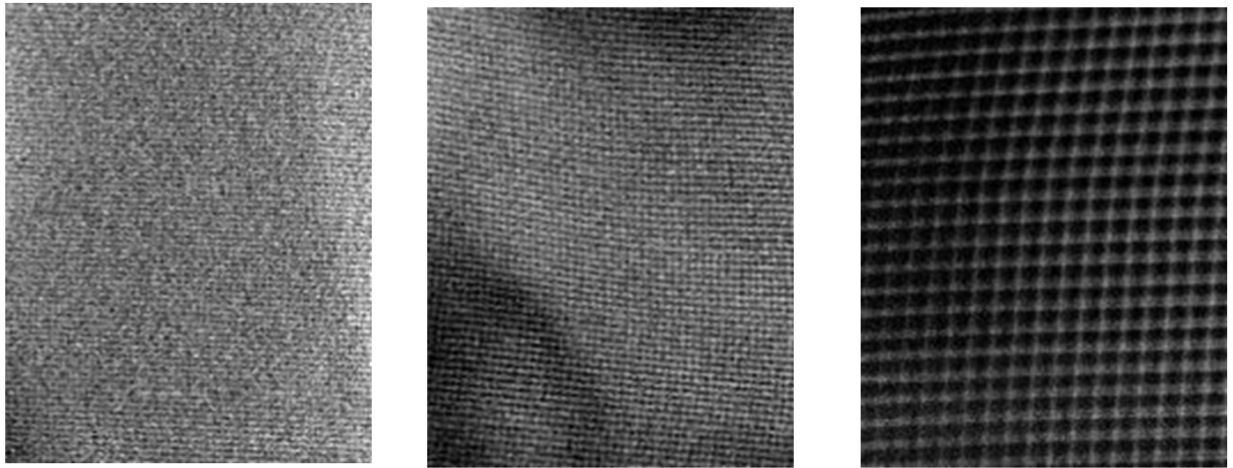


Рисунок 4.21 — Реконструированные изображения трех образцов сеточки из нержавеющей стали: диаметра 25 мкм с шагом 67 мкм, диаметра 30 мкм с шагом 80 мкм и диаметра 50 мкм с шагом 265 мкм.

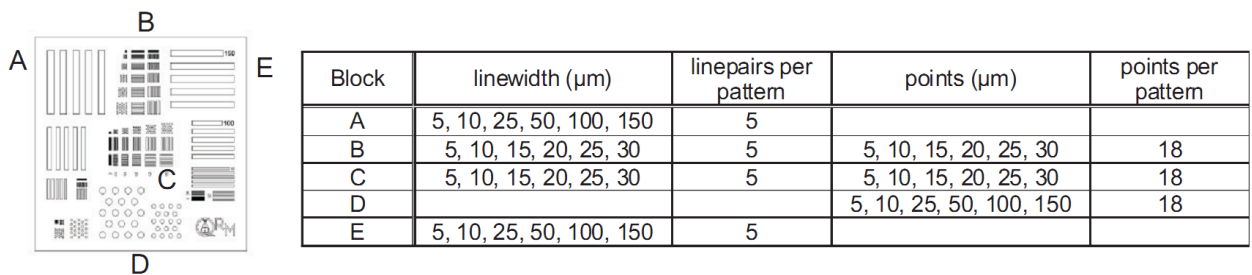


Рисунок 4.22 — Описание калибровочного фантома с обозначением нанесенных рисок

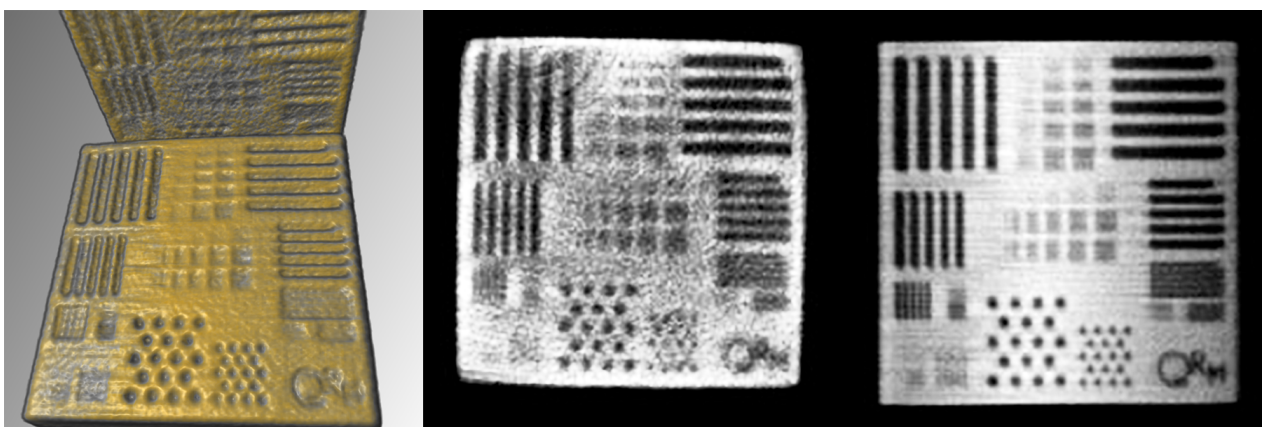


Рисунок 4.23 — Калибровочный фантом: слева — реконструированное изображение фантома, посередине — поперечный срез фантома в плоскости $X_s Y_s$ и справа — поперечный срез фантома в плоскости $X_s Z_s$.

4.3 Программное обеспечение для проведения спектрального рентгеномногографического исследования

С программной точки зрения, микротомограф MARS состоит из трех основных частей: система перемещения, рентгеновский источник и детектор, управление которыми осуществляется независимо.

Система перемещения управляется по интерфейсу RS-232 с помощью текстовых команд, позволяющих задать положение для 5 модулей перемещения:

1. Угол поворота гентри.
2. Положение образца.
3. Положение источника рентгеновского излучения.
4. Положение детектора (ближе или дальше от оси вращения).
5. Положение детектора перпендикулярно оси излучения.

Для каждого модуля перемещения кроме положения, может быть задана скорость перемещения. Т.к. гентри с закрепленным на нем рентгеновским источником, детектором и свинцовым экраном обладает большим моментом вращения, запуск и остановка производится с плавным увеличением и уменьшением скорости для минимизации биений и тряски. Каждый модуль перемещения оборудован концевым оптическим датчиком. Это позволяет определить координаты каждого модуля и обеспечить повторяемость положений от сканирования к сканированию. Положение для каждого мотора может быть выставлено как индивидуально, так и одновременно для всех 5 модулей перемещения. Кроме того, модуль управления системой перемещения также отвечает за включение/выключение освещения внутри томографа, закрытия/открытия замка крышки томографа.

Большинство серийных рентгеновских источников поддерживают управление по интерфейсу RS-232. Установленный в микротомографе MARS рентгеновский источник SB-120-350 также поддерживает этот интерфейс и управляется текстовыми командами. Реализована поддержка рентгеновского источника РАП-200, изготовленного ЛЭТИ по заказу ОИЯИ, и рентгеновского источника Hamamatsu L10951. Эти источники имеют меньший размер фокального пятна и позволяют получить изображения более высокого качества.

В ходе работ использовались четыре различных детектора, на базе электроники Medipix3.1, Timerix, Medipix3RX и сенсоров из кремния и арсенида

галлия различной толщины. Все детекторы в силу схожести их устройства имеют близкий набор команд, из которых основные – чтение и установка настроек электроники, загрузка матрицы подстроечных битов, экспозиция и считывание изображения.

Основными требованиями к программному обеспечению для управления томографом являлись: надежность, удобство, простота. Поскольку характерное время сканирования несколько часов, а в некоторых случаях может достигать недели, важно, чтобы начатое сканирование прошло без ошибок. Для этого необходимо проверить работу всех компонент до старта сканирования, а также проверить корректность всех заданных параметров. Настройки оборудования хранятся в конфигурационных файлах и устанавливаются единожды, не требуя изменений в процессе работы с томографом. Для того, чтобы было проще и удобнее работать с программой, все параметры сканирования задаются на одном экране, по порядку сверху вниз:

1. Название сканирования.
2. Длина образца.
3. Диаметр образца.
4. Перекрытие положений детектора при съемке панорамной проекции.
5. Количество ракурсов.
6. Угол поворота гентри.
7. Положение образца.
8. Положение детектора вдоль оси, перпендикулярной оси вращения и оси пучка излучения.
9. Положение источника вдоль оси пучка излучения.
10. Положение детектора вдоль оси пучка излучения.
11. Ток рентгеновского источника.
12. Напряжение рентгеновского источника.
13. Длительность экспозиции.
14. Количество кадров, в каждом положении детектора.
15. Порог по энергии.
16. Список экспозиций (длительность, количество кадров, порог по энергии).

На Рисунке 4.24 приведен снимок интерфейса программы. В левой части окна расположен блок настроек параметров сканирования, кнопки запуска/остановки сканирования, экспозиции одиночного кадра, перемещение в задан-

ное положение, по центру – изображение с веб-камеры, находящейся внутри томографа, и последний кадр с детектора, справа – кнопки открытия/закрытия замка, запирающего крышку томографа, включения/выключения освещения, включения/выключения рентгеновского источника, а также блок сведений, отображающих текущие ток и напряжение на рентгеновском источнике, показания датчика угловых перемещений, угол поворота гентри (заданный), положение образца, детектора и рентгеновского источника.

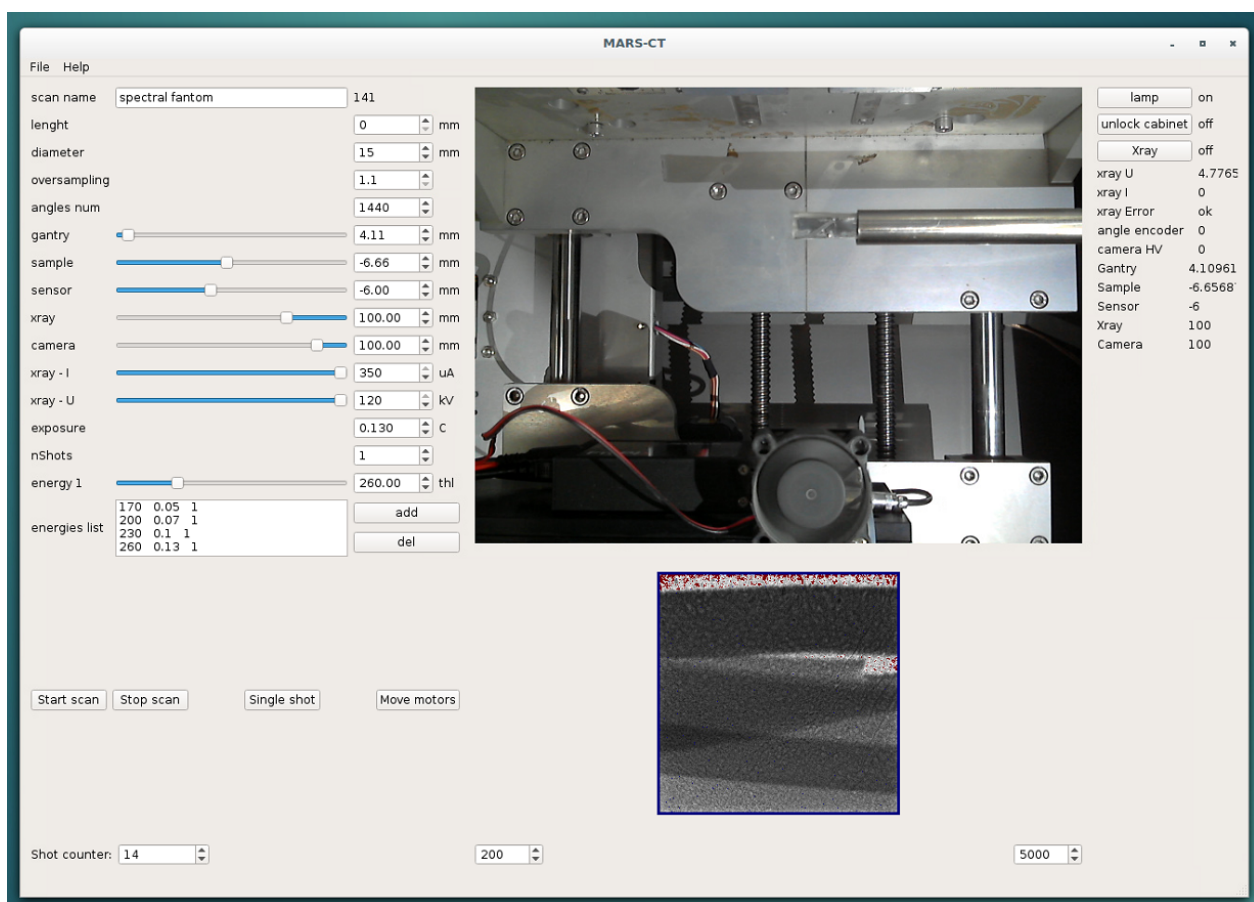


Рисунок 4.24 — Интерфейс программы для проведения спектрального томографического сканирования на микротомографе MARS.

Для увеличения динамического диапазона регистрируемых изображений, в каждой позиции детектора может быть сделана серия кадров с последующем суммированием. Мультиэнергетическое сканирование реализовано путем задания списка экспозиций, где под экспозицией подразумевается время экспозиции, заданный порог по энергии и количество кадров.

В настоящий момент реализован режим работы, с круговой траекторией в режиме старт/стоп: на каждом шаге задается положение детектора и угол поворота гентри, после чего снимается серия кадров для каждого порога по энергии. Перемещение детектора необходимо для того, чтобы с помощью детек-

тора меньшей площади зарегистрировать теньевую проекцию большего размера. Для сканирования протяженных объектов выполняется серия последовательных сканирований с круговой траекторией для нескольких положений образца.

Данные сохраняются в формате "tjraw в котором последовательно записаны кадры, состоящие из информационного блока, и изображения с детектора. В информационном блоке сохраняются такие параметры кадра, как режим работы детектора, ширина и высота детектора, количество экспозиций, время экспозиции, порог по энергии, тип кадра, положение всех перемещающихся частей томографа, показания датчика угловых перемещений. Изображение хранится в виде линейного массива данных в формате числа с плавающей точкой так, что отдельные строки следуют друг за другом. Для удобства последующей обработки, все кадры, относящиеся к одной проекции, сохраняются в одном файле.

Каждое сканирование состоит из трёх этапов. В начале, для каждого порога по энергии снимается серия из 10 кадров при выключенном источнике рентгеновского излучения. Такие изображения называются снимками темного поля и служат для определения шумящих пикселей. Затем, для каждого положения детектора и каждого порога по энергии, при включенном источнике рентгеновского излучения снимается серия из 100 кадров. Такие изображения называются снимками светлого поля или снимками открытого пучка). С их помощью определяются неработающие, плохо калиброванные, нестабильные пиксели, а также неравномерность засветки детектора, которая устраняется последующей нормировкой. Последний этап – непосредственно сканирование образца (см. Рисунок 4.25).

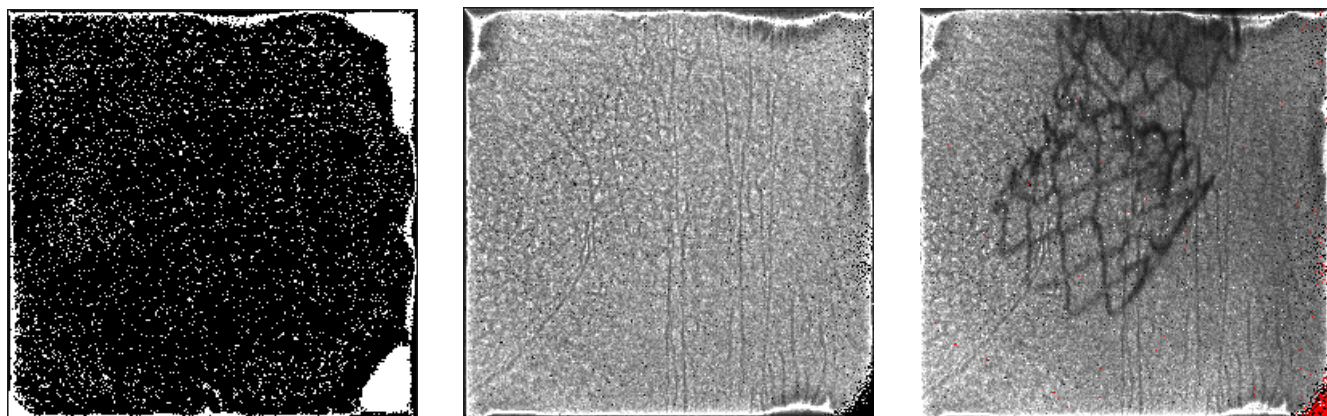


Рисунок 4.25 — Слева направо: пример кадра темного поля; пример кадра светлого поля; пример кадра с образцом, красным цветом отмечены замаскированные пиксели.

Полученные в результате сканирования данные необходимо предварительно обработать перед тем, как реконструировать изображение образца. Процедура обработки состоит из нескольких стадий, в соответствии с этапами сканирования. Прежде всего, необходимо замаскировать пиксели, в которых есть счет при выключенном источнике по кадрам темного поля. Количество таких пикселей для детекторов Medipix как правило составляет менее 0.02 %. Далее по кадрам светлого поля для каждого положения детектора и каждого порога по энергии определяются шумящие и нестабильные пиксели: для каждого пикселя детектора строится распределение счета в нем. В идеале, счет в пикселе определяется распределением Пуассона и зависит от количества зарегистрированных фотонов. На практике присутствует электронный шум предусилителя, а также флуктуация коэффициента усиления, в результате распределение счета в пикселе соответствует распределению Гаусса со средним $I_{0counts}^{ij}$ и шириной σ_{counts}^{ij} , где индексы i и j обозначают координаты пикселя в детекторе. По среднему счету в пикселях $I_{0counts}^{ij}$ строится распределение, по которому определяются пиксели, в которых счетчик достиг верхней границы, либо счет ниже установленного минимального значения, такие пиксели маскируются. Второе распределение строится для ширины распределения счета в пикселе σ_{counts}^{ij} . По нему определяются пиксели со слишком широким распределением, что говорит о нестабильном усилении сигнала в них, которые также маскируются. В результате этой процедуры оказывается замаскированным до 1 % от всех пикселей.

Среднее значение счета в пикселе $I_{0counts}^{ijkm}$ для светлого поля, где k – индекс положения детектора, m – индекс порога по энергии, используется для нормировки, с помощью которой определяется доля прошедшего излучения. Возможно два подхода.

В первом случае доля прошедшего излучения вычисляется непосредственно для каждого порога по энергии:

$$P^{ijkm} = \frac{I_{counts}^{ijkm}}{I_{0counts}^{ijkm}}, \quad (4.1)$$

где I_{counts}^{ijkm} – счет в пикселе при сканировании образца.

Во втором случае доля прошедшего излучения определяется для диапазона энергий излучения, определенного двумя порогами, путем вычисления раз-

ницы в счете на двух порогах и соответствующей нормировке:

$$P^{ijkm} = \frac{I_{counts}^{ijkm} - I_{counts}^{ijk(m-1)}}{I_{0counts}^{ijkm} - I_{0counts}^{ijk(m-1)}}. \quad (4.2)$$

Для последнего порога нормировка осуществляется аналогично первому случаю. На Рисунке 4.26 приведен пример кадра, после нормализации на светлое поле.

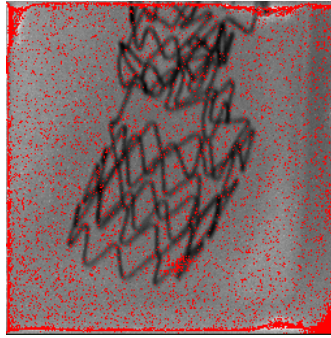


Рисунок 4.26 — Пример кадра, после нормализации на светлое поле. Красным цветом показаны замаскированные пиксели.

После нормировки, необходимо из отдельных кадров сшить цельную проекцию (см. Рисунок 4.27), при этом значения в пикселях в области перекрытия изображений усредняются. После этого, для замаскированных пикселей вычисляются значения путем интерполяции по соседним пикселям с помощью итеративной процедуры.

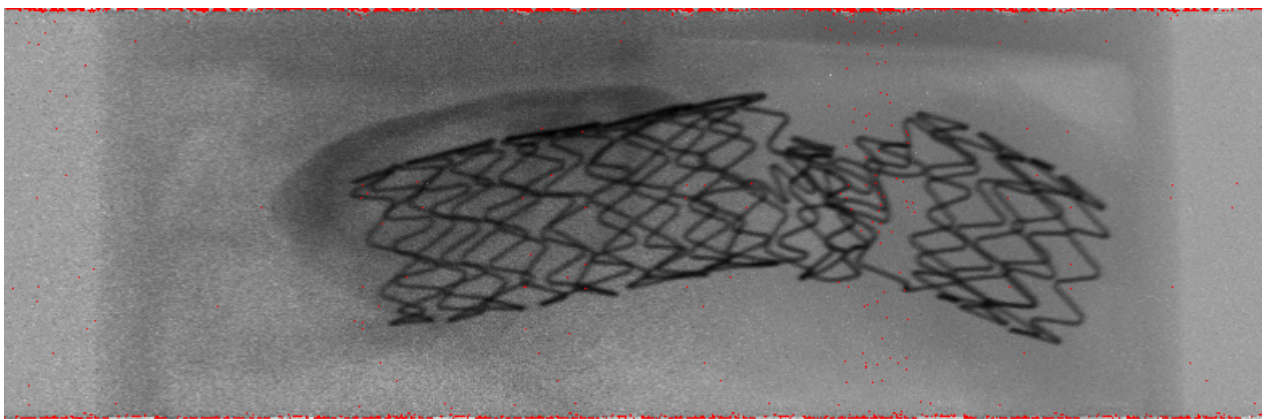


Рисунок 4.27 — Пример теневой проекции сшитой из отдельных кадров. Красным цветом показаны замаскированные пиксели.

На заключительном этапе выполняется переупаковка данных из теневых проекций в синограммы – изображения, в которых каждая строка соответствует одной и той же строке детектора (проекции), полученной под разными углами

(см. Рисунок 4.28). Несмотря на то, что данные нормируются на светлое поле, различия в калибровке отдельных пикселей приводят к появлению кольцевых артефактов. Наиболее удобно процедура фильтрации таких артефактов проводится на синограммах, поскольку каждая колонка синограммы соответствует одному пикселю. Для этого значения в каждой колонке усредняются и для них строится профиль, который сглаживается путем итеративного определения пикселей, среднее значение в которых наиболее сильно отличается от значений в соседних пикселях. Далее, значения в пикселях нормируются так, чтобы построенный по ним профиль соответствовал сглаженному. В некоторых случаях, калибровка в пикселе нарушается в процессе сканирования, что приводит к незамкнутым дуговым артефактам. Для снижения их влияния на качество реконструкции проводится дополнительная медианная фильтрация плавающим окном с заданной шириной и высотой.

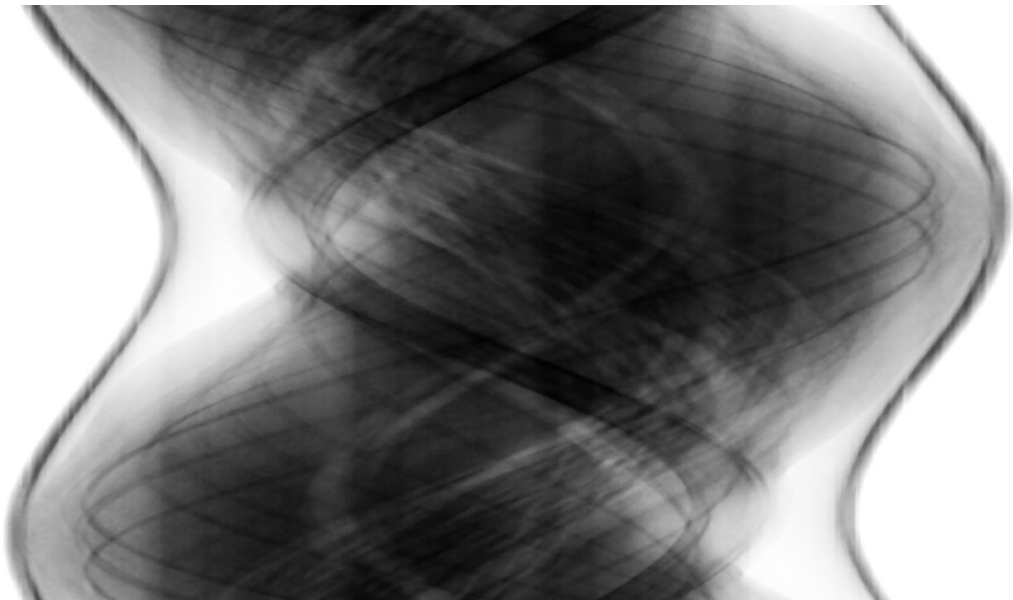


Рисунок 4.28 — Пример синограммы.

4.4 Примеры исследований на микротомографе MARS

С 2014 по 2018 год на микротомографе MARS была проведена серия рентгеномографических сканирования для исследования медицинских и геологических образцов. Были продемонстрированы возможности микротомографа для изучения небольших животных (см. Рисунок 4.29). Разрешение микротомо-

графа достаточно для визуализации структуры костей, а широкий динамический диапазон детектора позволяет визуализировать разницу между жиром и биологическими тканями, благодаря чему отчетливо видны внутренние органы.

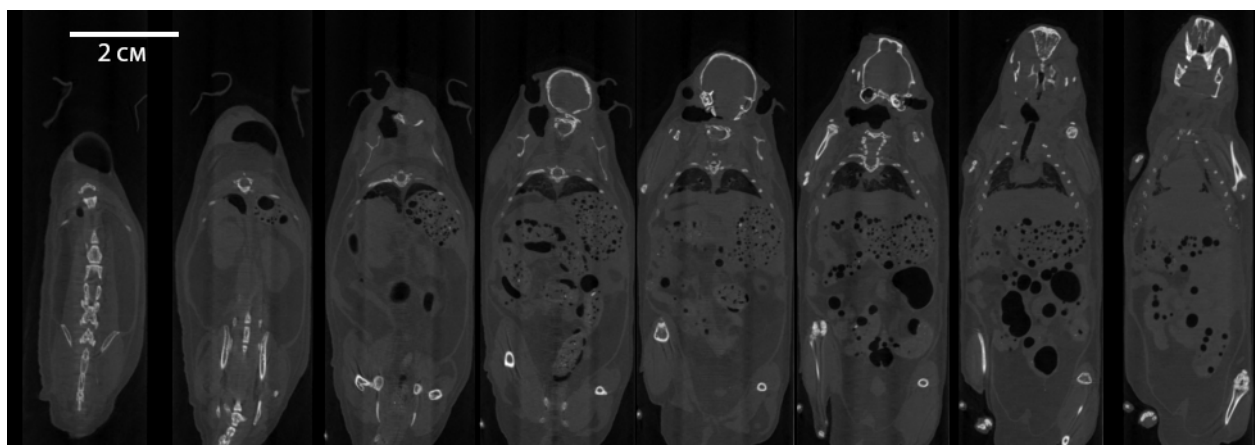


Рисунок 4.29 — Реконструированные поперечные сечения мыши. Отчетливо видны кости, внутренние органы и пустоты в них. Сканирование проводилось при напряжении рентгеновской трубки 100 кВ, 720 угловых проекций, использовался поглотитель из алюминия толщиной 2 мм. Размер вокселя реконструированного изображения – 32 мкм.

Качество полученных изображений и их высокая детализация позволили рассмотреть структуру микрокальцинатов в атеросклерозных бляшках и аневризме брюшной аорты [60–67]. Изучение их структуры важно для понимания возникновения этих заболеваний, выработки механизмов их диагностики и лечения. Было проведено более десятка исследований различных образцов, трехмерная визуализация некоторых из них приведена на Рисунке 4.30

Несмотря на то, что микротомограф MARS сконструирован по аналогии с медицинским компьютерным томографом и разрабатывался для изучения небольших животных, было показано, что он подходит для изучения различных геологических образцов [68–76]. Одним из примеров таких исследований является изучение ультрамафитов на участке "месторождение №33" в восточной части массива Средний Крака (Южный Урал) [77]. В отличие от многих других методов, рентгеновская томография позволяет изучать внутреннюю структуру образца: слоистость, ориентировку гранул минералов, их геометрические параметры. На Рисунке 4.31 показано реконструированное изображение дунитовой прожилка в образце СК-103-2LB. Отличие в изучении геологических образцов заключается в том, что минералы имеют существенно большую рентгеновскую плотность по сравнению с биологическими образцами. Вследствие этого эффект

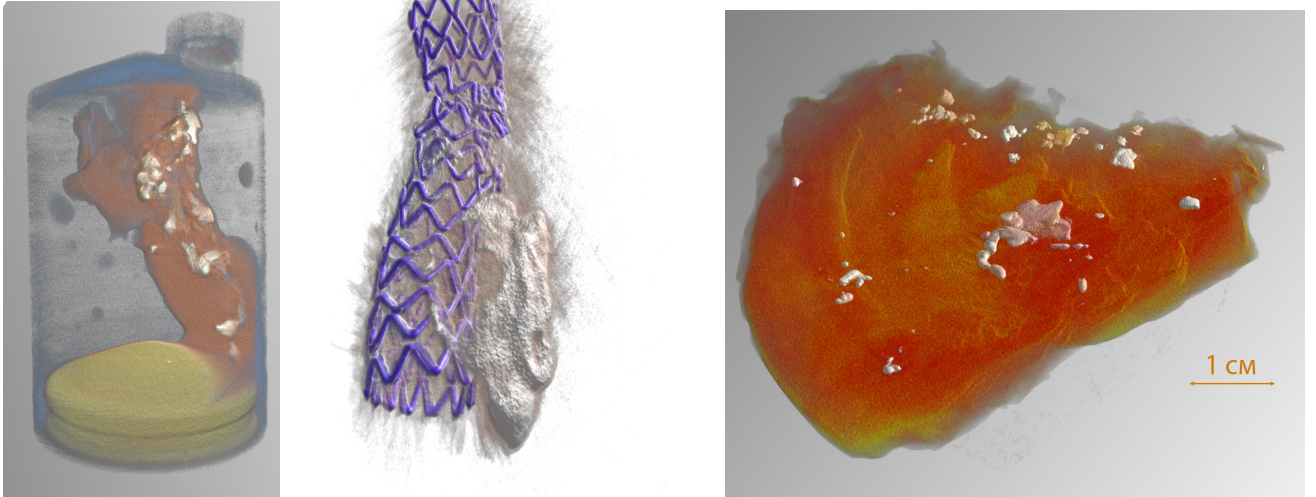


Рисунок 4.30 — Трехмерная визуализация реконструированных изображений. Слева-направо: атеросклеротическая бляшка внутри шприца; стент для коронарного шунтирования внутри сосуда с атеросклеротической бляшкой; стенка брюшной аорты с микрокальцинатами.

ужесточения пучка приводит к появлению сильных артефактов. Один из способов борьбы с подобными артефактами заключается в применении фильтров, установленных перед образцом, поглощающих мягкую часть спектра. Для изучения образца СК-103-2LB применялся алюминиевый фильтр толщиной 2 см при напряжении рентгеновского источника 120 кВ.

Ещё одним пример проведенного в ОИЯИ исследования на микротомографе MARS – изучение трещиноватости и уплотненности песчаника, как один из методов изучения влияния процессов уплотнения на формирование коллектора пашийского горизонта Китаямского месторождения [78].

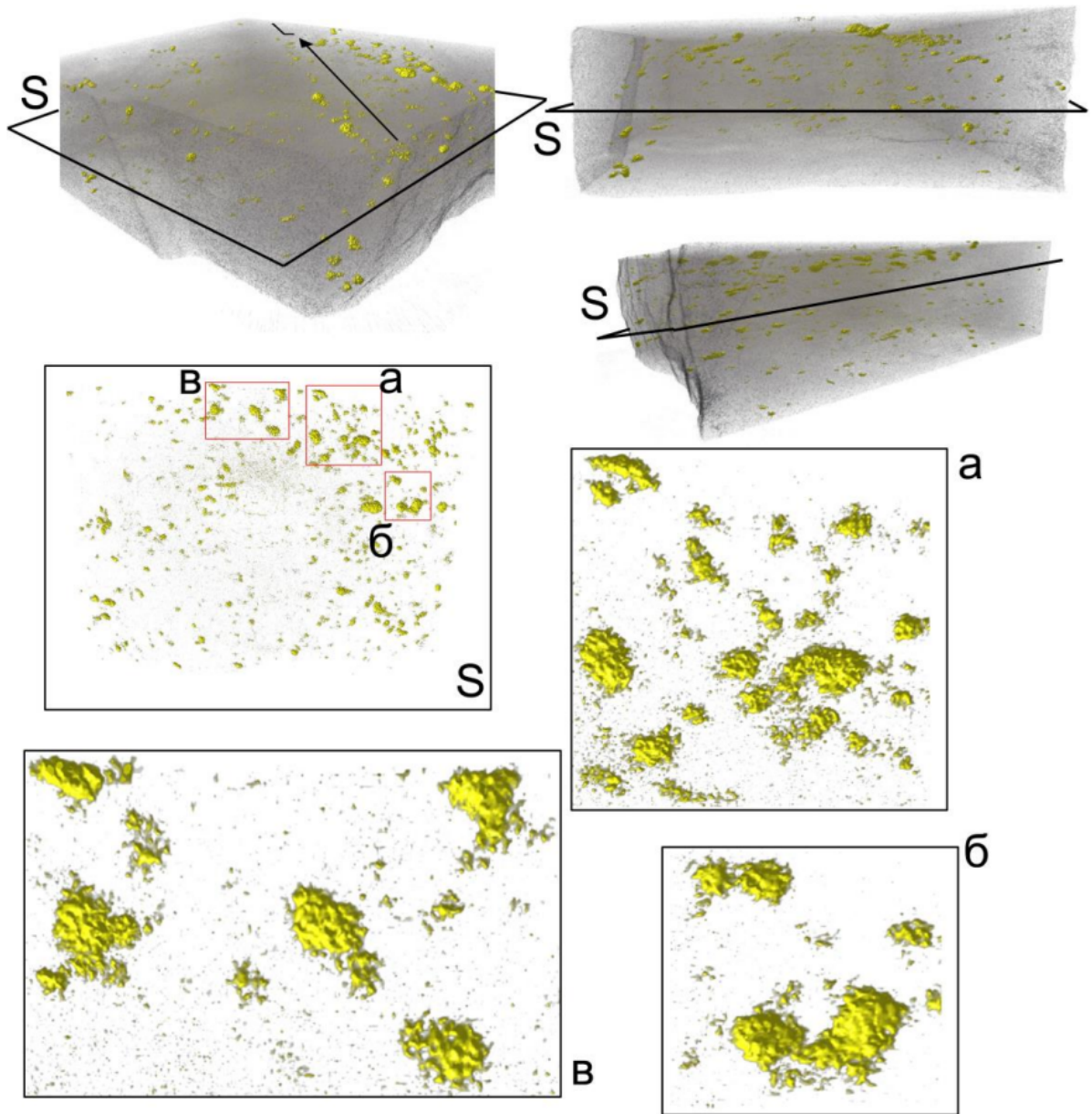


Рисунок 4.31 — Реконструированное изображение дунитового прожилка в образце СК-103-2LB. Желтым цветом показаны агрегаты зерен хромшпинелидов, серым – силикатный матрикс, представленный серпентинизированным оливином.

Глава 5. Мультиэнергетическое рентгеномногографическое исследование с помощью микротомографа MARS

5.1 Описание специального образца

Изготовленный MARS bioimaging Ltd. специальный образец для мультиэнергетических измерений (фантом) представляет из себя цилиндр диаметром 31 мм из плексигласа. В нем размещено 9 колбочек диаметром 6 мм из полипропилена, 8 из которых расположены по краю, а одна – в центре. Колбочки заполнены различными веществами: раствор соли золота ($AuCl_3$) в концентрации 8 мг/мл и 2 мг/мл, раствор контраста (MultiHance by Bracco) с концентрацией гадолиния 8 мг/мл и 2 мг/мл, раствор контраста (Omnipaque 350 by GE Healthcare) с концентрацией йода 18 мг/мл, раствор соли кальция ($CaCl_2$), дистиллированная вода (в центре и с краю), и рапсовое масло. Схема фантома представлена на Рисунке 5.1.

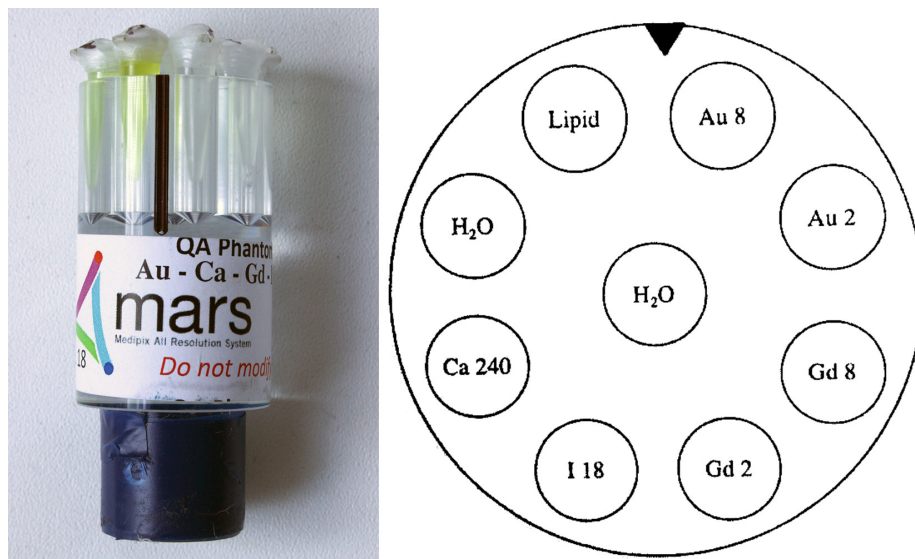


Рисунок 5.1 — Слева – фотография фантома для мультиэнергетической томографии, содержащего: раствор соли золота ($AuCl_3$) в концентрации 8 мг/мл и 2 мг/мл, раствор контраста (MultiHance by Bracco) с концентрацией гадолиния 8 мг/мл и 2 мг/мл, раствор контраста (Omnipaque 350 by GE Healthcare) с концентрацией йода 18 мг/мл, раствор соли кальция ($CaCl_2$), дистиллированная вода (в центре и с краю), и рапсовое масло. Справа – схема расположения веществ.

5.2 Процедура мультиэнергетического рентгеномногографического сканирования

В результате томографической реконструкции на основе теневых проекций, полученных с помощью полихроматического рентгеновского источника, вычисляется усредненный по спектру излучения и энергетическому отклику детектора. Существующие методы соотнесения реконструированного коэффициента поглощения с веществами основываются на введении относительной шкалы и сравнении с табличными значениями. Относительная шкала строится на основе реконструированного коэффициента ослабления для двух веществ, так, например, шкала Хаунсфилда основывается на коэффициенте ослабления воздуха и воды. Рентгеновская плотность воды соответствует 0 единиц Хаунсфилда, а разница между рентгеновской плотностью воды и воздуха соответствует 1000 единиц Хаунсфилда. Расчет коэффициента поглощения в единицах Хаунсфилда осуществляется по формуле:

$$X_{HU} = \frac{\mu_x - \mu_{\text{воды}}}{\mu_{\text{воды}} - \mu_{\text{воздуха}}} * 1000, \quad (5.1)$$

где μ_x – коэффициент ослабления для некоторого вещества.

В качестве опорных значений для установления относительной шкалы предлагают и другие вещества, например воздух и алюминий [79].

Недостаток такого подхода заключается в том, что получаемые значения зависят от спектра излучения рентгеновского источника и энергетического отклика детектора, а также состава структуры образца, вследствие эффекта ужесточения пучка. Учет спектральной информации позволяет устранить или снизить зависимость от этих эффектов.

Детектор Timerix в режиме счета частиц позволяет считать фотоны с энергией выше заданного порога. Путем вычитания изображений, сделанных на двух разных порогах, можно эффективно вырезать часть спектра. Реконструированное изображение на основе таких разностных теневых проекций позволяет вычислить линейный коэффициент ослабления, усредненный по узкому участку спектра. Задание большого числа порогов по энергии позволяет рассчитать зависимость усредненного линейного коэффициента ослабления от энергии. Зависимость линейного коэффициента ослабления от энергии уникальна для каждого вещества. Аналогично, зависимость усредненного линейного коэффициен-

та ослабления от энергии также является уникальной для каждого вещества, что позволяет идентифицировать его.

Ограниченная применимость данного метода связана с большой относительной ошибкой измерения. Пусть число зарегистрированных фотонов для нижнего порога – N_1 , для верхнего – N_2 , $\Delta N = N_1 - N_2$. Для уменьшения влияния спектра излучения и энергетического отклика детектора, необходимо задавать пороги как можно ближе. Однако, это приводит к тому, что $\Delta N \rightarrow 0$. А относительная ошибка определения ΔN :

$$\varepsilon_{\Delta N} = \frac{\varepsilon_{N_1} * N_1 + \varepsilon_{N_2} * N_2}{N_1 - N_2} \approx \frac{\sqrt{N_1}}{\Delta N} \rightarrow \infty \quad (5.2)$$

Т.е. пороги нельзя задать достаточно близко.

Детектор Medipix3 (Medipix3.1, Medipix3RX) позволяет проводить спектральное сканирование с 8 порогами, при этом счет на разных порогах коррелирован. В этом случае относительная ошибка определения ΔN рассчитывается по формуле:

$$\varepsilon_{\Delta N} = \frac{1}{\sqrt{\Delta N}}. \quad (5.3)$$

При таком подходе относительная ошибка измерения ΔN растет значительно медленнее. Это позволяет вырезать узкие участки полихроматического спектра по которому усредняется линейный коэффициент ослабления.

Сканирование фантома для мультиэнергетических измерений проводилось с помощью детектора Timerix в режиме счета частиц и сенсором из GaAs:Cr толщиной 300 мкм и приложенном напряжении -500 В. Расстояние от источника до объекта – 128 мм, от источника до плоскости детектора – 228 мм. Пиковое напряжение источника рентгеновского излучения – 100 кВ, ток – 200 мкА. Сканирование проводилось последовательно для 10 порогов по энергии, разбивающих спектр источника на 9 диапазонов: 10-14 кэВ, 14-17 кэВ, 17-21 кэВ, 21-23 кэВ, 23-26 кэВ, 26-30 кэВ, 30-34 кэВ, 34-36 кэВ, 36-41 кэВ. Томографическая реконструкция проводилась с помощью программы Octopus [80], просмотр осуществлялся в программе ImageJ [81].

На Рисунке 5.2 представлены реконструированные изображения фантома для мультиэнергетической томографии для 9 диапазонов энергий. Для каждого вещества, для каждого диапазона энергий вычислено усредненное по вокселям значение реконструированного ЛКО (см. Рисунок 5.3). Для некоторых диапа-

зон энергий и пар веществ значение реконструированного ЛКО достаточно близко, что не позволяет разделить эти вещества, однако их зависимости ЛКО от энергии различны и позволяют однозначно идентифицировать эти вещества и отличить одно от другого.

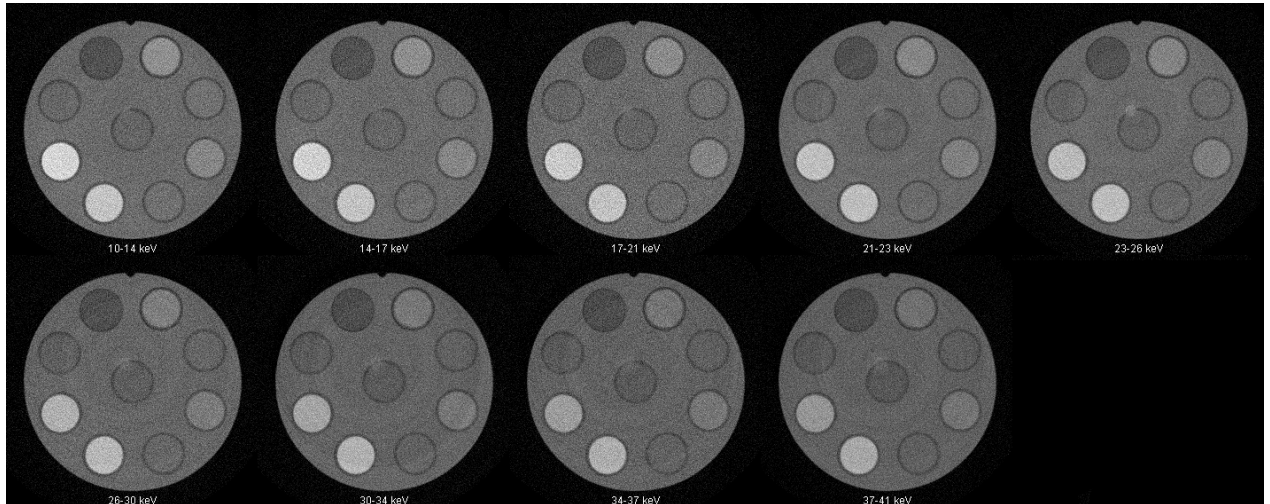


Рисунок 5.2 — Реконструированное сечение фантома для мультиэнергетических измерений для 9 диапазонов энергий: 10-14 кэВ, 14-17 кэВ, 17-21 кэВ, 21-23 кэВ, 23-26 кэВ, 26-30 кэВ, 30-34 кэВ, 34-36 кэВ, 36-41 кэВ.

Учет информации об энергии излучения позволяет идентифицировать различные вещества. Принципиальную возможность идентификации веществ демонстрирует Рисунок 5.4, полученный путем совмещения реконструированных сечений для диапазонов энергий 10-14 кэВ, 23-26 кэВ и 36-41 кэВ по трём цветовым каналам соответственно.

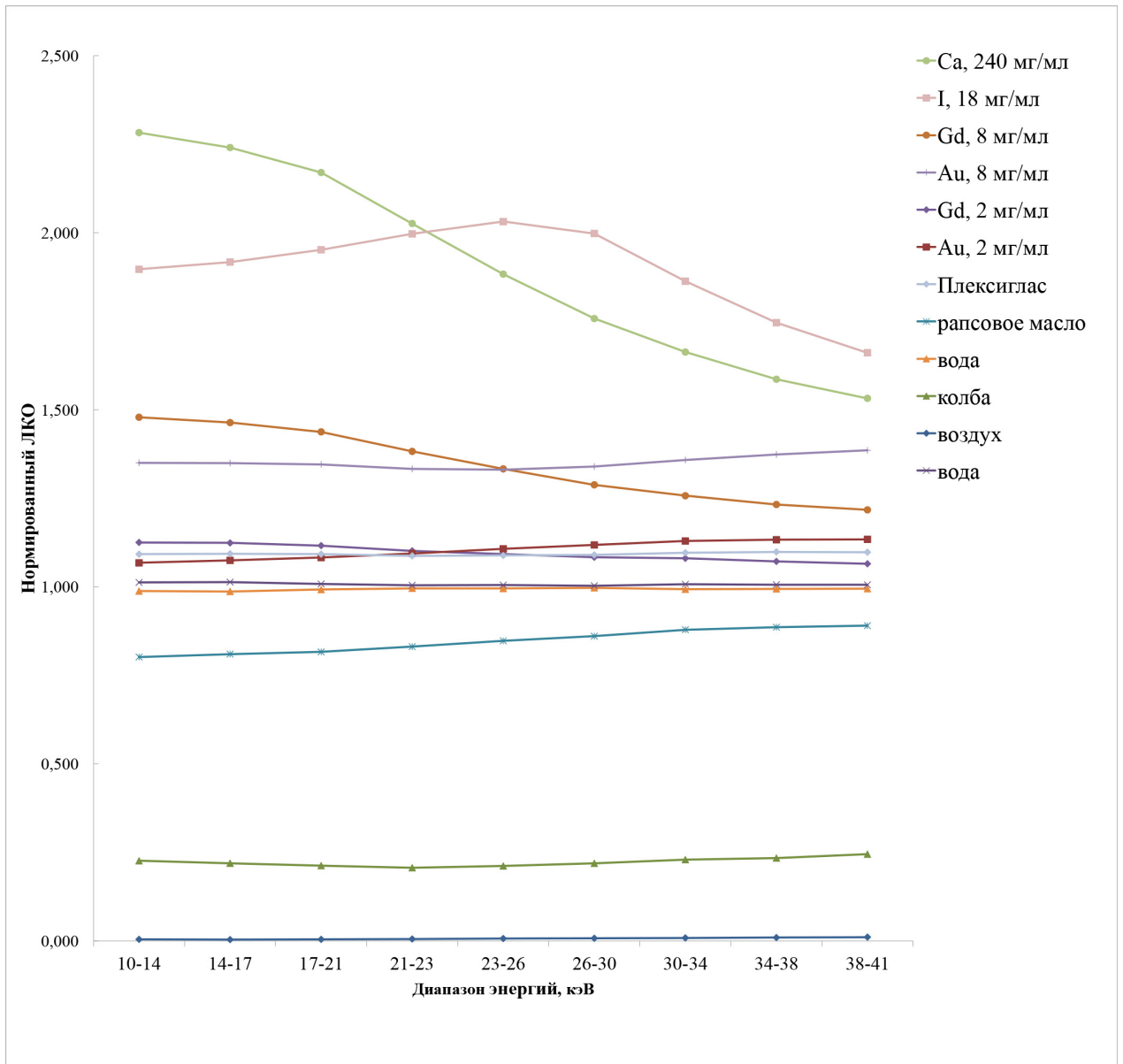


Рисунок 5.3 — Зависимость ЛКО от энергии для различных веществ, нормированная на зависимость ЛКО от энергии для воды.

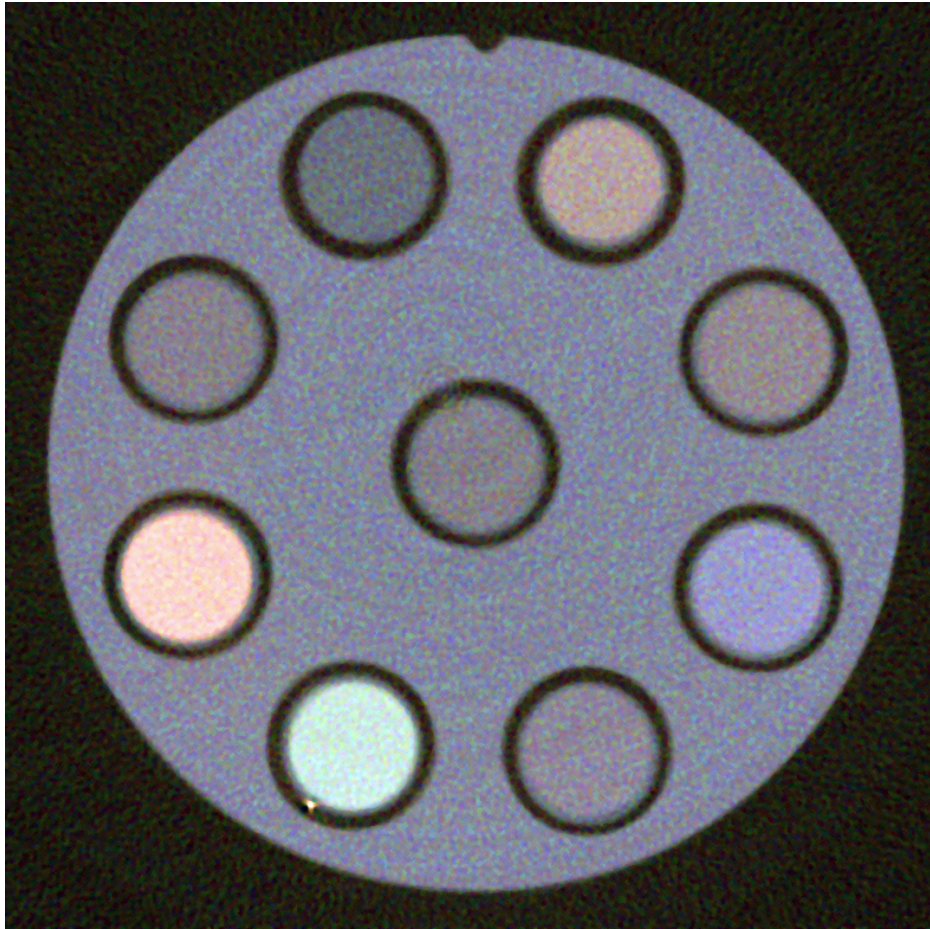


Рисунок 5.4 — Истинно цветное реконструированное сечение фантома. Цвет отображает зависимость ЛКО от энергии.

5.3 Определение пространственного распределения веществ

Спектральная томография позволяет реконструировать пространственное распределение зависимости ЛКО от энергии. Т.е. вместо одного значения в каждом вокселе вычисляется вектор значений, соответствующих взвешенному ЛКО по узкому диапазону энергий. Каждая компонента этого вектора вычисляется с некоторой относительной ошибкой, которая может быть больше в случае независимых измерений для каждого порога или меньше, если счет на двух порогах коррелирован. Для уменьшения относительной ошибки измерения необходимо увеличивать статистику набора, что приводит к увеличению времени сканирования, себестоимости и дозовой нагрузки.

Зависимость усредненного ЛКО от энергии позволяет определить пространственное распределение вещественного состава образца. В общем случае это довольно сложная задача с большим количеством свободных параметров, таких как набор химических элементов и их концентрации. На практике, в большинстве случаев вещественный состав образца либо известен, либо может быть измерен независимыми методами, например с помощью рентген-флюоресцентного анализа. Определить зависимость усредненного ЛКО от энергии можно с помощью сканирования специально подготовленного фантома в тех же условиях, что проводится сканирование исследуемого образца.

При хорошем энергетическом разрешении детектора и небольшой относительной ошибке измерения определение вещественного состава каждого вокселя может быть произведено с помощью аппроксимации зависимости усредненного ЛКО от энергии набором таких зависимостей для различных базовых веществ. При этом весовые коэффициенты будут иметь смысл концентрации каждого вещества. В самом простом случае, когда можно считать, что воксель полностью состоит из одного вещества, определить его можно с помощью метода наименьших квадратов или метода максимального правдоподобия. На Рисунке 5.5 приведены результаты идентификации веществ на одном из реконструированных сечений образца, с помощью предварительной калибровки по другому сечению. Видно, что йод (18 мг/мл), кальций (240 мг/мл), золото (8 мг/мл), гадолиний (8 мг/мл) и рапсовое масло определяются достаточно хорошо. В тоже время малые концентрации золота (2 мг/мл) и гадолиния (2 мг/мл) не были иденти-

фицированы, так же как и при определении материала фантома (плексиглас) допущено много ошибок.

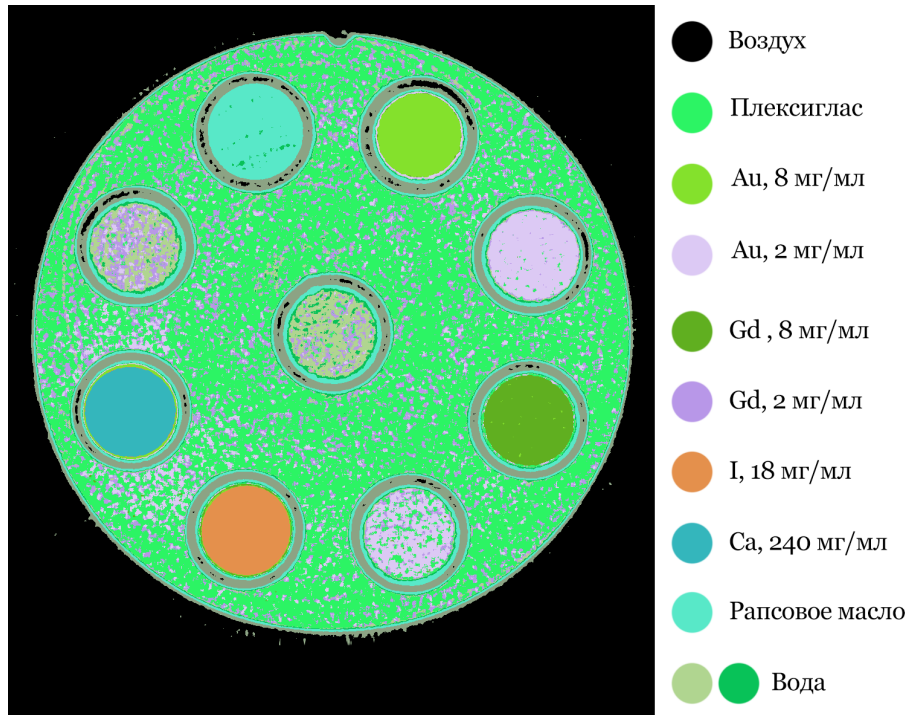


Рисунок 5.5 — Определение вещества вокселя с помощью метода наименьших квадратов.

5.4 Повышение качества определения пространственного распределения веществ с помощью предварительной сегментации

Альтернативный подход уменьшения относительной ошибки измерения основан на априорных предположениях об исследуемом образце. В ряде случаев, образец состоит из достаточно больших однородных областей, имеющих близкую рентгеновскую плотность, обусловленную одинаковым вещественным составом. Это позволяет усреднить ЛКО по некоторому условно однородному объему, в результате чего ошибка измерения среднего значения ЛКО уменьшается.

Выделение однородных областей осуществляется с помощью алгоритмов сегментации и широко применяется в традиционной компьютерной томографии, например для выделения органов в медицине [82] или при гранулометрическом анализе руды [83]. Дополнительная спектральная информация позволяет

повысить качество сегментации с помощью метода главных компонент [84]. Для сегментации могут использоваться различные алгоритмы, в данной работе был использован алгоритм водораздела. Допускается чрезмерная сегментация. На Рисунке 5.6 представлено сегментированное реконструированное сечение фантома.

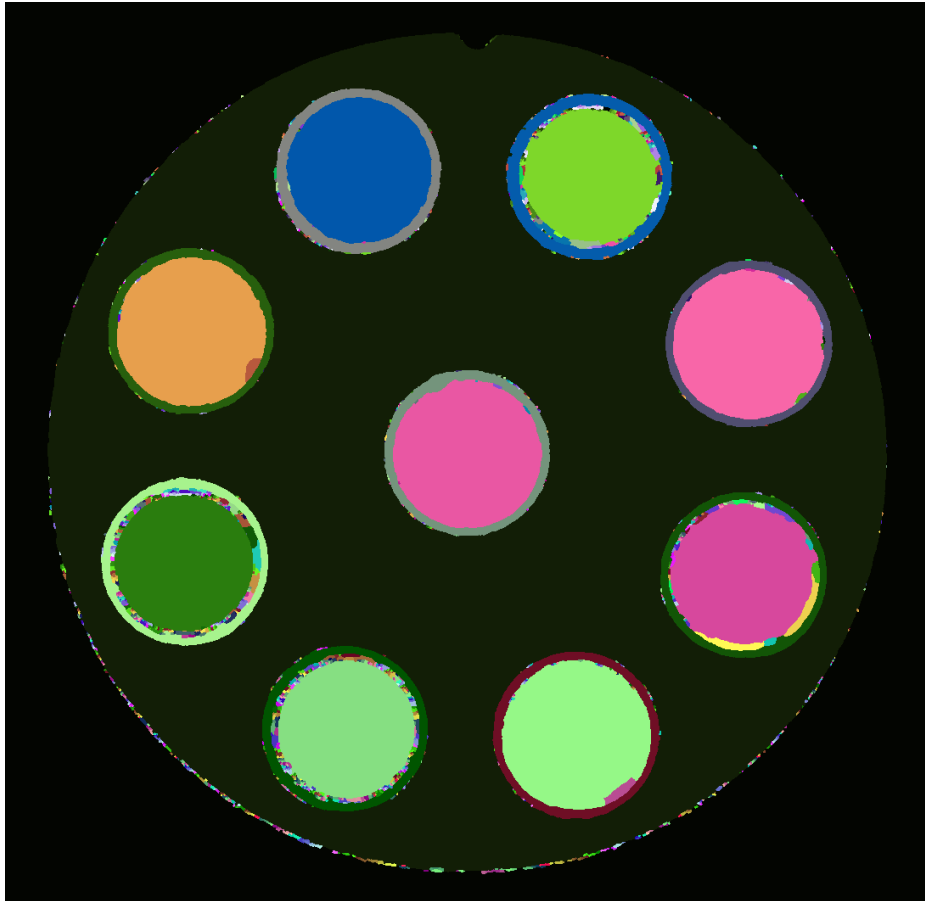


Рисунок 5.6 — Сегментированное реконструированное сечение фантома для мультэнергетической томографии.

Определение вещественного состава каждого отдельного сегмента может быть произведено с помощью аппроксимации зависимости усредненного ЛКО от энергии набором таких зависимостей для различных веществ. При этом весовые коэффициенты будут иметь смысл концентрации каждого вещества. Из-за недостаточного энергетического разрешения и не идеальности энергетического отклика детектора, кривые зависимости ЛКО от энергии имеют схожую форму для различных веществ. При этом линейная комбинация зависимостей ЛКО от энергии для всех возможных веществ может подобрана лучше, чем истинная комбинация из нескольких компонент. На практике, можно использовать комбинацию из двух основных веществ, вносящих наибольший вклад в зависимость ЛКО от энергии. Это позволяет наложить ограничения при аппроксимации: пе-

ребрать все возможные комбинации из двух веществ и выбрать наиболее точно аппроксимирующую комбинацию. Также могут быть наложены ограничения на максимальные концентрации веществ, что улучшает сходимость процедуры аппроксимации. На Рисунке 5.7 показаны результаты применения данного метода.

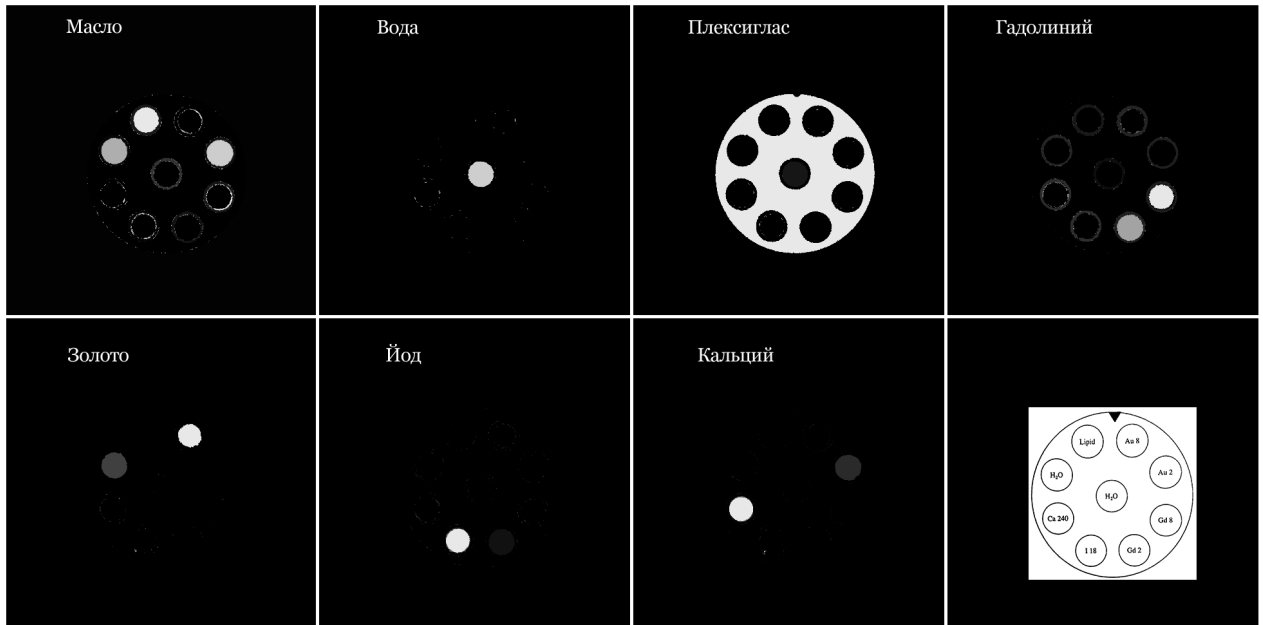


Рисунок 5.7 — Определение пространственного распределения различных веществ в сечении фантома для мультиэнергетической томографии с помощью спектральной РТ и аппроксимации зависимости ЛКО от энергии линейной комбинацией эталонных зависимостей.

Такой подход позволил определить распределение материала фантома (плексиглас), гадолиния в концентрации 8 мг/мл и 2 мг/мл, золота в концентрации 8 мг/мл, йода в концентрации 18 мг/мл, кальция в концентрации 240 мг/мл. Вода, рапсовое масло, и меньшая концентрация золота (2 мг/мл) не были идентифицированы корректно. Это объясняется тем, что в рассматриваемом диапазоне энергий различия в зависимости ЛКО от энергии недостаточны.

5.5 Выводы

Детекторы на основе микросхем семейства Medipix позволяют проводить мультиэнергетические РТ исследования. На основе полученной информации

может быть произведена оценка пространственного распределения веществ в образце. Для образцов, состоящих из отдельных областей с однородным вещественным составом, качество декомпозиции реконструированного изображения на базисные вещества может быть повышено с помощью предварительной сегментации на основе энергетической информации. Проведено мультэнергетическое РТ исследование с помощью детектора Timerix в режиме счета частиц с чувствительным объемом из GaAs:Cr толщиной 300 мкм и приложенном напряжении -500 В. По данным сканирования получена оценка пространственного распределения материала фантома, кальция, воды, рапсового масла и контрастов на основе гадолиния, золота и йода.

Глава 6. Трехслойный детектор на основе микросхем Medipix и чувствительных объемов из Si, GaAs:Cr, CdTe

6.1 Сравнение полупроводниковых материалов в качестве чувствительного объема для РТ

Одно из основных преимуществ гибридных полупроводниковых детекторов заключается в том, что в качестве чувствительного объема детектора могут быть использованы различные полупроводники. Наиболее распространены кремний (Si), арсенид галлия (компенсированный хромом) (GaAs:Cr) и теллурид кадмия (CdTe) или кадмий-цинк-теллурид (CZT).

Кремний – наиболее широко используемый материал в качестве чувствительного объема гибридного полупроводникового детектора на основе микросхем семейства Medipix. К его достоинствам относится однородность отклика, прекрасное энергетическое разрешение ($\sigma=2$ кэВ на 59.5 кэВ [53]), а также низкая цена. Основным недостатком этого материала заключается в низкой эффективности регистрации рентгеновского излучения, начиная с 20-25 кэВ. Например, 1 мм кремния поглощает всего лишь 30% рентгеновского излучения с энергией 25 кэВ.

Арсенид галлия компенсированный хромом (GaAs:Cr) [85] хорошо подходит в качестве материала чувствительного объема детектора для детектирования рентгеновского излучения вплоть до 70 кэВ. Эта верхняя граница применимости также обусловлена падением эффективности поглощения рентгеновского излучения. На данный момент 1 мм – это максимально возможная толщина чувствительного объема из этого материала в силу технических ограничений [85]. Кроме того, характеристические линии арсенида галлия имеют энергию около 10 кэВ. Флюоресцентные фотоны могут либо покинуть чувствительный объем детектора, либо дать сигнал в соседних пикселях, что приводит к искажению регистрируемого детектором спектра. Особенно сильно регистрируемый спектр искажается в области энергий, соответствующих характеристическим линиям. Помимо прочего, отклик детектора с чувствительным объемом из арсенида галлия неоднородный по площади, однако негативные последствия этого эффекта могут быть устранены с помощью коррекции по светлоте поля [86].

Теллурид кадмия или кадмий-цинк-теллурид подходят в качестве материала чувствительного объема детектора в широком диапазоне энергий. В теллуриде кадмия толщиной 2 мм поглощается практически 100 % фотонов с энергией вплоть до 160 кэВ. Также, как и в случае арсенида галлия, флюоресцентные фотоны искажают регистрируемый спектр, причем энергия характеристических линий в теллуриде кадмия около 25 кэВ, что приводит к большим искажениям, по сравнению с арсенидом галлия. Отклик детектора с чувствительным объемом из теллурида кадмия также неоднородный по площади, но эта неоднородность в значительной мере компенсируется коррекцией по светлomu полю.

Обычно эти материалы противопоставляются друг другу, а выбор конкретного материала является компромиссом и зависит от области применения. Однако сочетание всех трех материалов (Si, GaAs:Cr, CdTe) в трехслойном детекторе позволяет использовать преимущества этих материалов, уменьшая влияние их недостатков. В такой детекторе, каждый отдельный слой работает в оптимальном для него диапазоне энергий. Фотоны, прошедшие через один детектор без взаимодействия могут быть зарегистрированы в следующем, при этом пространственное и энергетическое разрешение практически не ухудшаются. Похожий подход был представлен в работе [87], однако в ней авторы использовали только два слоя: из кремния и теллурида кадмия. Недостаток такого подхода заключается в том, что в диапазоне энергий около 25 кэВ фотоны в основном регистрируются во втором слое. Поскольку эта энергия соответствует энергии характеристических линий теллурида и кадмия, регистрируемый спектр в этой области сильно искажен. Цель данной работы отчасти заключается в устранении этого недостатка. С другой стороны добавление третьего слоя детектора позволяет увеличить количество энергетических измерений в полтора раза, по сравнению с двухслойным детектором, при оптимальном использовании всего диапазона энергий стандартных рентгеновских источников, применяемых в медицине, геологии и для изучения музейных экспонатов.

6.2 Определение оптимальных толщин чувствительных объемов

Для определения оптимальной толщины чувствительного объема каждого слоя детектора было проведено Монте-Карло моделирование. Для толщины микросхемы из кремния было выбрано значение 300 мкм, соответствующее стандартной толщине микросхемы (она может быть уменьшена до 50 мкм путем шлифовки). Детекторы были расположены один за другим (см. Рисунок 6.1а) и облучались однородным излучением с энергией от 0 до 100 кэВ.

Проверялись комбинации с различной толщиной чувствительного объема:

- для кремния: 100 мкм, 300 мкм и 500 мкм
- для арсенида галлия: 300 мкм, 500 мкм и 1000 мкм
- для теллурида кадмия: 1000 мкм, 2000 мкм и 5000 мкм

Критерий оптимальной комбинации толщин основан на требовании, чтобы каждый слой работал в оптимальном диапазоне энергий: от 0 кэВ до 20 кэВ для кремния, от 10 кэВ для арсенида галлия и от 25 кэВ для теллурида кадмия. Поскольку характеристические линии соседних химических элементов расположены более плотно в области низких энергий, эффективный диапазон энергий, регистрируемый детектором с чувствительным объемом из кремния должен быть меньше чем для двух других детекторов. Аналогично для двух других слоев детектора.

Очевидно, что толщина последнего слоя должна быть достаточной для регистрации частиц с максимальной эффективностью. Однако нет смысла выбирать слишком толстый детектор, поскольку с увеличением толщины ухудшается пространственное и энергетическое разрешение за счет эффекта разделения заряда на несколько пикселей.

В результате оптимизации были выбраны следующие толщины чувствительных объемов: 300 мкм для чувствительного объема из кремния, 500 мкм – из арсенида галлия, и 2000 мкм для теллурида кадмия. Поскольку для заказа был доступен чувствительный объем из теллурида кадмия толщиной только 1000 мкм, был использован он. На Рисунке 6.1б показана эффективность регистрации гамма-квантов в каждом слое детектора и суммарная эффективность в диапазоне от 3 кэВ до 100 кэВ. Суммарная эффективность трехслойного детектора варьируется от 75% до 98%. Падение эффективности в области от 10 кэВ до 30 кэВ связано главным образом с поглощением части гамма-квантов

в объеме микросхемы Timerix и может быть уменьшено за счет уменьшения толщины микросхемы.

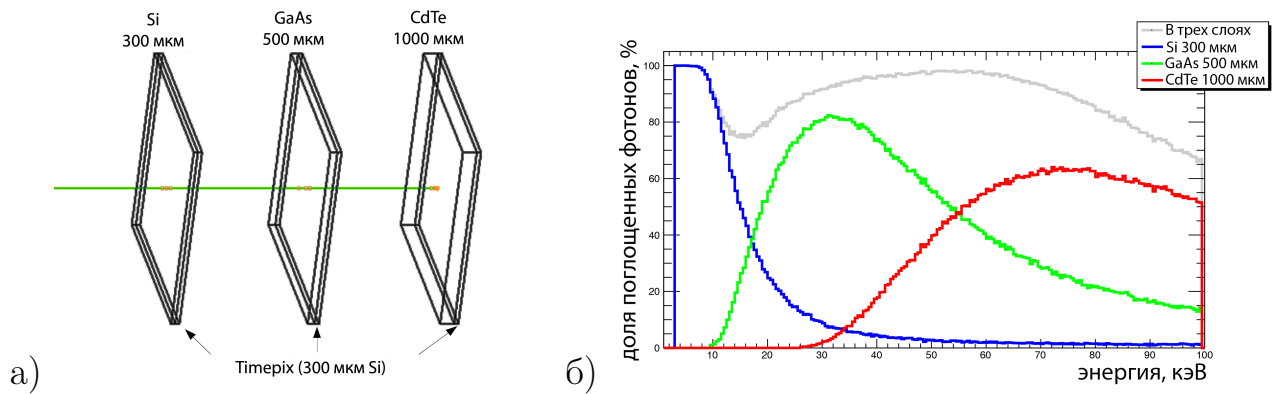


Рисунок 6.1 — Моделирование трехслойного детектора на основе микросхем Timerix с чувствительными объемами из кремния, арсенида галлия и теллурида кадмия толщиной 300 мкм, 500 мкм и 1000 мкм, соответственно а) геометрия детектора, пример события с частицей, прошедшей через первые два слоя и зарегистрированной в третьем слое б) Эффективность регистрации фотонов с энергией от 3 кэВ до 100 кэВ трехслойным детектором.

6.3 Экспериментальная проверка

Трехслойный детектор был составлен из трех микросхем Timerix с чувствительными объемами из кремния, арсенида галлия, теллурида кадмия толщиной 300 мкм, 500 мкм и 1000 мкм, соответственно. Детекторы собраны в стек на специальной плате, совместимой с электроникой FitPix [52]. Управление детектором осуществлялось с помощью программы Pixet Pro, поставляемой компанией Advacam.

Для измерений использовался рентгеновский источник Hamamatsu X-ray source L10951 при напряжении на трубке 110 кВ и токе 450 мкА. Спектр рентгеновского источника при указанных параметрах показан на Рисунке 6.2.

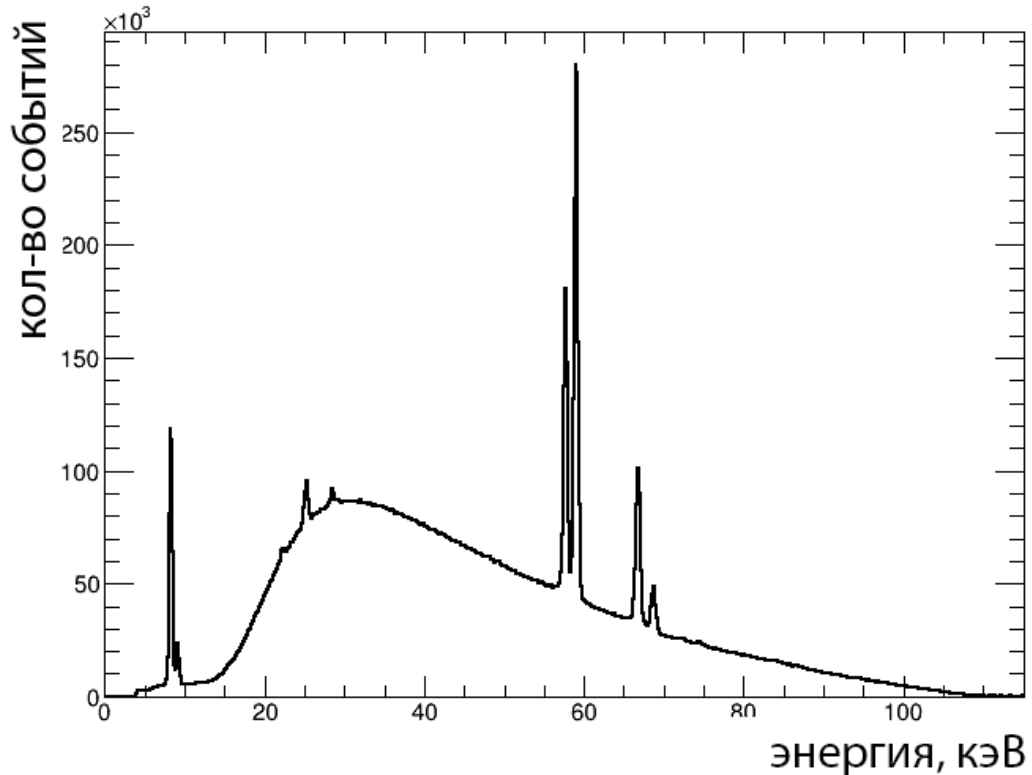


Рисунок 6.2 — Hamamatsu L10951 X-ray source spectrum measured with Canberra LEGe detector. Tube voltage is 110 kV.

6.3.1 Измерение пространственного разрешения

Для измерения пространственного разрешения использовался специальный образец производства Leeds Test Objects [88]. Пространственное разрешение в первом слое, соответствующем чувствительному объему из кремния несколько лучше, чем для второго и третьего слоев, и составило примерно 9 пар линий на миллиметр (см. Рисунок 6.3). Отчасти это связано с тем, что образец находился вплотную к первому слою детектора и на удалении 6 мм и 11 мм от второго и третьего слоя соответственно. С другой стороны, пространственное разрешение детектора с чувствительным объемом из арсенида галлия и теллурида кадмия в составе трехслойного детектора практически не отличается от случая, когда они используются независимо и в целом близко к теоретическому пределу равному 9.1 пары линий на миллиметр, определяемому размером пикселя (55 мкм).

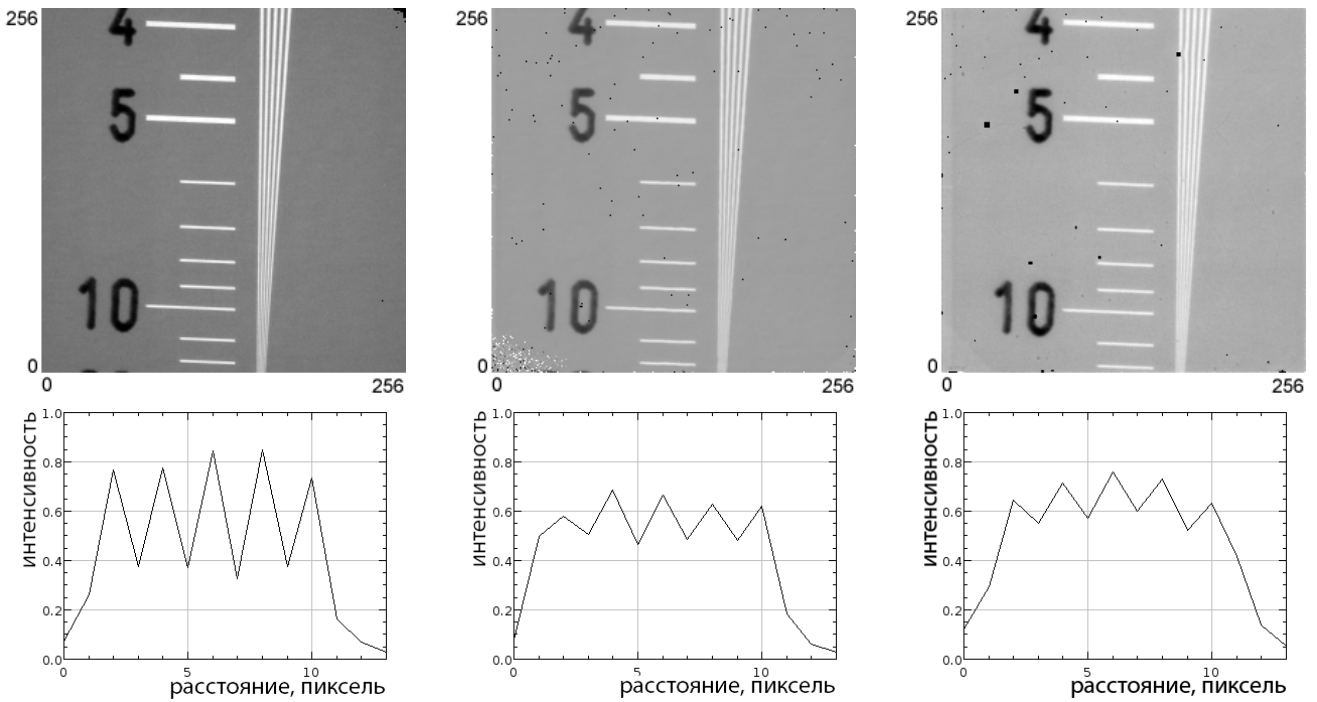


Рисунок 6.3 — Пространственное разрешение всех слоев детектора близко к теоретическому пределу и составляет 9 пар линий на миллиметр (показано сверху). Профиль на уровне 9.1 линии на миллиметр приведен снизу. Левый столбец – 1^{st} слой детектора (чувствительный объем из кремния толщиной 300 мкм), средний столбец – 2^{nd} слой (GaAs:Cr, 500 мкм), третий столбец – 3^{rd} слой (CdTe, 1000 мкм). Черные пятна соответствуют мертвым пикселям, яркие точки на среднем изображении в левом нижнем углу – шумящим пикселям.

6.3.2 Измерение относительной эффективности регистрации фотонов в отдельном слое

Для измерения относительной эффективности регистрации фотонов трехслойный детектор облучался характеристическим излучением от различных фольг. Детекторы были сконфигурированы для работы в режиме измерения энергии. Проводилось два измерения – вначале измерялся фон без фольги, затем измерялся спектр излучения с фольгой в геометрии на отражение. Из измеренного спектра характеристического излучения вычитался фон. Для определения количества фотонов зарегистрированных каждым отдельным слоем строилось распределение событий от энергии. Распределения были аппроксимированы нормальным распределением, подсчитывалось количество событий

с энергией отклоняющейся от среднего значения не более чем на утроенную дисперсию (см. Рисунок 6.4).

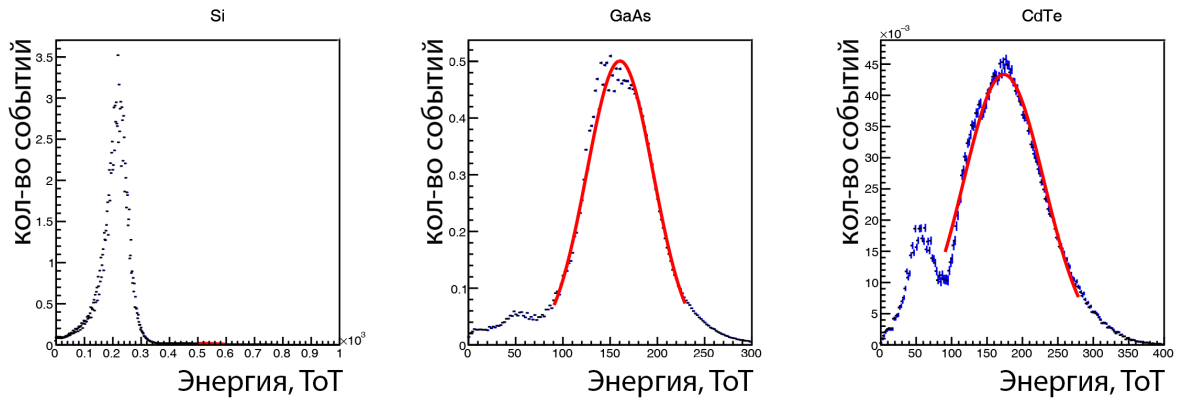


Рисунок 6.4 — Спектр характеристического излучения неодима, измеренный отдельными слоями трехслойного детектора, в режиме измерения энергии.

Зависимость относительной эффективности регистрации фотонов от энергии показана на Рисунке 6.5: начиная с энергии 20 кэВ эффективность второго слоя выше чем первого, начиная с энергии примерно 60 кэВ эффективность третьего слоя сравнивается с эффективностью второго.

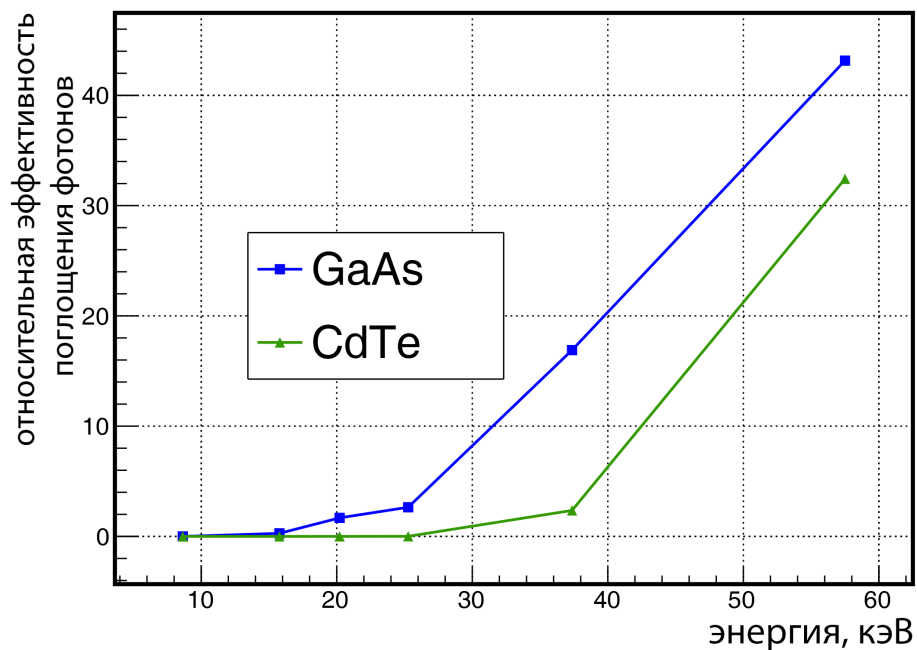


Рисунок 6.5 — Количество событий во втором слое (GaAs:Cr) и третьем слое (CdTe) трехслойного детектора, поделенных на количество событий в первом слое (Si). Точки соединены линией для наглядности.

6.3.3 Спектральное рентгеномногографическое сканирование

Простая установка (см. Рисунок 6.6) для проведения рентгеномногографического сканирования была собрана на основе линейных трансляторов и поворотного столика произведенных STANDA. Расстояние от рентгеновского источника до первого слоя детектора было равно 200 мм, расстояние от рентгеновского источника до объекта равнялось 120 мм. За счет расходящегося пучка рентгеновского излучения увеличение составило 1.67 раза, а размер вокселя реконструированного изображения 3 мкм. При сканировании образца было получено 360 угловых теневых проекции с шагом 1°.

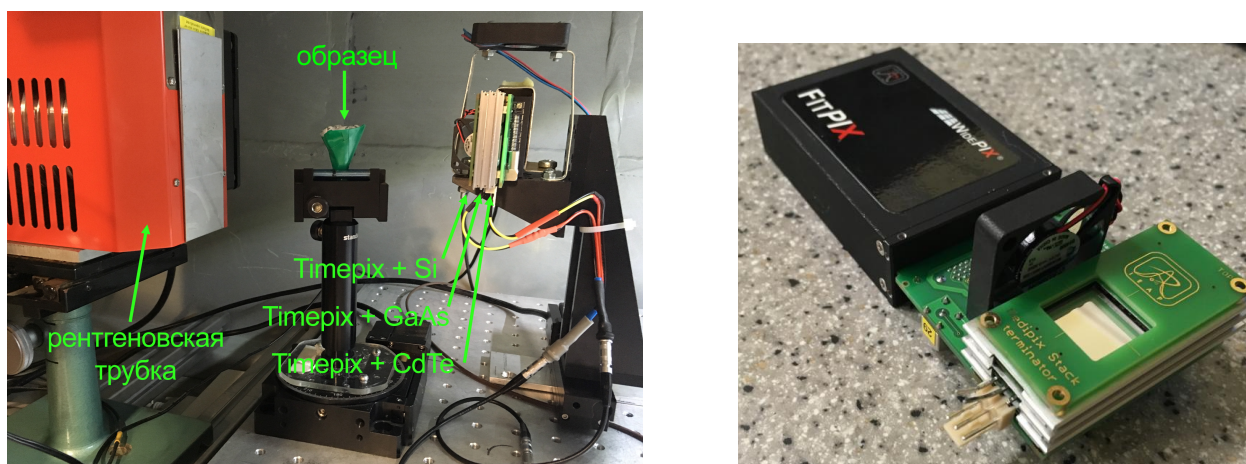


Рисунок 6.6 — Фотография установки для мультиэнергетической РТ (слева) с трехслойным детектором на основе микросхем Тимеріх с чувствительными объемами из кремния, арсенида галлия и теллурида кадмия (справа).

Специальный образец был составлен из отдельных частей мультиконтрастного фантом от MARS Bioimaging Ltd. [89] и состоял из следующих веществ: вода, конопляное масло, водный раствор хлорида кальция с концентрацией 240 мг/мл, водный раствор йодного контраста Omnipaque 350 by GE Healthcare с концентрацией йода 18 мг/мл, водный раствор контраста на основе гадолиния MultiHance by Bracco с концентрацией гадолиния 8 мг/мл и водный раствор хлорида золота с концентрацией золота 8 мг/мл.

Реконструкция образца была произведена с помощью программы Octopus для каждого слоя детектора независимо, изображения совмещены и выровнены в программа ImageJ. Фотография образца и реконструированные поперечные срезы, соответствующие отдельным слоям детектора показаны на Рисунке 6.7.

Для демонстрации спектральных возможностей трехслойного детектора за счет того, что каждый отдельный слой работает в определенном диапазоне энергий, были построены распределения реконструированных ЛКО различных веществ для различных комбинаций слоев детектора (см. Рисунок 6.8). Распределения ЛКО воды и конопляного масла, измеренные в каждом отдельном слое детектора, в значительной мере перекрываются. Наименьшее перекрытие в первом слое, соответствующее детектору с чувствительным объемом из кремния. Однако трехмерные распределения ЛКО, где оси соответствуют измерениям ЛКО в трех слоях детектора, практически не перекрываются. Это связано с тем, что второй и третий слои детектора предоставляют дополнительную информацию. Йодный контраст с концентрацией йода 18 мг/мл может быть дифференцирован от других веществ с помощью первого слоя детектора, однако раствор хлорида кальция, хлорида золота и контраста на основе гадолиния не могут быть идентифицированы ни в одном из трех слоев детектора. Объединение информации со всех трех слоев детектора позволяет разделить распределения ЛКО для перечисленных веществ.

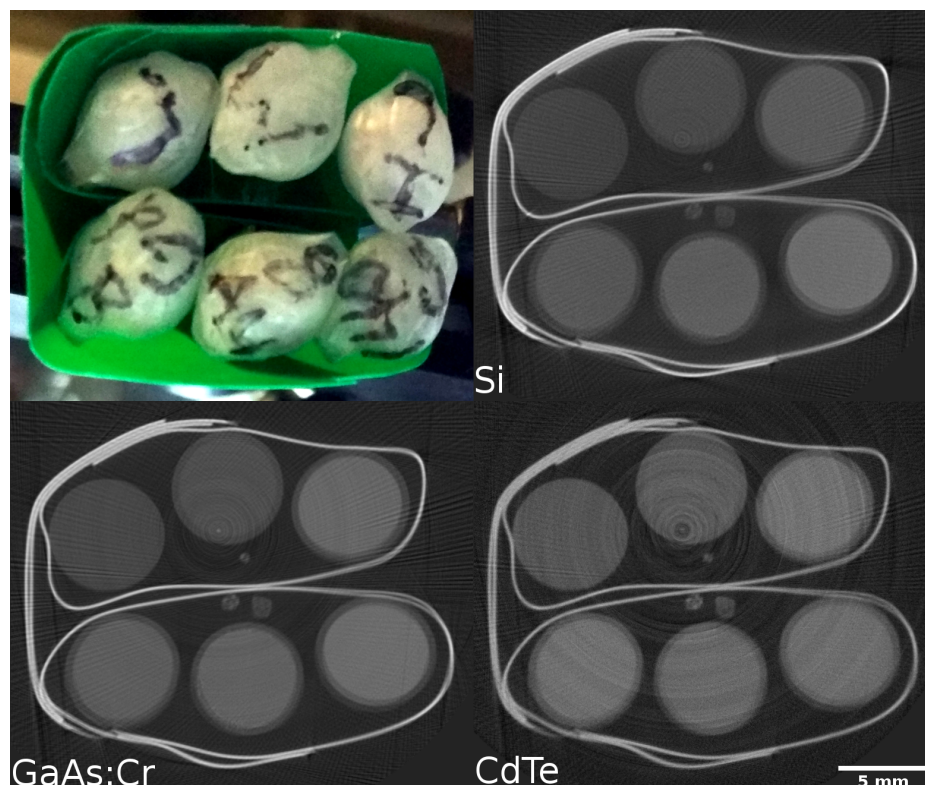


Рисунок 6.7 — Фотография образца с набором веществ (Вода, конопляное масло, контрасты на основе йода, золота, гадолиния и раствор хлорида кальция) вверху слева и реконструированные поперечные сечения образца для трех слоев детектора.

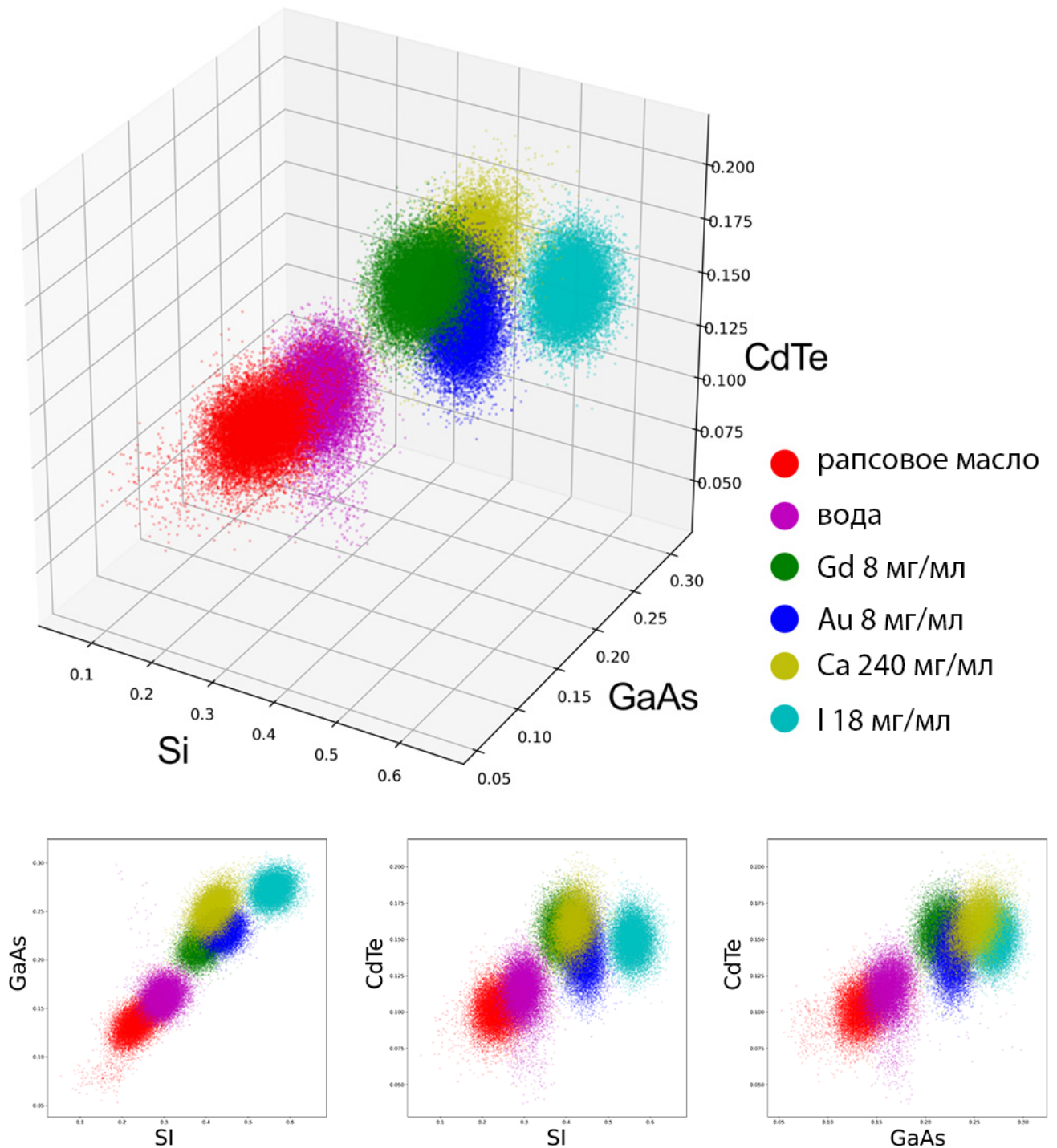


Рисунок 6.8 — Трехмерное распределение реконструированного ЛКО различных веществ. Три оси соответствуют трем слоям детектора (сверху). Двухмерные распределения реконструированного ЛКО различных веществ (снизу). Три графика соответствуют трем парам слоев детектора, оси — реконструированное ЛКО в отдельных слоях.

Использование всех трех слоев детектора оправдано для рентгеномногографии небольших биологических образцов, плоских объектов искусства и малень-

ких геологических образцов, через которые проходит достаточное количество излучения с энергией в диапазоне до 20 кэВ. Также, трехслойный детектор может найти применение при радиографии тонких плоских объектов, таких как картины. В остальных случаях может быть достаточно комбинации из детектора с чувствительным объемом из арсенида галлия и теллурида кадмия. Толщины чувствительных объемов должны определяться задачей исследования. Преимущество использования трехслойного детектора заключается в увеличении количества энергетических измерений без существенного ухудшения эффективности регистрации фотонов.

6.4 Выводы

Предложена и экспериментально проверена идея объединения трех детекторов на основе микросхемы Timerix с чувствительными объемами из кремния, арсенида галлия и теллурида кадмия. Показано, что

- совместное применение трех распространенных материалов в качестве чувствительных объемов детектора позволяет использовать преимущества и уменьшить влияние недостатков этих материалов, эффективно использовать полихроматическое излучение рентгеновской трубки;
- оптимальные толщины чувствительных объемов могут быть выбраны с помощью Монте-Карло моделирования;
- суммарная эффективность регистрации фотонов ухудшается незначительно;
- пространственное разрешение каждого отдельного слоя детектора не ухудшается;
- количество энергетических измерений увеличивается пропорционально количеству слоев детектора;
- три измерения, соответствующие трем слоям детектора, позволяют дифференцировать воду, конопляное масло, водный раствор хлорида кальция с концентрацией 240 мг/мл, водный раствор йодного контраста Omnipaque 350 by GE Healthcare с концентрацией йода 18 мг/мл, водный раствор контраста на основе гадолиния MultiHance by Bracco с

концентрацией гадолиния 8 мг/мл и водный раствор хлорида золота с концентрацией золота 8 мг/мл.

Заключение

Выводы диссертации

1. Гибридные полупроводниковые детекторы на основе микросхем семейства Medipix могут применяться для проведения мультиэнергетических томографических исследований, позволяя получить до 8 энергетических измерений за одно сканирование.
2. Пространственное распределение элементного состава образца может быть определено с помощью аппроксимации зависимости усредненного линейного коэффициента ослабления от энергии соответствующими зависимостями для набора базовых веществ, качество аппроксимации может быть улучшено с помощью предварительной сегментации. На специальном образце, состоящим из воды, масла, раствора солей кальция и золота, контрастных веществ на основе йода и гадолиния показано, продемонстрированы возможности метода и показано, что может быть определено пространственное распределение гадолиния с концентрацией 2 мг/мл и 8 мг/мл, йода с концентрацией 18 мг/мл, кальция с концентрацией 240 мг/мл, золота с концентрацией 8 мг/мл.
3. Комбинирование трех детекторов на основе микросхем семейства Medipix в один трехслойный детектор с чувствительными объемами из кремния, арсенида галлия и теллурида (цинк) кадмия позволяет увеличить количество энергетических измерений в три раза. Каждый слой такого детектора работает в оптимальном энергетическом диапазоне. Определена оптимальная комбинация толщин чувствительных объемов для проведения исследований с рентгеновским излучением в диапазоне от 90 до 160 кэВ: Si - 300 мкм, GaAs - 500 мкм, CdTe - 2000 мкм. Показано, что на основе энергетической информации, полученной с помощью трехслойного детектора, могут быть идентифицированы вещества: вода, масло, раствор солей кальция с концентрацией кальция 240 мг/мл, раствор йодного контраста с концентрацией йода 18 мг/мл, раствор контраста на основе золота с концентрацией золота 8 мг/мл, раствор контраста на основе гадолиния с концентрацией гадолиния 8 мг/мл.
4. Разработанный метод выравнивания энергетических порогов детектора на основе микросхемы Timerix с чувствительным объемом из GaAs

по краю спектра излучения рентгеновской трубки позволил улучшить энергетическое разрешение (по сравнению с выравниванием по шуму предусилителя):

- в ≈ 2.5 раза в диапазоне энергий от 20 до 55 кэВ для детектора на основе микросхемы Timerix с чувствительным объемом из арсенида галлия толщиной 1000 мкм при напряжении на детекторе -600 В по измерению распределения края спектра излучения рентгеновской трубки;
- на $\approx 11\%$ по измерению распределения положения K_α линии характеристического излучения индия для детектора на основе микросхемы Timerix с чувствительным объемом из арсенида галлия толщиной 500 мкм при напряжении на детекторе -900 В.

5. Разработан инструментарий для Монте-Карло моделирования отклика детекторов на основе микросхем семейства Medipix. Результаты моделирования чувствительной области пикселя детектора на основе микросхемы Timerix с чувствительным объемом из арсенида галлия толщиной 1000 мкм при напряжении -500 В хорошо согласуются с экспериментальным измерением. Показано, что эффект распределения заряда на несколько соседних пикселей главным образом происходит за счет диффузии заряда во время дрейфа.
6. Разработана процедура механической юстировки микротомографа MARS, позволяющая измерить угол наклона оси вращения относительно строк детектора, определить расстояние от центра детектора до проекции оси вращения на плоскость камеры, уточнить расстояние между источником и образцов, вычислить положение проекции источника на плоскость детектора. В результате применения разработанной процедуры механической юстировки было достигнуто пространственное разрешение ≈ 80 мкм.

Благодарности

Автор выражает благодарность и большую признательность научному руководителю ведущему научному сотруднику НЭОВП ЛЯП ОИЯИ Шелкову Георгию Александровичу за научное руководство и обсуждение результатов. Также автор благодарит:

- Смолянского Петра Игоревича за помощь при работе с различным оборудованием и плодотворные обсуждения;
- НЭОВП ЛЯП ОИЯИ за возможность проведения диссертационного исследования и предоставленное оборудование;
- коллектив НЭОВП ЛЯП ОИЯИ за различную помощь и обсуждения;
- Савельева Д.Е., Хозяинова М.С., Якушину О.А, Гуревича В.А., Светликова А.С. за предоставленные образцы.

Отдельную признательность автор выражает своим родителям, любимой жене и двум прекрасным дочкам за вдохновение и моральную поддержку.

Список сокращений и условных обозначений

PT	рентгеновская томография
ЛКО	линейный коэффициент ослабления
ART	algebraic reconstruction technique
SART	simultaneous algebraic reconstruction technique
SIRT	simultaneous iterative reconstruction technique
MART	multiplicative algebraic reconstruction technique
OS-SART	ordered-subset simultaneous algebraic reconstruction technique
MLEM	maximum likelihood estimation method
OSEM	ordered subset expectation maximization
OSC	ordered subsets convex
WLS	weighted least-squares
P-WLS	penalized weighted least-squares
CS-WLS	compressed sensing weighted least-squares
ICD	Iterative Coordinate Descent
ЦЕРН	Европейская организация по ядерным исследованиям
КМОП	комплементарная структура металл-оксид-полупроводник
TOT	time-over-threshold
ТОА	time-of-arrival
CCE	charge collection efficiency
ЦАП	цифро-аналоговый преобразователь
MARS	Medipix all resolution system, название микротомографа
ЛЯП	Лаборатория ядерных проблем
ОИЯИ	Объединенный институт ядерных исследований
SOD	source to object distance
SDD	source to detector distance
ODD	object to detector distance
ЛЭТИ	Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет
FWHM	Full width at half maximum (полная ширина на уровне половинной амплитуды)
FWTM	Full width at tenth of maximum (полная ширина на уровне десятой доли амплитуды)

Список литературы

1. *Brenner, D. J.* Computed Tomography — An Increasing Source of Radiation Exposure / D. J. Brenner, E. J. Hall // *New England Journal of Medicine*. — 2007. — Vol. 357, no. 22. — P. 2277—2284. — eprint: <http://dx.doi.org/10.1056/NEJMra072149>. — URL: <http://dx.doi.org/10.1056/NEJMra072149> ; PMID: 18046031.
2. Industrial computed tomography in reverse engineering applications / A. Flisch [et al.] // *DGZ-fP-Proceedings BB*. — 1999. — Vol. 4, no. 7. — P. 45—53.
3. Applications of X-ray computed tomography in the geosciences / F. Mees [et al.] // *Geological Society, London, Special Publications*. — 2003. — Vol. 215, no. 1. — P. 1—6.
4. The Medipix3RX: a high resolution, zero dead-time pixel detector readout chip allowing spectroscopic imaging / R. Ballabriga [et al.] // *Journal of Instrumentation*. — 2013. — Vol. 8, no. 02. — P. C02016.
5. PIXIE III: a very large area photon-counting CMOS pixel ASIC for sharp X-ray spectral imaging, 2015 / R. Bellazzini [et al.].
6. The new PILATUS3 ASIC with instant retrigger capability / T. Loeliger [et al.] // *Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC), 2012 IEEE*. — IEEE. 2012. — P. 610—615.
7. XPAD3-S: A fast hybrid pixel readout chip for X-ray synchrotron facilities / P. Pangaud [et al.] // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 2008. — Vol. 591, no. 1. — P. 159—162.
8. 18k Channels single photon counting readout circuit for hybrid pixel detector / P. Maj [et al.] // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 2013. — Vol. 697. — P. 32—39.

9. EIGER characterization results / R. Dinapoli [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2013. — Vol. 731. — P. 68—73.
10. 32k Channel Readout IC for Single Photon Counting Pixel Detectors with 75 μm Pitch, Dead Time of 85 ns, $9e^-$ rms Offset Spread and 2% rms Gain Spread / P. Grybos [et al.] // IEEE Transactions on Nuclear Science. — 2016. — Vol. 63, no. 2. — P. 1155—1161.
11. HEXITEC ASIC—a pixellated readout chip for CZT detectors / L. Jones [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2009. — Vol. 604, no. 1. — P. 34—37.
12. Timepix, a 65k programmable pixel readout chip for arrival time, energy and/or photon counting measurements / X. Llopart [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2007. — Vol. 581, no. 1. — P. 485—494.
13. Development of high-Z sensors for pixel array detectors / D. Pennicard [et al.] // Proceedings of the 19th International Workshop on Vertex Detectors. June 6-11, 2010, Loch Lomond, Scotland, UK. Published online at <http://pos.sissa.it/cgi-bin/reader/conf.cgi?confid=113>, p. 27. — 2010. — P. 27.
14. Construction and Operation of the MARS-CT Scanner / R. Zainon [et al.] // Electrical and Computer Engineering. — 2009.
15. *Павлинский, Г.* Основы физики рентгеновского излучения / Г. Павлинский. — Litres, 2017.
16. *Якушина, О.* Рентгеновская вычислительная микротомография - разрушающий метод структурного и фазового анализа / О. Якушина, Е. Ожогоина, М. Хозяинов // Мир измерений. — 2003. — Т. 10(32). — С. 12—17.

17. Characterisation of a single photon counting pixel detector / M. Passmore [et al.] // Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors, and Associated Equipment. — 2001. — Vol. 466. — P. 202—208.
18. Signal variations in high-granularity Si pixel detectors / L. Tlustos [et al.] // IEEE Transactions on Nuclear Science. — 2004. — Vol. 51(6). — P. 3006—3012.
19. *Roessl, E.* K-edge imaging in x-ray computed tomography using multi-bin photon counting detectors / E. Roessl, R. Proksa // Physics in medicine and biology. — 2007. — Т. 52, № 15. — С. 4679.
20. Experimental feasibility of multi-energy photon-counting K-edge imaging in pre-clinical computed tomography / J. Schlomka [и др.] // Physics in medicine and biology. — 2008. — Т. 53, № 15. — С. 4031.
21. Sparsity-regularized image reconstruction of decomposed K-edge data in spectral CT / Q. Xu [и др.] // Physics in medicine and biology. — 2014. — Т. 59, № 10. — N65.
22. *Alvarez, R. E.* Energy-selective reconstructions in x-ray computerised tomography / R. E. Alvarez, A. Macovski // Physics in medicine and biology. — 1976. — Т. 21, № 5. — С. 733.
23. Generalized image combinations in dual KVP digital radiography / L. Lehmann [и др.] // Medical physics. — 1981. — Т. 8, № 5. — С. 659—667.
24. Material separation in x-ray CT with energy resolved photon-counting detectors / X. Wang [и др.] // Medical physics. — 2011. — Т. 38, № 3. — С. 1534—1546.
25. *Goodsitt, M. M.* Accuracies of the synthesized monochromatic CT numbers and effective atomic numbers obtained with a rapid kVp switching dual energy CT scanner / M. M. Goodsitt, E. G. Christodoulou, S. C. Larson // Medical physics. — 2011. — Т. 38, № 4. — С. 2222—2232.
26. *Heismann, B.* Density and atomic number measurements with spectral x-ray attenuation method / B. Heismann, J. Leppert, K. Stierstorfer // Journal of applied physics. — 2003. — Т. 94, № 3. — С. 2073—2079.

27. Quantitative imaging of element composition and mass fraction using dual-energy CT: Three-material decomposition / X. Liu [и др.] // *Medical physics*. — 2009. — Т. 36, № 5. — С. 1602—1609.
28. *Heismann, B.* Quantitative image-based spectral reconstruction for computed tomography / B. Heismann, M. Balda // *Medical physics*. — 2009. — Т. 36, № 10. — С. 4471—4485.
29. Iterative image reconstruction in spectral CT / D. Hernandez [и др.] // *SPIE Medical Imaging*. — International Society for Optics, Photonics. 2012. — С. 831330—831330.
30. Statistical iterative material image reconstruction for spectral CT using a semi-empirical forward model / K. Mechlema [и др.] // *SPIE Medical Imaging*. — International Society for Optics, Photonics. 2017. — С. 1013238—1013238.
31. Atherosclerotic plaque composition: analysis with multicolor CT and targeted gold nanoparticles 1 / D. P. Cormode [и др.] // *Radiology*. — 2010. — Т. 256, № 3. — С. 774—782.
32. Spectroscopic (multi-energy) CT distinguishes iodine and barium contrast material in MICE / N. Anderson [и др.] // *European radiology*. — 2010. — Т. 20, № 9. — С. 2126—2134.
33. *Wang, A. S.* Optimal energy thresholds and weights for separating materials using photon counting x-ray detectors with energy discriminating capabilities / A. S. Wang, N. J. Pelc // *SPIE Medical Imaging*. — International Society for Optics, Photonics. 2009. — С. 725821—725821.
34. *Wang, A. S.* Sufficient statistics as a generalization of binning in spectral x-ray imaging / A. S. Wang, N. J. Pelc // *IEEE transactions on medical imaging*. — 2011. — Т. 30, № 1. — С. 84—93.
35. *Pedder, D.* Flip chip solder bonding for microelectronic applications / D. Pedder // *Microelectronics International*. — 1988. — Т. 5, № 1. — С. 4—7.
36. *Humpston, G.* Advanced flip-chip solder bonding / G. Humpston, A. Needham // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 1997. — Т. 395, № 3. — С. 375—378.

37. Readout for a 64/spl times/64 pixel matrix with 15-bit single photon counting / M. Campbell [и др.] // Nuclear Science Symposium, 1997. IEEE. T. 1. — IEEE. 1997. — С. 189—191.
38. Medipix2: A 64-k pixel readout chip with 55-/spl mu/m square elements working in single photon counting mode / X. Llopert [и др.] // IEEE transactions on nuclear science. — 2002. — Т. 49, № 5. — С. 2279—2283.
39. Timepix3: a 65K channel hybrid pixel readout chip with simultaneous ToA/ToT and sparse readout / T. Poikela [и др.] // Journal of instrumentation. — 2014. — Т. 9, № 05. — С. C05013.
40. *Beker, H.* Integration of the Omega-3 readout chip into a high energy physics experimental data acquisition system / H. Beker, E. Chesi, P. Martinengo // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1997. — Т. 395, № 3. — С. 379—383.
41. GEANT4—a simulation toolkit / S. Agostinelli [и др.] // Nuclear instruments and methods in physics research section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — Т. 506, № 3. — С. 250—303.
42. *Benoit, M.* Simulation of charge collection processes in semiconductor CdZnTe γ -ray detectors / M. Benoit, L. Hamel // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2009. — Vol. 606, no. 3. — P. 508—516.
43. High resolution x-ray spectroscopy using GaAs arrays / A. Owens [et al.] // Journal of Applied Physics. — 2001. — Vol. 90, no. 10. — P. 5376—5381.
44. *Knoll, G. F.* Radiation detection and measurement / G. F. Knoll. — John Wiley & Sons, 2010.
45. *He, Z.* Review of the Shockley–Ramo theorem and its application in semiconductor gamma-ray detectors / Z. He // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2001. — Vol. 463, no. 1. — P. 250—267.

46. Chromium compensated gallium arsenide detectors for X-ray and γ -ray spectroscopic imaging / M. Veale [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2014. — Vol. 752. — P. 6—14. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900214003271>.
47. Equalization method for Medipix3RX / J. Rinkel [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2015. — Vol. 801. — P. 1—6.
48. *Thustos, L.* Performance and limitations of high granularity single photon processing X-ray imaging detectors : дис. ... канд. / Thustos Lukas. — Vienna, Tech. U., Atominst., 2005.
49. Optimization of Medipix-2 threshold masks for spectroscopic x-ray imaging / S. Procz [и др.] // IEEE Transactions on Nuclear Science. — 2009. — Т. 56, № 4. — С. 1795—1799.
50. *Uher, J.* Equalization of Medipix2 imaging detector energy thresholds using measurement of polychromatic X-ray beam attenuation / J. Uher, J. Jakubek // Journal of Instrumentation. — 2011. — Т. 6, № 11. — С. C11012.
51. *Kroupa, M.* Optimization of the spectroscopic response of the Timepix detector / M. Kroupa, J. Jakubek, P. Soukup // Journal of Instrumentation. — 2012. — Т. 7, № 02. — С. C02058.
52. FITPix—fast interface for Timepix pixel detectors / V. Kraus [и др.] // Journal of Instrumentation. — 2011. — Т. 6, № 01. — С. C01079.
53. Imaging the unseen. — URL: <http://www.advacam.com/>.
54. *Boog, R. van der.* Energy calibration procedure of a pixel detector / R. van der Boog // Bachelor thesis of applied physics (B. Eng.), The Hague university of applied sciences. — 2013.
55. Medipix3: A 64 k pixel detector readout chip working in single photon counting mode with improved spectrometric performance / R. Ballabriga [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2011. — Vol. 633, Supplement 1. — S15—S18. — URL: <http://www>.

sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900210012982 ; 11th International Workshop on Radiation Imaging Detectors (IWORID).

56. *Tlustos, L.* Characterisation of a GaAs(Cr) Medipix2 hybrid pixel detector / L. Tlustos, G. Shelkov, O. P. Tolbanov // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2011. — Vol. 633, Supplement 1. — S103—S107. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900210013276> ; 11th International Workshop on Radiation Imaging Detectors (IWORID).
57. SB-120-350 x-ray source. — 2013. — URL: http://www.sourceray.com/sites/default/files/Low%5C%20Power%5C%20SourceBlocks%5C%20Brochure_3.pdf (visited on 05/20/2017).
58. RENISHAW RESR angle encoder system. — 2001. — URL: <http://www.renishaw.com> (visited on 01/19/2015).
59. Bar and point test patterns generated by dry-etching for measurement of high spatial resolution in micro-CT / O. Langner [et al.] // World Congress on Medical Physics and Biomedical Engineering, September 7-12, 2009, Munich, Germany. — Springer. 2009. — P. 428—431.
79. *Якушина, О. А.* Методика и технология изучения природного и техногенного минерального сырья методом рентгеновской томографии : дис. ... канд. / Якушина Ольга Александровна. — Гос. университет «Дубна». Дубна, 2012.—50 с.
80. Octopus 8: A High Performance Tomographic Reconstruction Package for X-ray Tube and Synchrotron micro-CT / J. Vlassenbroeck [и др.] // Advances in X-ray Tomography for Geomaterials. — 2010. — С. 167—173.
81. *Schneider, C. A.* NIH Image to ImageJ: 25 years of image analysis / C. A. Schneider, W. S. Rasband, K. W. Eliceiri // Nature methods. — 2012. — Т. 9, № 7. — С. 671.
82. Multi-organ abdominal CT segmentation using hierarchically weighted subject-specific atlases / R. Wolz [и др.] // Medical Image Computing and Computer-Assisted Intervention—MICCAI 2012. — 2012. — С. 10—17.

83. *Ketcham, R. A.* Computational methods for quantitative analysis of three-dimensional features in geological specimens / R. A. Ketcham // *Geosphere*. — 2005. — Т. 1, № 1. — С. 32—41.
84. *Kalukin, A. R.* Principal components analysis of multienergy X-ray computed tomography of mineral samples / A. R. Kalukin, M. Van Geet, R. Swennen // *IEEE transactions on nuclear science*. — 2000. — Т. 47, № 5. — С. 1729—1736.
85. GaAs radiation imaging detectors with an active layer thickness up to 1mm / A. Tyazhev [et al.] // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 2003. — Vol. 509, no. 1. — P. 34—39.
86. Properties of GaAs: Cr-based Timepix detectors / P. Smolyanskiy [и др.] // *Journal of Instrumentation*. — 2018. — Т. 13, № 02. — T02005.
87. Combined Medipix based imaging system with Si and CdTe sensor / Z. Vykydal [и др.] // *Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC), 2011 IEEE*. — IEEE. 2011. — С. 4761—4765.
88. Leeds Test Objects. — URL: <http://www.leadstestobjects.com/>.
89. MARS: Medipix All Resolution System. — URL: <https://www.marsbioimaging.com/>.

Публикации автора по теме диссертации

- A1. Alignment and resolution studies of a MARS CT scanner / A. Gongadze [и др.] // *Physics of Particles and Nuclei Letters*. — 2015. — Т. 12, № 5. — С. 725–735.
- A2. Performance and applications of GaAs: Cr-based Medipix detector in X-ray CT / D. Kozhevnikov [и др.] // *Journal of Instrumentation*. — 2017. — Т. 12, № 01. — С. C01005.
- A3. Study of a GaAs: Cr-based Timepix detector using synchrotron facility / P. Smolyanskiy [и др.] // *Journal of Instrumentation*. — 2017. — Т. 12, № 11. — P11009.
- A4. *Kozhevnikov, D.* Equalization of Medipix family detector energy thresholds using X-ray tube spectrum high energy cut-off / D. Kozhevnikov, P. Smolyanskiy // *Journal of Instrumentation*. — 2019. — Т. 14, № 01. — T01006. — URL: <http://stacks.iop.org/1748-0221/14/i=01/a=T01006>.
- A5. *Kozhevnikov, D.* Stack of Timepix-based detectors with Si, GaAs: Cr and CdTe sensors with optimized thickness for spectral CT / D. Kozhevnikov, P. Smolyanskiy // *Journal of Instrumentation*. — 2019. — Т. 14, № 02. — С. C02010.
- A6. Usage of novel hybrid pixel detectors for native atherosclerotic plaque imaging by high resolution X-ray computed tomography / A. Zhemchugov [и др.] // *Atherosclerosis*. — 2016. — Т. 252. — e215.
- A7. Compacting processes and their effect on reservoir properties of the Pashian horizon in Kitayamskoye field (Russian) / E. Savelyeva [и др.] // *Oil Industry Journal*. — 2018. — Т. 2018, № 04. — С. 26–28.
- A8. *Савельев, Д.* Структурные и петрографические особенности ультрамафитов на участке «месторождение № 33» в восточной части массива Средний Крака (Южный Урал) / Д. Савельев, Д. Кожевников // *Вестник Пермского университета. Геология*. — 2015. — 1 (26).

- A9. Experimental X-ray microtomograph MARS as the future new tool for the evaluation of infrarenal aneurysms rupture risk. / A. Svetlikov [et al.] // CardioVascular and Interventional Radiology. — 2016. — Vol. 39, no. 03. — P. 189.
- A10. Петрологические свидетельства синдеформационной сегрегации вещества при образовании дунитов (на примере офиолитов Крака, Южный Урал) / Д. Савельев [и др.] // Минералогия. — 2016. — № 4. — С. 56.
- A11. Савельев, Д. ПРИМЕНЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКОЙ ТОМОГРАФИИ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ СТРУКТУРЫ ХРОМОВЫХ РУД (НА ПРИМЕРЕ САКСЕЙСКОГО УЧАСТКА МАССИВА СРЕДНИЙ КРАКА) / Д. Савельев, Д. Кожевников, Е. Бажин // Геология, полезные ископаемые и проблемы геоэкологии Башкортостана, Урала. — 2016. — С. 266.
- A12. Якушина, О. Рентгеновская микротомография в современном комплексе лабораторных методов исследования геобъектов. / О. Якушина, Д. Кожевников, М. С. Хозяинов // Вестник университета Дубна. — 2016. — 1(33). — С. 62—67.
- A13. Evaluation of human ruptured infrarenal aorta aneurysm by new high resolution microtomography / A. Svetlikov [и др.] // EUROPEAN HEART JOURNAL. T. 37. — OXFORD UNIV PRESS GREAT CLARENDON ST, OXFORD OX2 6DP, ENGLAND. 2016. — С. 270—270.
- A14. Якушина, О. Возможности анализа кернa нефтегазовых скважин по данным рентгеновской томографии. / О. Якушина, Д. Кожевников, М. Хозяинов // Матер. Конф. «XII Международная конференция «Новые идеи в науках о земле». — 2017. — С. 102—103.
- A15. Якушина, О. Прогнозирование качества и обогатимости минерального сырья по рентгенотомографическим данным. / О. Якушина, Д. Кожевников, М. Хозяинов // Сборник статей XI Российского семинара по технологической минералогии. — 2017. — С. 164.
- A16. Якушина, О. Современные задачи развития рентгеновской (микротомографии) для морфо-структурного анализа руды. / О. Якушина, Д. Кожевников // Материалы Международного совещания «Современные процессы комплексной и глубокой переработки труднообогатимого

- минерального сырья (Плаксинские чтения)» 21-25 сент. 2015. — 2015. — С. 164.
- A17. Новые возможности анализа керна нефтегазовых скважин с помощью рентгеновского томографа МАРС на основе детектора из арсенида галлия. / Д. Кожевников [и др.] // Матер. Конф. «Балтийская школа-семинар «Петромоделль2013». — 2013.
- A18. Рентгеновский томограф МАРС с детектором из арсенида галлия: путь к спектральной микротомографии. / Г. Шелков [и др.] // Материалы III Всероссийской конференции «Практическая микротомография». СПб, 1-4 октября 2014 г. — 2014.
- A19. Спектральная рентгеновская микротомография – перспективный метод исследования геоматериалов. / А. Жемчугов [и др.] // Семнадцатая международная конференция «Физико-химические и петрофизические исследования в науках о Земле! Москва, 26-28 сентября, Борок, 30 сентября 2016 г. Материалы конференции. — 2016.
- A20. Рентгеновский томограф МАРС с детектором из арсенида галлия: новые возможности анализа керна нефтегазовых скважин. / Д. Кожевников [и др.] // Материалы II Всероссийской конференции «Практическая микротомография», Москва, 2-4 октября 2013 г. — 2013.
- A21. Experimental X-ray microtomograph MARS as the future new tool for the evaluation of infrarenal aneurysms rupture risk. / A. Svetlikov [et al.] // The Annual Meeting of European Society for vascular surgery. Abstract book. — 2017. — P. 227.
- A22. Новое направление в визуализации аневризм инфраренального отдела аорты. / А. СВЕТЛИКОВ [и др.] // Бюллетень НЦССХ им. А.Н. Бакулева РАМН. Сердечно-сосудистые заболевания. Приложение. XX Ежегодная сессия научного центра сердечно-сосудистой хирургии им. А.Н. Бакулева Минздрава России с Всероссийской конференцией молодых ученых. — 2016.
- A23. Первый опыт изучения ex-vivo нативных образцов атеросклеротических бляшек с помощью высокоразрешающего спектрального микротомографа MARS. / А. СВЕТЛИКОВ [и др.] // Тезисы Всероссийского съезда общества ангиологов и сосудистых хирургов. — 2015.

- A24. Evaluation of human ruptured infrarenal aorta aneurysm by new high resolution microtomography. / A. Svetlikov [et al.] // European Heart Journal (2016) 37 (Abstract Supplement). — 2016. — P. 270.
- A25. Imaging of the ruptured aortic aneurysm wall by high resolution X-ray computed tomography. / A. Svetlikov [et al.] // ESVM Rome 2016—Abstracts. — 2016.

Список рисунков

- 2.1 Моделирование регистрации фотона детектором с чувствительным объемом из GaAs(толщина 1000 мкм, при напряжении -500 В) и диффузии заряда в процессе дрейфа. Энергия фотона 20 кэВ. Фотон летит вдоль оси проходящей через центр пикселя т.(0,0) перпендикулярно плоскости детектора. Слева – энерговыделение в чувствительном объеме, посередине – образовавшееся облако электрон-дырочных пар, справа – распределение заряда вблизи пикселей детектора (цвет пикселей соответствует доли заряда, приходящейся на этот пиксель). Пример характерного события. 27
- 2.2 Моделирование регистрации фотона детектором с чувствительным объемом из GaAs(толщина 1000 мкм, при напряжении -500 В) и диффузии заряда в процессе дрейфа. Энергия фотона 20 кэВ. Фотон летит вдоль оси проходящей через центр пикселя т.(0,0) перпендикулярно плоскости детектора. Слева – энерговыделение в чувствительном объеме, посередине – образовавшееся облако электрон-дырочных пар, справа – распределение заряда вблизи пикселей детектора (цвет пикселей соответствует доли заряда, приходящейся на этот пиксель). Пример события с фотоном флюоресценции. 27
- 2.3 Моделирование регистрации фотона детектором с чувствительным объемом из GaAs(толщина 1000 мкм, при напряжении -500 В) и диффузии заряда в процессе дрейфа. Энергия фотона 70 кэВ. Фотон летит вдоль оси проходящей через центр пикселя т.(0,0) перпендикулярно плоскости детектора. Слева – энерговыделение в чувствительном объеме, посередине – образовавшееся облако электрон-дырочных пар, справа – распределение заряда вблизи пикселей детектора (цвет пикселей соответствует доли заряда, приходящейся на этот пиксель). Пример события с комптоновским рассеянием. 28

- 2.4 Моделирование регистрации фотона детектором с чувствительным объемом из GaAs(толщина 1000 мкм, при напряжении -500 В) и диффузии заряда в процессе дрейфа. Энергия фотона 25 кэВ. Фотон летит вдоль оси проходящей через т.(-25 мкм, -25 мкм) на стыке четырех пикселей перпендикулярно плоскости детектора. Слева – энерговыделение в чувствительном объеме, посередине – образовавшееся облако электрон-дырочных пар, справа – распределение заряда вблизи пикселей детектора (цвет пикселей соответствует доли заряда, приходящейся на этот пиксель). Пример события с распределением заряда по четырем соседним пикселям. 28
- 2.5 Моделирование энергетической калибровки детектора с чувствительным объемом из GaAs(толщина 500 мкм, при напряжении -1000 В). Слева-направо, сверху-вниз распределения зарегистрированного заряда в результате попадания фотона с энергией 10 кэВ, 14 кэВ, 18 кэВ, 22 кэВ, 26 кэВ. На нижнем правом графике показана полученная калибровочная прямая. 32
- 2.6 Моделирование отклика детектора с чувствительным объемом из GaAs(толщина 500 мкм, при напряжении -1000 В) для моноэнергетического излучения с энергией 25 кэВ. 33
- 2.7 Зависимость числа отсчетов от положения пучка излучения нормированных на максимальное значение, 0 соответствует центру пикселя. Красным – экспериментальные измерения, зеленым – моделирование. Точки соединены линиями для лучшей визуализации. 35
- 2.8 Зависимость энергии в пике от положения пучка излучения нормированная на максимальное значение, 0 соответствует центру пикселя. Красным – экспериментальные измерения, зеленым – моделирование. Экспериментальные точки соединены линиями для лучшей визуализации. 35
- 3.1 Спектр излучения рентгеновской трубки Hamamatsu X-ray source L10951 при напряжении на аноде 80 кВ, измеренный с помощью детектора Canberra LEGe. Стрелка показывает положение края спектра. 41

- 3.2 Принцип работы глобального энергетического порога и его локальной подстройки в пикселе. Сформированный сигнал псевдотреугольной формы изображен красной линией. Глобальный порог, который задается ЦАП ТНЛ, – зеленой линией. Локальный порог в пикселе, контролируемый подстроечными битами, – синей линией. Диапазон локальной подстройки – оранжевой стрелкой. . . . 41
- 3.3 Повторяемость положения края спектра рентгеновской трубки Hamamatsu L10951 X-ray source при последовательном включении/выключении, измеренная с помощью детектора Canberra LEGe, при напряжении на трубке 40 кВ: а) зарегистрированный спектр для 8 измерений, б) увеличенная область с краем спектра. 45
- 3.4 Зависимость числа отсчетов от глобально заданного порога в пикселе с координатами (60,60) (синий) при напряжении на рентгеновской трубке 50 кВ. Участок зависимости в области края спектра аппроксимирован экспоненциальной функцией (красный). . 45
- 3.5 Распределение положения края спектра рентгеновской трубки на целевой энергии 20 кэВ: синий – минимальное значение локальной подстройки, красный – максимальное значение локальной подстройки, зеленый – оптимальное значение локальной подстройки для каждого пикселя. 46
- 3.6 Графическое представление матрицы подстроечных битов а) после выравнивания энергетических порогов в пикселях по краю спектра рентгеновской трубки на целевой энергии 20 кэВ (три ряда пикселей по краям микросхемы замаскированы из-за большого тока утечки в них) б) после выравнивания энергетических порогов по электронному шуму предусилителя. 47
- 3.7 Изображения получены при засветке детектора характеристическим излучением от фольги из тантала (слева) и соответствующие распределения пикселей по числу отсчетов в них (справа). а), б) – локальная подстройка энергетических порогов пикселей получена по электронному шуму, в), г) – энергетические пороги пикселей выровнены по краю спектра рентгеновской трубки на энергии, соответствующей K_{α} -линии тантала. В обоих случаях глобальный энергетических порог задан близким к K_{α} -линии тантала. 48

3.8	Двумерное распределение среднеквадратичного отклонения значения подстроечных битов от среднего, полученных на энергиях от 20 кэВ до 60 кэВ с шагом 1 кэВ (а) и распределение пикселей по среднеквадратичному отклонению значения подстроечных битов(б)	49
3.9	Зависимость распределения пикселей по положению края спектра рентгеновской трубки от энергии, энергетические пороги выровнены по электронному шуму усилителя.	50
3.10	Зависимость распределения пикселей по положению края спектра рентгеновской трубки от энергии, энергетические пороги выровнены с помощью предложенного метода.	51
3.11	Зависимость дисперсии распределения пикселей по положению края спектра рентгеновской трубки от энергии.	52
3.12	Распределение положения K_{α} -линии индия. В случае, когда энергетические пороги выровнены по электронному шуму (а) и с помощью предложенного метода (б). Фольга из индия облучалась рентгеновским источником при напряжении 60 кВ.	52
4.1	Рентгеновский микротомограф MARS установленный в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований.	54
4.2	Фотография оборудования MARS со сканируемым образцом.	55
4.3	Системы координат, связанные с подвижными частями томографа	57
4.4	Схема измерения смещения оси вращения гентри Z вдоль вертикальной оси Y (слева) и смещения гентри вдоль оси Z (справа).	58
4.5	Измерение положения верхних точек правой и левой опор гентри в зависимости от угла поворота. Среднее значение характеризует смещение оси вращения в области сканирования в зависимости от угла поворота гентри.	59
4.6	Измерения положения ближнего и дальнего края торца левой опоры гентри. Среднее значение характеризует смещение гентри вдоль оси Z при вращении.	60
4.7	Измерение положения штативно-поворотного устройства в момент остановки вращения томографа.	61
4.8	Повторяемость измерений при приведении томографа в угловые положения 0° и 352° .	62

4.9	Разность между измеренными и ожидаемыми значениями угла в зависимости от угла поворота гентри.	63
4.10	Фантом для калибровки геометрии томографа	65
4.11	Определения положения тени крестика в локальной области перекрестья с использованием аппроксимации функцией Гаусса.	66
4.12	Схема определения угла наклона камеры α_{tilt} по отношению к оси вращения гентри в плоскости $Y_g Z_g$	67
4.13	Процедура определения положения источника по оси Z_c	68
4.14	Результат определения положения источника по оси Z_c	69
4.15	Схема определения положения источника по оси Y_c и уточнения расстояния между источником и камерой SDD	69
4.16	Результат определения положения источника по оси Y_c и уточнения расстояния между источником и камерой SDD	70
4.17	Реконструированное изображение фантома с использованием номинальной геометрии	71
4.18	Реконструированное изображение фантома с учетом геометрической калибровки	71
4.19	Сумма 20 реконструированных поперечных срезов проволоочки	73
4.20	Аппроксимация профиля поперечного среза проволоочки сверткой функции Гаусса с прямоугольной функцией по оси X_s сверху и по оси Y_s снизу.	74
4.21	Реконструированные изображения трех образцов сеточки из нержавеющей стали: диаметра 25 мкм с шагом 67 мкм, диаметра 30 мкм с шагом 80 мкм и диаметра 50 мкм с шагом 265 мкм.	75
4.22	Описание калибровочного фантома с обозначением нанесенных рисок	75
4.23	Калибровочный фантом: слева – реконструированное изображение фантома, посередине – поперечный срез фантома в плоскости $X_s Y_s$ и справа – поперечный срез фантома в плоскости $X_s Z_s$	75
4.24	Интерфейс программы для проведения спектрального томографического сканирования на микротомографе MARS.	78
4.25	Слева направо: пример кадра темного поля; пример кадра светлого поля; пример кадра с образцом, красным цветом отмечены замаскированные пиксели.	79
4.26	Пример кадра, после нормализации на светлое поле. Красным цветом показаны замаскированные пиксели.	81

4.27	Пример теневой проекции сшитой из отдельных кадров. Красным цветом показаны замаскированные пиксели.	81
4.28	Пример синограммы.	82
4.29	Реконструированные поперечные сечения мышцы. Отчетливо видны кости, внутренние органы и пустоты в них. Сканирование проводилось при напряжении рентгеновской трубки 100 кВ, 720 угловых проекций, использовался поглотитель из алюминия толщиной 2 мм. Размер вокселя реконструированного изображения – 32 мкм.	83
4.30	Трехмерная визуализация реконструированных изображений. Слева-направо: атеросклерозная бляшка внутри шприца; стент для коронарного шунтирования внутри сосуда с атеросклерозной бляшкой; стенка брюшной аорты с микрокальцинатами.	84
4.31	Реконструированное изображение дунитового прожилка в образце СК-103-2ЛВ. Желтым цветом показаны агрегаты зерен хромшпинелидов, серым – силикатный матрикс, представленный серпентинизированным оливином.	85
5.1	Слева – фотография фантома для мультиэнергетической томографии, содержащего: раствор соли золота ($AuCl_3$) в концентрации 8 мг/мл и 2 мг/мл, раствор контраста (MultiHance by Врассо) с концентрацией гадолиния 8 мг/мл и 2 мг/мл, раствор контраста (Omnipaque 350 by GE Healthcare) с концентрацией йода 18 мг/мл, раствор соли кальция ($CaCl_2$), дистиллированная вода (в центре и с краю), и рапсовое масло. Справа – схема расположения веществ.	86
5.2	Реконструированное сечение фантома для мультиэнергетических измерений для 9 диапазонов энергий: 10-14 кэВ, 14-17 кэВ, 17-21 кэВ, 21-23 кэВ, 23-26 кэВ, 26-30 кэВ, 30-34 кэВ, 34-36 кэВ, 36-41 кэВ.	89
5.3	Зависимость ЛКО от энергии для различных веществ, нормированная на зависимость ЛКО от энергии для воды.	90
5.4	Истинно цветное реконструированное сечение фантома. Цвет отображает зависимость ЛКО от энергии.	91

5.5	Определение вещества вокселя с помощью метода наименьших квадратов.	93
5.6	Сегментированное реконструированное сечение фантома для мультиэнергетической томографии.	94
5.7	Определение пространственного распределения различных веществ в сечении фантома для мультиэнергетической томографии с помощью спектральной РТ и аппроксимации зависимости ЛКО от энергии линейной комбинацией эталонных зависимостей.	95
6.1	Моделирование трехслойного детектора на основе микросхем <i>Timex</i> с чувствительными объемами из кремния, арсенида галлия и теллурида кадмия толщиной 300 мкм, 500 мкм и 1000 мкм, соответственно а) геометрия детектора, пример события с частицей, прошедшей через первые два слоя и зарегистрированной в третьем слое б) Эффективность регистрации фотонов с энергией от 3 кэВ до 100 кэВ трехслойным детектором.	100
6.2	Hamamatsu L10951 X-ray source spectrum measured with Canberra LEGe detector. Tube voltage is 110 kV.	101
6.3	Пространственное разрешение всех слоев детектора близко к теоретическому пределу и составляет 9 пар линий на миллиметр (показано сверху). Профиль на уровне 9.1 линии на миллиметр приведен снизу. Левый столбец – 1 st слой детектора (чувствительный объем из кремния толщиной 300 мкм), средний столбец – 2 nd слой (GaAs:Cr, 500 мкм), третий столбец – 3 rd слой (CdTe, 1000 мкм). Черные пятна соответствуют мертвым пикселям, яркие точки на среднем изображении в левом нижнем углу – шумящим пикселям.	102
6.4	Спектр характеристического излучения неодима, измеренный отдельными слоями трехслойного детектора, в режиме измерения энергии.	103
6.5	Количество событий во втором слое (GaAs:Cr) и третьем слое (CdTe) трехслойного детектора, поделенных на количество событий в первом слое (Si). Точки соединены линией для наглядности.	103

- 6.6 Фотография установки для мультиэнергетической РТ (слева) с трехслойным детектором на основе микросхем Timerix с чувствительными объемами из кремния, арсенида галлия и теллурида кадмия (справа). 104
- 6.7 Фотография образца с набором веществ (Вода, конопляное масло, контрасты на основе йода, золота, гадолиния и раствор хлорида кальция) вверху слева и реконструированные поперечные сечения образца для трех слоев детектора. 105
- 6.8 Трехмерное распределение реконструированного ЛКО различных веществ. Три оси соответствуют трем слоям детектора (сверху). Двухмерные распределения реконструированного ЛКО различных веществ (снизу). Три графика соответствуют трем парам слоев детектора, оси – реконструированное ЛКО в отдельных слоях. 106

Список таблиц

- 1 Сравнение наиболее важных для рентгенографии характеристик микросхем семейства Medipix. 24
- 2 Зафиксированные параметры математической модели детектора на основе микросхемы Tiperix с чувствительным объемом из арсенида галлия. 34