

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

На правах рукописи

ЧЕРЕПЕННИКОВ ЮРИЙ МИХАЙЛОВИЧ

**МЕТОДЫ И СРЕДСТВА РЕНТГЕНОВСКОГО
АБСОРБЦИОННОГО КОНТРОЛЯ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ
СРЕД, ОСНОВАННЫЕ НА МОНОХРОМАТИЗАЦИИ
ЗОНДИРУЮЩЕГО ПУЧКА ГЕНЕРИРУЮЩЕГО ИСТОЧНИКА**

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

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата технических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук, профессор
Потылицын Александр Петрович

Томск – 2016

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
Глава 1. Численное моделирование характеристик пучков рентгеновского излучения от генерирующего источника	29
1.1. Численное моделирование спектров источников РИ.	31
1.2. Преимущества использования пучков монохроматического РИ.	36
Глава 2. Модуль монохроматизации рентгеновского излучения на основе активного кварцевого элемента.	47
2.1. Изготовление экспериментального образца акустомонохроматора на основе кристаллического кварца	48
2.2. Описание экспериментальной схемы для исследований процесса дифракции пучков рентгеновского излучения при использовании акустомонохроматора.	52
2.3. Юстировка кристаллов в креплении гониометра	57
2.4. Экспериментальные исследования процесса дифракции.	60
Глава 3. применение пучков монохроматического рентгеновского излучения от акустомонохроматоров в абсорбционном контроле	72
3.1. Устройство для рентгеновского абсорбционного элементного анализа	73
3.2. Источник излучения с линейчатым спектром для контроля компонентного состава многокомпонентных жидкостей	80
Заключение	96
Приложение А	99
Приложение Б	125
Приложение В	133
Приложение Г	134
Приложение Д	135
Приложение Е	136
Список литературы	137

ВВЕДЕНИЕ

Повышение эффективности лабораторных исследований и промышленного производства в таких ведущих отраслях народного хозяйства, как атомная энергетика, нефтегазовая, горнодобывающая, металлургическая, химическая промышленность и ряд других во многом зависит от совершенствования технологических процессов. Оптимизация технологических процессов в свою очередь определяется качеством и эффективностью аналитической техники, в том числе и лабораторной. Многие задачи технологического контроля могут быть решены с помощью экспрессных и высокопроизводительных методов лабораторного анализа отобранных технологических образцов. При этом требования к чувствительности и точности таких анализов постоянно растут. Кроме того, широкий ряд задач требует контроля непосредственно на производстве, в ходе технологического процесса. Также стоит отметить, что с ходом технологического прогресса требования к точности такого контроля достигают уровней, еще недавно предъявляемых к лабораторным исследованиям.

Кроме контроля технологических процессов остро стоят задачи борьбы с контрафактными медикаментами и охраны окружающей среды, которые не могут быть решены без создания высокочувствительных аналитических комплексов.

Отдельно стоит задача элементного анализа сверхчистых элементов, которая сопряжена с рядом подзадач по обеспечению сохранности первичного состава проб на стадиях пробоподготовки и исследования.

Решение указанных задач возможно только при наличии методов и аппаратуры, дающих возможность получить в достаточном объеме и необходимого качества аналитическую информацию о контролируемых средах, которые чаще всего характеризуются многокомпонентностью, широким диапазоном атомных номеров, большой изменчивостью физико-химических свойств. Применение для этого химических методов затруднено из-за

недостаточной экспрессности и производительности, а также ввиду сложности их автоматизации.

Обобщение сформулированных проблем позволяет сделать вывод о больших потенциальных возможностях для их решения ядерно-физических методов анализа и особенно методов, основанных на применении рентгеновского излучения (РИ), которые обладают экспрессностью, универсальностью и возможностью автоматизации основных аналитических операций.

Спектр рентгеновских исследований, используемых сейчас в различных областях науки, промышленности и медицины, необычайно широк. С момента открытия РИ в 1895 году и до настоящего времени методы его использования непрерывно совершенствовались. Первоначально, исследования с применением РИ основывались на получении обычных теневых снимков, и использовались для целей обычной двухмерной визуализации в медицинской диагностике и дефектоскопии. Однако к настоящему времени, к уже упомянутым направлениям добавились такие как рентгенофлуоресцентный и рентгеноструктурный анализы, рентгеновские томография и топография, различные виды рентгеновской абсорбционной спектроскопии; РИ применяется в биологических исследованиях, например для целей дешифровки структуры белковых молекул и т.д.

Несмотря на все разнообразие методик, используемых в анализе с применением пучков РИ, любое рентгеновское исследование можно разбить на три этапа: генерация пучка РИ, его формирование и зондирование объекта исследования; регистрация излучения, провзаимодействовавшего с объектом исследования, и несущего в себе информацию об объекте; обработка информации. Стоит отметить, что для получения качественных данных о строении и характеристиках объекта, необходимо модернизировать процессы на всех трех этапах. При этом такая модернизация подразумевает под собой как совершенствование аппаратуры, так и развитие методических приемов анализа. Это включает в себя, например, разработку новых детекторов РИ и спектрометрических систем, разработку новых программных методов (математические модели, алгоритмы и методы обработки информации), а также

модернизацию источников РИ с целью оптимизации характеристик зондирующего пучка.

Отметим здесь, что для решения задач по модернизации источников РИ есть два основных пути: во-первых, разработка принципиально новых источников РИ, генерирующих пучок с необходимыми характеристиками, и, во-вторых, модификация первичного пучка РИ до или после его взаимодействия с объектом исследования. К последнему относятся применения различных фильтров РИ, вторичных мишеней, кристаллов-анализаторов и других элементов рентгеновской оптики, позволяющих отражать, фокусировать и дефокусировать пучки РИ, выделять отдельные монохроматические линии из непрерывного спектра РИ и т.д. При этом нужно отметить, что наиболее популярным направлением модернизации источников РИ является увеличение мощности и яркости самого источника и/или концентрация максимального потока излучения на объекте исследования.

Заметим, что такой путь не всегда является оптимальным и даже возможным, поскольку ведет к пропорциональному увеличению дозовой нагрузки на объект исследования, что критично, например, при исследованиях в биологии и медицине. Кроме того, простое увеличение интенсивности излучения в зондирующем пучке предъявляет повышенные требования к быстродействию детектирующих систем, что зачастую ведет к увеличению стоимости всей рентгеновской установки, а иногда и вовсе ограничивает допустимую мощность применяемого источника РИ.

Таким образом, для повышения эффективности рентгеновских исследований остается открытой ниша по повышению качества получаемых экспериментальных данных за счет внедрения более совершенных методов облучения объекта исследования и разработки источников РИ с необходимыми для такого внедрения характеристиками зондирующего пучка.

Одним из таких методов является модификация спектрального состава зондирующего пучка. Дело в том, что для любого исследования существует некоторая оптимальная область энергий РИ, в основном обеспечивающих

получение данных об объекте исследования. Излучение с меньшей энергией поглощается объектом исследования, увеличивая дозовую нагрузку и не обеспечивая полезного вклада в получаемые данные; излучение же с большей энергией, во-первых, понижает чувствительность системы детектирования, и, во-вторых, дает вклад в дозовую нагрузку на объект исследования [1]. Последнее является следствием малой, в общем случае, разницы в поглощении высокоэнергетического излучения разными по форме или составу частями объекта исследования.

Важность оптимизации спектрального состава РИ при проведении экспериментальных исследований подчеркнута, например, в работе [2]. В этой работе для целей повышения чувствительности рентгенофлуоресцентного анализа рассмотрены два метода возбуждения пробы: метод фильтрации зондирующего пучка и метод вторичных мишеней.

Метод фильтрации заключается в том, что перед объектом, на пути пучка первичного излучения устанавливают фильтр из легкого материала, часто в роли такого материала выступает алюминий. При прохождении фильтра более «мягкое» излучение поглощается в большей степени, что ведет к «ужесточению» пучка, т.е. «сдвига» средней энергии фотонов в сторону высоких энергий. Меняя толщину и материал фильтра можно варьировать «порог» спектра со стороны низких энергий. При этом вопрос негативного влияния, оказываемого излучением со слишком высокой энергией, в общем случае, остается нерешенным. Более того, такое влияние может даже усиливаться за счет относительного повышения интенсивности жесткого РИ.

В другой разновидности метода для фильтрации пучка РИ используют тот же материал, из которого выполнен анод рентгеновской трубки, или близкий к нему. В таком случае, за счет того, что линия характеристического излучения лежит до края поглощения, она поглощается относительно слабо по сравнению с более жестким излучением, следующим за линией. Варьируя толщину фильтра и значение напряжения между катодом и анодом трубки можно получать пучки РИ, в которых значительная часть фотонов сосредоточена вблизи линии

характеристического излучения. Недостатком такого варианта реализации метода фильтрации является значительное снижение общей интенсивности пучка.

Суть метода вторичных мишеней сводится к тому, что на пути первичного пучка РИ устанавливается мишень из материала более легкого, чем материал анода рентгеновской трубки. При этом характеристические линии материала анода должны находиться близко за краем поглощения материала вторичной мишени. Поскольку возбуждение вторичной мишени происходит пучком электронейтральных частиц, спектр РИ от нее не будет содержать тормозного излучения. Спектр РИ, в данном случае, будет представлять собой сумму близкорасположенных характеристических линий материала вторичной мишени и рассеянного тормозного и характеристического излучения из первичного пучка, доля которого в спектре, однако, будет невелика, по сравнению с тормозным излучением в первичном пучке. Подбирая материалы вторичной мишени и анода рентгеновской трубки, можно получать спектры РИ содержащие преимущественно излучение из области оптимальных для данного эксперимента энергий. Таким образом, метод вторичных мишеней, по своей сути, является методом получения квазимонохроматического РИ заданной энергии.

В работе [2] делается вывод о предпочтительности метода фильтрации для достижения предела обнаружения (иначе говоря, чувствительности) порядка $n \times 10^{-4}$, т.е. нескольких сотых долей процента. При этом подчеркивается, что при необходимости достижения более высоких пределов обнаружения практически единственным путем является использование вторичных мишеней в сочетании с мощными (до 3-х кВт) рентгеновскими трубками, ввиду более высокой контрастности вторичных спектров, получаемых таким методом [2, с. 79]. В этой же работе подчеркивается, что главным недостатком метода вторичных мишеней является серьезная потеря (3 порядка) в интенсивности пучка РИ в процессе «переизлучения». Тем не менее, преимущества использования пучка монохроматического рентгеновского излучения (МРИ), и даже квазимонохроматического, оказываются настолько велики при необходимости получения более точных данных, что в данном случае соответствует определению

концентраций от 10^{-4} и ниже, что перекрывают проблемы потери интенсивности. Дополнительное преимущество применения пучков МРИ заключается в возможности простой интерпретации спектров, особенно при анализе многокомпонентных сред. Последнее становится возможно благодаря точно известному спектральному составу первичного излучения, что дает возможность значительно уменьшить погрешность анализа при математической обработки данных, полученных в результате рентгеновского исследования, за счет исключения необходимости аппроксимации спектра рентгеновской трубки аналитическим выражением или экспериментально определенной зависимостью.

В настоящее время, применение пучков МРИ востребовано широким кругом аналитических задач. Такие пучки оказываются востребованы, например, в диагностике материалов с низким линейным коэффициентом поглощения. Так в работах [3–5] показаны преимущества применения МРИ с энергиями от 5 до 25 кэВ в абсорбционной томографии и топографии некоторых кристаллических материалов (таких как природный алмаз), в работе [6] – необходимость применения МРИ в биологических исследованиях. Авторы работы [6] отмечают, что использование абсорбционного и рефракционного методов рентгенодиагностики на пучках МРИ в таких исследованиях позволяет получать гораздо более качественные изображения по сравнению с рентгенограммами, выполненными на стандартных рентгеновских аппаратах, что и обуславливает преимущества применения таких пучков. В работе [6] применение РИ в биологических исследованиях рассматривается прежде всего для рентгенографии макрообъектов, однако МРИ находят широкое применение и в исследованиях микроскопических объектов, например в дешифровке белковых кристаллов методами рентгеноструктурного анализа [7–9]. При этом для таких исследований особо подчеркивается необходимость использования пучков РИ с высокой интенсивностью [10].

Другим направлением исследований, требующим применения высокоинтенсивных пучков МРИ, является так называемая рентгеновская абсорбционная спектроскопия (X-ray absorption spectroscopy, XAS). В настоящее

время под этим термином подразумевается набор методик для исследования так называемой «тонкой структуры края поглощения» с целью определения атомной структуры вещества, состоящего из атомов разных химических элементов. Суть этих методик сводится к тому, что исследуемый образец последовательно облучается набором линий МРИ с энергиями в районе края поглощения атомов одного из химических элементов входящих в его состав, благодаря чему получают энергетическую зависимость коэффициента поглощения РИ. Такая зависимость будет содержать осцилляции, которые обусловлены интерференционными эффектами при рассеянии электромагнитной волны, испускаемой атомом, поглотившем квант РИ на соседних атомах. Анализ таких спектров позволяет сделать выводы об атомной структуре вещества: определить координационные числа, межатомные расстояния и т.д. Область интереса при этом составляет порядка 1000 эВ за краем поглощения. В XAS выделяют два основных направления: EXAFS-спектроскопия (Extended X-Ray Absorption Fine Structure) и XANES- или NEXAFS-спектроскопия (X-ray Absorption Near Edge Structure или Near Edge X-ray Absorption Fine Structure, соответственно). Разница между этими направлениями заключается в той области спектра поглощения, которая анализируется в том или ином методе. С физической же точки зрения, разница заключается в преобладании эффектов однократного (EXAFS) или многократного (XANES) рассеяния. Требования к интенсивности излучения для данных методик настолько высоки, что исследования с их использованием в настоящее время практически полностью проводятся только на источниках синхротронного излучения (СИ) [11–15].

В большом количестве работ отмечается необходимость применения МРИ в медицинской диагностике. Так в работах [16–22] показано преимущество использования пучков МРИ для целей рентгеновской визуализации, в том числе при проведении ангиографии [1, 17, 18], компьютерной томографии [20], маммографии [21] и т.д. При этом в работе [16] отмечается, что в случае применения МРИ дозовая нагрузка на объект исследования может быть

значительно снижена (до двух раз) по сравнению с применением монохроматизированного пучка.

Рассмотренные выше работы позволяют сделать вывод о перспективности методов исследований, основанных на применении пучков МРИ, для целей повышения чувствительности рентгеновского анализа.

Несмотря на высокий интерес к использованию пучков МРИ в различных областях науки, их применение в настоящее время сталкивается с существенными ограничениями. Главным препятствием к более активному внедрению методов, основанных на применении МРИ является тот факт, что при монохроматизации первичного пучка РИ стандартными методами интенсивность итогового зондирующего пучка оказывается существенно снижена, что ведет к значительному увеличению времени рентгеновского исследования, уменьшению эффективности использования зондирующего пучка, а, зачастую, и к полной невозможности проведения многих исследований на стандартных лабораторных генерирующих источниках. Так монохроматизация пучка излучения рентгеновской трубки путем дифракции на стандартном кристаллическом монохроматоре, обеспечивает достаточную интенсивность только на энергиях, соответствующих линиям характеристического излучения материала анода трубки. Интенсивность же монохроматических линий, полученных вне пиков характеристического излучения низка и не обеспечивает необходимых для приложений параметров [22]. Подобная проблема актуальна и при использовании методов фильтрации для получения МРИ, поскольку позволяет добиться приемлемого уровня интенсивности только на линиях характеристического излучения. Так, в работах [21, 23] говорится, что традиционная методика маммографического рентгеновского исследования включает в себя генерацию пучка РИ на мощной молибденовой трубке, после чего такое излучение пропускается через фильтр, также выполненный из молибдена. Кванты РИ, получаемые таким образом, имеют энергию ≈ 17 кэВ, что не всегда оказывается достаточно. Отдельно подчеркивается, что для получения оптимального соотношения сигнал/шум требуется изменять энергию квантов РИ от 17 до 25 кэВ

в зависимости от размеров объекта исследования и других параметров эксперимента, приведенная же методика не позволяет варьировать значение энергии получаемых фотонов, что вынуждает проводить исследования только на фиксированной энергии составляющей примерно 17 кэВ.

Как уже говорилось выше, вопрос оптимальной энергии фотонов РИ актуален для любого типа рентгеновских исследований, а при использовании МРИ он приобретает решающее значение. Иначе говоря, для проведения широкого ряда экспериментальных исследований требуется метод получения МРИ с возможностью перестройки его энергии, который при этом обеспечивал бы достаточную интенсивность излучения. Стандартные же методики получения МРИ от современных лабораторных генерирующих источников позволяют генерировать пучки с достаточной интенсивностью только с энергиями квантов соответствующими пикам характеристического излучения.

Очевидным решением могло бы быть использование рентгеновских трубок с анодами, выполненными из различных материалов, линии характеристического излучения которых перекрывают диапазон необходимых энергий. Помимо очевидных недостатков, связанных с необходимостью держать целый парк генерирующих источников на основе рентгеновских трубок с различными анодами существует и другая, технологическая проблема, решение которой не найдено до сих пор. Заключается она в том, что в настоящее время невозможно изготовить аноды рентгеновских трубок, обеспечивающие генерацию характеристического излучения в диапазонах примерно от 22 до 59 кэВ (что соответствует характеристическим линиям Ag и W, соответственно [24]) при условии сохранения стандартных для рентгеновских трубок интенсивностей генерирующего электронного пучка. Это физическими свойствами материалов лежащих в диапазоне атомных номеров от 47 (Ag) до 74 (W), в первую очередь одновременно низкими теплопроводностью и температурой плавления, что приводит к быстрому разрушению анода под действием тепловой энергии, выделяемой в процессе генерации РИ [25]. Очевидно, уменьшение интенсивности генерирующего пучка ведет к пропорциональному уменьшению интенсивности

генерируемого им РИ. Для решения данной проблемы в работе [26] предложено использовать аноды из композитных материалов, представляющих собой легкую углеродную матрицу, легированную в приповерхностном слое (порядка 20 мкм) атомами металлов из ряда лантаноидов, такими как церий, празеодим, гадолиний, с поверхностной плотностью от 5 до 10 мг/см². Предполагается, что за счет углерода, обладающего хорошей теплопроводностью и способностью выдерживать высокие температуры в вакууме в виде графитовой фольги, силицированного графита или стеклографита, можно решить проблему тепловых нагрузок на анод. Отмечается, что стеклографит является вакуумоплотным при низкой плотности $\approx 1,2$ г/см³. В работе сделан вывод о том, что создание рентгеновских трубок с подобными анодами позволило бы «устранить дефицит монохроматичных источников рентгена в области 30...50 кэВ». Последнее утверждение можно рассматривать как преждевременное. Во-первых, коммерчески доступных трубок с такими анодами на рынке по-прежнему нет. Во-вторых, тот факт, что для генерации характеристического излучения используется анод не из самого металла, а матрицы легированной им, ведет к снижению интенсивности такого излучения.

Несмотря на то, что для некоторых приложений лабораторные генерирующие источники обеспечивают необходимую интенсивность МРИ, даже при использовании стандартных методов монохроматизации, при условии работы на характеристической линии материала анода рентгеновской трубки, даже и в этом случае сталкиваются с проблемой значительного увеличения времени измерения, необходимого для набора нужной статистики, вследствие низкой интенсивности МРИ. Например, в работе [4] для томографических исследований использовали характеристическое $K\alpha$ излучение молибдена, выделяемое из спектра рентгеновской трубки обычным кристаллическим монохроматором. При этом длительность одного эксперимента с кристаллическим образцом составляла около 3-х часов. Подобные проблемы отмечены и в работах [2, 5]. В работе же [6], где исследования проводились с использованием СИ, подобной проблемы не возникало.

Здесь следует отметить, что большинство проблем в рентгеновской диагностике можно решить, если использовать источники СИ в рентгеновском диапазоне. Использование источников СИ и обычных кристаллических монохроматоров позволяют получать пучки МРИ с высокой интенсивности и возможностью выбора энергии излучения в широком диапазоне. Последнее возможно ввиду сверхвысокой интенсивности первичного пучка СИ. Также, пучки СИ обладают такими важными достоинствами как малая угловая расходимость и наличие поляризации пучка излучения. Все это ведет к тому, что круг задач, которые можно решать с помощью источников СИ, настолько широк, что в настоящее время для этой цели создаются [27–29] крупные ускорительные комплексы уже 4-го поколения. Однако число каналов СИ на уже существующих ускорителях совершенно недостаточно для выполнения всех заявок на проведение исследовательских и технологических работ. Достаточно сказать, что на территории РФ существует только два центра в Новосибирске (институт ядерной физики им. Г.И. Будкера) и Москве (Российский научный центр «Курчатовский институт»), удовлетворяющие современным требованиям источников СИ. Кроме того, источники СИ никогда не смогут удовлетворить спрос на средства контроля технологических процессов непосредственно на производстве по очевидным причинам. Из вышесказанного следует, что за счет только синхротронов обеспечить спрос на источники МРИ в настоящий момент невозможно.

Что касается применения РИ и гамма-излучения для решения прикладных технологических задач, рентгеновский абсорбционный анализ занимает здесь особое место. Такой вид анализа нашел широчайшее применение в дефектоскопии, создании различных досмотровых систем и т.д. Однако отдельную группу, интересную с точки зрения данной работы, представляют собой методы, которые по измерениям коэффициентов поглощения излучения при нескольких различных энергиях позволяют оценить ряд характеристик исследуемого объекта. При этом наиболее широкое распространение получили так называемые «дуальные» методы, в которых анализ проводится по двум измерениям. Подобные методы получили распространение в целом ряде

прикладных задач, таких как контроль толщин слоев многослойных изделий, определение концентраций компонент многокомпонентных смесей, концентраций кислот на химических производствах, распознавание вещества анализируемого объекта и т.д.[30–36]. Особенность таких исследований заключается в необходимости наличия некоторых априорных знаний (гипотез) об объекте контроля, например количество слоев или компонент, линейные коэффициенты ослабления каждой из них и т.д. Отметим, что при решении реальных технологических задач исследователь как правило, обладает такими знаниями. Еще одной особенностью является сложность интерпретации и обработки результатов таких измерений. Решению этого вопроса посвящен ряд работ, в т.ч. диссертация [37]. Использование в таких измерениях интенсивных пучков РИ с линейчатым спектром или пучков МРИ с возможностью перестройки энергии потенциально ведет к улучшению качества собираемых в ходе исследования данных и упрощает их обработку, в т.ч. за счет уменьшения влияния рассеянного излучения.

Одной из прикладных областей, в которых в настоящее время наиболее востребовано применение подобных пучков излучения является многофазная расходомерия, главной задачей которой является измерение потока, прошедшего за единицу времени контрольный участок, для каждой компоненты многокомпонентной смеси. Заметим здесь, что строго говоря, под многофазной расходометрией должно пониматься разрешение данных об исследуемом потоке именно по фазам (твердой, жидкой, газообразной). Однако на практике, исследователей, как правило, интересует разрешение по различным компонентам потока, которые могут представляться как разными фазами (например, жидкость и газ, жидкость и твердый осадок) так и одной (например, две или более различные несмешивающиеся жидкости). Наиболее же часто сталкиваются с задачей компонентного разделения смеси, содержащей и несколько фаз, и несколько компонент в одной или более фазах. Таким образом, правильнее было бы использовать, например, название «компонентный анализ потоков многофазной жидкости». Тем не менее, следуя сложившейся традиции, здесь и в

дальнейшем, будем использовать устоявшийся термин «многофазная расходометрия» (МФР), помня, однако, о том, что, в сущности, объектом интереса здесь зачастую выступает компонентный анализ многокомпонентной и/или многофазной среды.

Стоит отметить, что особое внимание вопросам МФР в настоящее время уделяется в такой важной отрасли народного хозяйства, как нефтегазовая промышленность, где вопрос корректного измерения и учета количества и параметров добываемой скважинной продукции является одной из важнейших технических проблем на протяжении нескольких десятилетий. Данная проблема осложняется тем, что с ходом технологического прогресса, постепенно сформировались такие требования к предлагаемым решениям как необходимость измерений в реальном времени, отсутствие в средстве измерения механически двигающихся деталей, отсутствие «ручного» управления процессом и возможность автоматизации основных операций, а также, особенно актуальное в последнее время, бессепарационность измерений. Подробный обзор существующих в МФР проблем и их решений приведен в работе [38].

Отметим, что главной задачей здесь, как правило, является измерение отдельных дебетов 3 основных составляющих скважинной жидкости: непосредственно нефти, воды и газа [39]. При этом вплоть до начала двадцать первого века практически единственным применяемым в реальной промышленности способом таких измерений оставалось использование пробных сепараторов, в которых в идеальном случае происходит полное разделение поступающего потока на три составляющих, каждый из которых в дальнейшем измеряется классическими методами однофазной расходометрии. Такой подход, являющийся адаптацией однофазной расходометрии к использованию для анализа многокомпонентных сред, обладает рядом серьезных недостатков, к которым, помимо увеличения капитальных издержек, экологических рисков, а также больших размеров установок, обусловленных необходимостью использования пробных сепараторов, является также недостаточная точность получаемых данных обусловленная, с одной стороны, невозможностью полного разделения

фаз (или компонент) за ограниченное время работы пробного сепаратора, что приводит к наличию другой фазы в исследуемом потоке и, как следствие, увеличению ошибки измерения, а с другой, невозможностью учета динамики потока [39]. Последнее обусловлено тем, что типичное время работы такого сепаратора составляет несколько часов, и полученные в итоге данные являются усредненными по этому времени.

Начиная с девяностых годов двадцатого века, был разработан ряд технических решений для МФР на основе различных физических принципов. Такие решения включают доплеровские ультразвуковые, диэлькометрические, кориолисовы, радиационные и другие расходомеры. Преимущества и целесообразность внедрения МФР обоснована, например, в статье [40]. Также, подтверждением высокой актуальности вопросов создания многофазных расходомеров служит то, что за последние примерно 15 лет высокий интерес к этой теме наблюдается как со стороны научного сообщества [41-46], так и отраслевых изданий [39, 47–56]. Заметным толчком к развитию заинтересованности в средствах МФР непосредственно в России стало принятие в 2005 году ГОСТ Р 8.615-2005 ГСИ «Измерения количества извлекаемых из недр нефти и нефтяного газа. Общие метрологические и технические требования» [57].

Как отмечалось выше, существует множество различных подходов к решению задач МФР. Однако, один из передовых подходов, позволяющий осуществлять невозмущающий, или, иначе говоря, неинтрузивный контроль компонентного состава многокомпонентной среды, интересный с точки зрения данной работы, основан на анализе прошедшего через объект исследования проникающего излучения, например, рентгеновского, гамма или нейтронного. Именно на этом подходе основана одна из передовых технологий бессепарационной расходомерии – технология Vx [58], разработанная фирмой Schlumberger совместно с Framo Engineering. Суть технологии заключается в измерении скорости и, следовательно, потока смеси прошедшей по трубе, для чего применяется труба Вентури, и, отдельно, массовых долей (концентраций) компонент потока. Для решения второй задачи применяется гамма-плотномер

(гамма-концентратомер) с радиоактивным источником Ba^{133} активностью 10 мКи. Суть способа измерения концентраций заключается в следующем: излучение двух разных энергий, в данном случае 32 и 81 кэВ, проходя через многофазную среду, ослабляется в различной степени в зависимости от состава среды. Анализ степени поглощения на двух энергиях позволяет контролировать состав среды в трехкомпонентном приближении, т.е. позволяет решить основную задачу многофазной расходомерии [39]. Данная технология является основой устройств PhaseWatcher и PhaseTester, выпускаемых компанией Schlumberger [52]. В многофазных расходомерах MPFM Roxar [53] от компании Roxar, основанных на том же принципе, для определения концентрации компонент используется гамма-плотномер с радиоактивным источником Cs^{137} активностью 2 мКи. Такой способ «дуальной» абсорбциометрии получил название двухфотонного. Основными недостатками подобных устройств являются использование опасных радиоактивных источников гамма-излучения и их высокая стоимость. Другим недостатком устройств на основе радиоактивных источников является низкий уровень потока излучения, порядка 10^3 фотон/сек в 10^{-4} стерадиан. Поскольку количество зарегистрированных квантов излучения непосредственно влияет на статистическую ошибку, это ведет либо к невысокой точности измерений, либо к увеличению времени измерения. Последнее требует от устройств, например, PhaseTester или PhaseWatcher, около 1 часа на одно измерение с удовлетворительной статистической неопределенностью [59]. При этом прямое усреднение по длительному промежутку времени существенно увеличивает систематическую ошибку из-за множества нелинейных факторов. Так, коммерчески доступные устройства обеспечивают точность даже стендовых измерений не выше 5%, в реальности же пользователи отмечают еще меньшие точности. Подобная проблема сохраняется для всех устройств МФР на основе радиоактивных изотопов. Для достижения нормативных значений погрешности измерения дебита в реальной ситуации (2,5%) в первую очередь, необходимо сокращать время «мгновенного» измерения, что возможно в случае использования источника, способного обеспечить большую интенсивность

излучения, в применяемом радиационном плотномере. Поскольку, в плотномере устройств от Schlumberger для анализа состава многокомпонентной среды используется излучение с энергиями 32 и 81 кэВ, можно говорить о возможности использования в качестве источника излучения генерирующего рентгеновского источника.

Применение рентгеновских трубок в качестве источника излучения способно обеспечить значительно более высокий поток излучения в заданных энергетических областях (на три-четыре порядка при ширине энергетической линии 10 эВ). Другим неоспоримым преимуществом генерирующих рентгеновских систем является радиационная безопасность на этапах монтажа, транспортировки, установки и технического обслуживания оборудования. К настоящему времени высказан ряд предложений по применению рентгеновских трубок в системах МФР. Как правило, в большинстве случаев предлагается облучать исследуемый поток при двух различных рабочих напряжениях трубки, меняя тем самым энергетический состав спектра излучения, и добиваться таким образом «дуальности» измерений. Такой способ получил название двухэнергетического. Двухэнергетические рентгеновские способы и устройства для определения компонентного состава текучей среды с использованием рентгеновских трубок в качестве источника проникающего излучения описаны в патентах [60, 61]. Существенным недостатком известных технических решений, реализующих способ двухэнергетической рентгеновской абсорбциометрии, является регистрация излучения со сложной спектральной структурой и расчет концентраций компонент потока многофазной жидкости по модели справедливой для моноэнергетического излучения, что приводит к увеличению систематических и статистических ошибок. По-видимому, этим и объясняется отсутствие коммерчески доступных устройств для МФР на основе двухэнергетического способа.

Тем не менее, попытки создания устройств МФР на основе рентгеновских трубок, в том числе и с применением новых способов «дуальных» измерений, продолжают до настоящего времени и не теряют своей актуальности. Работы в

данном направлении привели к созданию устройства «X-ray based densitometer for multiphase flow measurement» [62], запатентованному в 2012 году компанией Roxar, с источником FluorX [63, 64] для генерации рентгеновского пучка с квазилинейчатым спектром вторичной флуоресценции, являющимся по своей сути рентгеновской трубкой с вторичной мишенью. Данное устройство, однако, также не лишено недостатков, главным из которых является уменьшение интенсивности характеристических линий за счет переизлучения. Как подчеркивалось выше, в результате переизлучения теряется около 3-х порядков в интенсивности, по сравнению с первичной флуоресценцией. Последнее ведет к снижению интенсивности практически до уровня устройств на основе радиоактивных изотопов. К недостаткам также относится наличие фонового излучения, которое состоит из рассеянного тормозного излучения со сплошным спектром и характеристического K_{β} излучения. Интенсивность фонового излучения сравнима с интенсивностью полезного характеристического K_{α} излучения, что приводит к нежелательной загрузке детектора. Наличие столь интенсивного фонового излучения ведет к увеличению ошибок. Как следствие, представленное устройство хоть и способствует улучшению радиационной безопасности, но не обеспечивает значительного увеличения точности и экспрессности измерений по сравнению с устройствами на основе технологии Vx.

Таким образом, вопрос разработки новых систем бесепарационной радиационной МФР и их составляющих, в первую очередь радиационных плотномеров и концентратомеров остается актуальным. Последний вопрос особенно остро стоит именно в Российской Федерации в связи с тем, что в соответствии с энергетической стратегией России на период до 2020 г. [65] долгосрочными ориентирами определены энергетическая и экологическая безопасность. Под энергетической безопасностью понимается минимальная опасность внешних и внутренних угроз энергоснабжения страны, которые могут нарушить устойчивое развитие. Рассматривая в этом контексте нефтегазодобывающую промышленность, отмечают низкий уровень техники и технологии промыслов, обуславливающий высокие издержки производства,

высокую аварийность и экологические проблемы, а также технологическую зависимость от импорта [41]. Говоря о системах МФР, для иллюстрации последнего факта достаточно указать, что все коммерчески доступные устройства, либо напрямую импортируются из-за рубежа (например, Phasetester от Schlumberger, MPFM 2600 от Roxar), либо производятся в России по лицензии с небольшими модификациями на основе зарубежных технологий (например, ОЗНА Vx от ОЗНА). Последнее напрямую угрожает независимости энергетического сектора страны, что было наглядно продемонстрировано в последние годы с введением рядом стран санкций против нефтегазового сектора Российской Федерации, ограничивающих импорт высокотехнологичных устройств.

Следовательно, ниша по созданию источника МРИ с перестраиваемой энергией, или с линейчатым спектром, обеспечивающим относительно высокую интенсивность, для применения в устройствах МФР остается открытой.

Таким образом, из вышесказанного следует, что сейчас весьма остро стоит вопрос о создании таких источников МРИ, которые отвечали бы требованиям относительной компактности и дешевизны, и/или разработки методов повышения интенсивности МРИ, получаемого от стандартных источников. Создание же специализированных источников такого излучения, или излучения с линейчатым спектром востребовано не только для научных исследований и лабораторного анализа, но и для решения некоторых реальных технологических задач.

В настоящее время большое внимание уделяется попыткам создания источников МРИ на базе малогабаритных ускорителей электронов. Предлагается, например, проводить монохроматизацию тормозного излучения пучка электронов с энергией до 10 МэВ с использованием стандартных кристаллических монохроматоров. При этом за счет увеличения интенсивности генерируемого излучения в расчете на один электрон возможно получать большую интенсивность конечного пучка РИ [66, 67]. В другом направлении работ предлагается использовать эффект параметрического рентгеновского излучения. Суть данного эффекта заключается в интерференции электромагнитных волн

излучаемых атомами кристаллической решетки, возбуждаемых пролетающей заряженной частицей. В другом подходе эффект может быть описан как дифракция виртуального поля фотонов движущейся заряженной частицы на кристаллических плоскостях мишени [68]. Рассмотрению возможности создания такого источника посвящен ряд работ [23, 69–72]. Также для создания подобных источников рассматривается эффект излучения релятивистских электронов с энергиями порядка 20 МэВ при каналировании в кристаллах [1]. Еще в одном способе используются электроны с энергией несколько десятков МэВ, на которых рассеивается лазерное излучение. В результате комптоновского рассеяния генерируется монохроматический пучок фотонов с энергией до 100 кэВ [11]. Несмотря на перспективность источников в рассмотренных работах, их применение, по большому счету, к настоящему времени так и не вышло за рамки экспериментальных исследований и предложений. Широкому внедрению в лабораторном анализе и контроле технологических процессов, по-видимому, в значительной мере мешает тот факт, что стоимость таких источников оказывается много больше стоимости генерирующих источников на базе рентгеновских трубок. Хотя во многих приложениях применение таких источников выглядит весьма заманчиво, в силу того, что они способны занять некий «промежуточный» уровень между рентгеновскими трубками и источниками СИ по показателям яркости создаваемых пучков и стоимости источника.

Как отмечалось выше, альтернативный подход может быть реализован с помощью модификации существующих источников РИ, например, за счет элементов рентгеновской оптики. Большую популярность приобрели исследования по увеличению эффективности рентгеновского анализа на лабораторных источниках за счет применения фокусирующей поликапиллярной оптики – рентгеновских линз и полулинз [73, 74]. Такие линзы представляют собой специальным образом скомпонованную сборку из большого числа стеклянных капилляров, или каналов, в которых за счет эффекта полного отражения распространяется («канализует») рентгеновское излучение. С помощью такой оптики можно получать квазипараллельный пучок РИ, или

фокусировать его на объекте исследования, тем самым повышая поток РИ проходящий через объект и/или устраняя проблемы, связанные с расходимостью пучка. Активные исследования такой оптики проводятся в лаборатории XLab LNF-INFN, где в настоящее время показаны преимущества систем, основанных на применении поликапиллярной оптики, для рентгеновского элементного анализа и рентгеновской визуализации, в том числе томографической [75–79]. Показаны и преимущества применения такой оптики для исследований на пучках МРИ [80, 81]. Позитивный эффект от применения такой оптики основан на увеличении интегральной интенсивности РИ проходящего через объект исследования, однако спектр такого излучения по-прежнему остается широким, так как данный тип оптики не обладает свойством селективности по энергии РИ. Заметим, однако, что некоторая модификация спектра все же происходит за счет изменения критического угла захвата излучения в процесс каналлирования в зависимости от энергии. Тем не менее, данные работы показывают, что используя элементы рентгеновской оптики можно значительно повысить качество результатов рентгеновских исследований, используя при этом стандартные лабораторные генерирующие источники РИ.

Классическим способом получения пучков МРИ является дифракция пучков, обладающих широким спектром на кристаллах. Однако, как сказано выше, при этом происходит серьезное подавление интенсивности, обусловленное, в том числе, и низким коэффициентом отражения традиционных кристаллических монохроматоров. Решением указанной проблемы, может стать использование адаптивной рентгеновской оптики в виде монохроматоров с инициированной в них сверхрешеткой. Такие монохроматоры представляют собой стандартные кристаллические монохроматоры с накладываемыми на них разнообразными внешними воздействиями. Такими воздействиями могут быть постоянные электрические поля, упругие деформации, температурный градиент, акустические поля и т.д.

Использование подобных элементов позволяет увеличить светимость монохроматических источников РИ основанных на дифракции, осуществлять

управление и транспортировку пучков РИ с минимальными потерями. Кроме того, при контролируемом внешнем воздействии, появляется возможность управления во времени и в пространстве интенсивностью отраженного пучка. Следует отметить, что возможности подобной адаптивной рентгеновской оптики на основе кристаллов с наложенными внешними воздействиями не ограничиваются только монохроматизацией РИ. В настоящее время на основе таких кристаллов может быть изготовлен целый ряд оптических элементов.

Все исследования таких кристаллов можно условно разделить на два направления: исследования, при которых наличие внешних воздействий приводит к уменьшению, и исследования, при которых наблюдается увеличение интенсивности дифрагированного рентгеновского пучка. Первый случай реализуется в толстых кристаллах ($\mu t \geq 10$, где μ – коэффициент линейного поглощения для излучения заданной энергии, t – толщина кристалла); второй же случай наблюдается при условии $\mu t \approx 1$. Данные условия определяются, в первую очередь, величиной линейного и интерференционного коэффициентов поглощения РИ и их отношением.

В работах [82–95] наблюдалось ослабление аномального прохождения ($\mu t \geq 10$) рентгеновских лучей через кристалл при воздействии ультразвуковой (УЗ) волны с волновым вектором, перпендикулярным отражающим плоскостям. Экспериментальные и теоретические результаты этих работ показали высокую чувствительность интенсивности аномального прохождения к акустическим деформациям. На этой основе были разработаны прецизионные методы измерения динамических параметров кристаллов для рентгеновского и нейтронного излучений. В ходе этих исследований был обнаружен и исследован эффект осцилляции интенсивности рентгеновского рефлекса при изменении амплитуды возбужденных в кристалле акустических колебаний. Наблюдаемый эффект позволяет локально и с высокой чувствительностью проводить измерение амплитуды ультразвука. Определенный интерес представляет экспериментальное рассмотрение «зануления» аномально проходящих пучков через кристалл при воздействии на кристалл акустического волнового поля. На основе этого явления

была предложена электронная система, с помощью которой в режиме накопления рентгеновских квантов можно восстановить периодические импульсные электрические сигналы, передаваемые на кристалл.

Однако с точки зрения создания активных рентгенооптических элементов интерес случай $\mu t \approx 1$. В работах [88–90] наблюдалось изменение интенсивности Лауэ-дифрагированного рентгеновского излучения при наложении переменного электрического напряжения резонансной частоты на пьезокристалл. Результаты этих исследований показали, что наличие акустических полей приводит к увеличению интенсивности отраженных пучков, и увеличение интенсивности не зависит от моды осцилляций, а зависит от амплитуды.

Начиная с 1980 г. авторами [91–102] были проведены всесторонние исследования посвященные управлению в пространстве и во времени параметрами рентгеновских пучков при наличии внешних воздействий на рассеиватель. Фактически этими работами было задано новое направление в физике рентгеновских лучей. В этих работах впервые для рентгеновских лучей наблюдалось явление полной переброски рентгеновских лучей из направления прохождения в направление отражения при дифракции на акустической сверхрешетке в случае Лауэ-геометрии. Была показана возможность фокусировки и дефокусировки пучков РИ при определенных параметрах внешних полей. Экспериментально было показано, что с помощью температурного градиента или УЗ колебаний можно в пространстве и во времени управлять фокусным расстоянием от $-\infty$ до $+\infty$. Проводились исследования и по управляемому изменению интенсивности пучков РИ в широких пределах частот пьезопреобразователя. В этих работах впервые осуществлена высокочастотная-низкочастотная (двойная) модуляция пучков РИ, когда на кристалл подаются УЗ колебания, модулированные по разным законам.

Авторы работ [88, 89] впервые наблюдали явление полной переброски рентгеновских лучей из первоначального направления в направление отражения в монокристаллах кварца, находящихся под действием температурного градиента или акустической волны в случае Лауэ. Первые теоретические расчеты [89, 90] с

целью объяснить экспериментальные данные были выполнены в приближении плоской рентгеновской волны. В дальнейшем теоретически исследовано явление полной переброски рентгеновского пучка со сферическим фронтом волны в кристаллах с помощью внешних возбуждений [91]. В работе [92] экспериментально исследована угловая ширина полностью перебрасываемого рентгеновского пучка в зависимости от толщины исследуемого монокристалла. В работе [93] экспериментально исследована зависимость полуширины кривой качания от величины внешних воздействий. Показано, что с помощью кривых качания, измеренные в различных областях кристалла, можно определить радиус изгиба отражающих атомных плоскостей и тем самым определить градиент деформации в кристалле.

Одной из важных проблем в процессе управления РИ является его фокусировка. В работах [94–96] экспериментально показано, что с помощью акустических полей и температурного градиента (ТГ) можно управлять местоположением фокуса в пространстве, а также преобразовывать сферическую волну в плоскую.

Управление параметрами дифрагированного рентгеновского пучка, в других аспектах, таких как временная и пространственная модуляция, было представлено в работах [98–110]. В работе [98] была исследована картина акустических мод УЗ колебаний в кристаллическом кварце. Аналогичная работа была выполнена и авторами статей [99, 100]. На кристаллические образцы кварца с толщинами от 0,8 мм до 1,6 мм, был направлен узкий пучок РИ (0,05 мм). В зависимости от того, на какой гармонике был возбужден кварц, на рефлексе получалось соответствующее количество полос. Полосы были получены и топографически, и с помощью сцинтилляционного счетчика. Высокочастотная-низкочастотная (двойная) модуляция дифрагированного РИ с целью передачи электрических сигналов низкой частоты осуществлена авторами работ [101–106]. Суть такой передачи заключалась в том, что с помощью модулированного электрического сигнала, который передается на кристалл-модулятор кварца, интенсивность дифрагированного рентгеновского пучка претерпевает изменение

по закону изменения амплитуды модулированного электрического сигнала. Также был разработан принципиально новый способ определения добротности монокристаллов с помощью РИ.

Для получения рентгеновских пучков с заданными параметрами применяются и другие методы. В частности, в статье [111] предлагается использовать эффект пьезоквазимозаичности для повышения светосилы. В работе [112] были разработаны зеркала, действующие на принципе полного внутреннего отражения рентгеновских лучей. Благодаря технологическому прогрессу искусственно были получены зеркала с периодичной многослойной структурой [113]. Сейчас разрабатываются новые технологии для получения эллиптических, параболических, цилиндрических зеркал с целью увеличения их светосилы [114]. Для фокусировки рентгеновских пучков используются френелевские зонные пластины [115]. Однако отметим, что в этих работах для повышения эффективности вышеуказанных рентгенооптических элементов существенным препятствием являются технологические трудности, связанные со структурой, обуславливающей необходимость тонкой и точной обработкой материалов. Особенно их эффективность ограничивается из-за поглощения рентгеновских лучей. Еще одним недостатком таких элементов рентгеновской оптики является то, что изготовленные подобным образом элементы предназначены для строго определенного случая.

С этой точки зрения, элементы рентгеновской оптики с применением УЗ волн, выгодно отличаются от вышеупомянутых, т.к. изменяя параметры УЗ полей можно в широком диапазоне изменять параметры пучка РИ.

Таким образом, повышение эффективности рентгеновских исследований в настоящее время является актуальной задачей, которую можно решить путем разработки и внедрения методов рентгеновских исследований на пучках МРИ. При этом, проблема низкой интенсивности пучка РИ после монохроматизации может быть решена путем разработки новых элементов рентгеновской оптики, в частности, основанной на кристаллах, находящихся под внешним возбуждающим воздействием.

Целью данной работы является разработка методов повышения чувствительности рентгеновского абсорбционного анализа для контроля многокомпонентных сред и устройств для их реализации на основе современных устройств рентгеновской оптики.

Результатами работы являются: программный код для численного моделирования взаимодействия пучков электронного и фотонного излучений с аморфными мишенями, позволяющий рассчитывать спектральные характеристики пучков РИ; прототипы активных монохроматоров (акустомонохроматоров), позволяющих получать пучки МРИ с интенсивностью примерно в 5 раз выше, чем при использовании традиционных монохроматоров, устройство для рентгеновского абсорбционного элементного анализа, обеспечивающее чувствительность на уровне 10^{-4} по массовому содержанию; устройство для контроля компонентного состава многокомпонентных сред, обеспечивающее определение компонент смеси с концентрацией до 0,1% за время одиночного измерения 1 секунда.

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, 6 приложений и списка цитируемой литературы, содержащего 152 библиографические ссылки. Общий объем диссертации составляет 156 страниц и включает 47 рисунков и 5 таблиц.

Во введении обосновывается актуальность темы исследования, проводится обзор научных областей, в которых востребовано применение пучков монохроматического излучения, рассмотрены методы получения пучков монохроматического и квазимонохроматического излучения, а также обзор работ, посвященных дифракции рентгеновского излучения в кристаллах с инициированной внешними воздействиями сверхрешеткой.

В первой главе описан программный код, выполненный с использованием инструментария GEANT4, для численного моделирования спектральных характеристик РИ. С использованием разработанного кода проведен расчет типовых спектров генерирующих источников на базе рентгеновских трубок. Для типового рентгеновского абсорбционного исследования рассчитаны такие

параметры как контраст, и сигнал/шум, а также поглощенной дозы излучения в исследуемом объекте, на основании чего показано преимущество использования МРИ.

Во второй главе описан модуль для монохроматизации РИ на основе активного кварцевого элемента. Приведены результаты экспериментальных исследований дифракции РИ на таком монохроматоре. Исследованы частотные и амплитудные зависимости интенсивности дифрагированного рентгеновского излучения в присутствии электромагнитного возбуждения кристалла и показана возможность увеличения интенсивности излучения в 5 раз при использовании адаптивной рентгеновской оптики по сравнению с традиционными монохроматорами.

В третьей главе предложены устройства для рентгеновского абсорбционного анализа на основе разработанного акустического монохроматора. Методом численного моделирования на основе разработанного в первой главе программного кода оценена чувствительность предложенного устройства для элементного абсорбционного анализа, которая составила не менее 10^{-4} по массе. Описано устройство для контроля компонентного состава многокомпонентных сред, обеспечивающее определение компонент смеси с концентрацией до 0,1% за время одиночного измерения 1 секунда.

В Заключение излагаются основные результаты диссертации.

В приложении А приведено описание программного кода реализованного в рамках первой главы диссертации. В приложении Б приведены чертежи модуля для монохроматизации РИ на основе активного кварцевого элемента, описанного во второй главе. В приложениях В, Г, Д, Е копии полученных при выполнении работы патентов и свидетельства о государственной регистрации программ для ЭВМ.

ГЛАВА 1. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПУЧКОВ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ ГЕНЕРИРУЮЩЕГО ИСТОЧНИКА

Как известно, взаимодействие РИ с веществом носит вероятностный характер. Любое исследование, основанное на регистрации РИ, таким образом, подчиняется законам математической статистики. В частности, возможность отличить в реальном эксперименте различные элементы, химические вещества или компоненты в исследуемом объекте, определяется количеством квантов РИ упавших на объект и зарегистрированных детектором. Именно числом зарегистрированных событий (т.н. «статистикой») определяются такие параметры, характеризующие качество информации, полученной в экспериментальном исследовании объекта на пучке РИ, как контраст и соотношение сигнал/шум. Подробное рассмотрение этих характеристик проведено во втором разделе главы. В силу последнего факта, для количественных оценок некоторых характеристик, таких как чувствительность и предел обнаружения, методов рентгеновского исследования имеет смысл оценить интенсивность потока РИ, который может обеспечить необходимую статистику с использованием различных источников РИ.

Для оптимизации затрат на разработку источника РИ целесообразно провести компьютерное моделирование спектральных характеристик РИ, как генерируемого источником до взаимодействия с объектом исследования, так и после такого взаимодействия. Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом является многопараметрическим процессом, что обуславливает перспективность использования подхода численного полномасштабного моделирования процессов взаимодействия излучения с веществом (электронного пучка с анодом и рентгеновского излучения с веществом), основанного на методе статистических испытаний Монте-Карло. Данный подход в настоящее время широко используется для расчета спектрального состава и интенсивности излучения, генерируемого источниками РИ [116]. Для этих целей было принято

решение разработать программный код на основе инструментария GEANT4 [117], представляющего собой набор библиотек для моделирования взаимодействия излучения с веществом для языка C++. На сегодняшний день GEANT4 является общепринятым «золотым стандартом» при планировании экспериментов и интерпретации его результатов. Набор физических процессов, реализованных в GEANT4, охватывает электромагнитные, адронные, оптические и ряд других, встречающихся при проектировании ускорителей, космических аппаратов, в ядерной физике, в медицинской физике. Данный инструментарий позволяет моделировать сложную геометрию системы и является свободным программным обеспечением. Подход объектно-ориентированного программирования значительно облегчает процесс математического моделирования, т.к. позволяет разбивать задачу на логические модули, связанные между собой. Например, в таком подходе, можно отдельно проектировать геометрию эксперимента, отдельно задавать физические свойства конструктивных элементов детекторов. Общая структура пакета следующая:

- `global class` – содержит алгоритмы генерации случайных чисел, определяет рабочую систему единиц и констант;
- `geometry class` – с помощью данных и методов данного класса задается описание геометрии взаимодействия излучения с веществом;
- `materials and particles class` – с помощью данных и методов этого класса задаются физические свойства частиц и материалов;
- `track class` – данный класс предназначен для задания функций, необходимых при вычислении треков частиц, трансфера информации в детектор;
- `processes class` – в данном классе реализованы модели физических взаимодействий;
- `run class` – класс, позволяющий управлять запуском процесса моделирования;
- `events class` – данный класс предназначен для запусков начальных частиц, а также для управления вторичными процессами.

Общие рекомендации для работы с GEANT4 изложены на русском языке в различных источниках литературы, например, в [118]. В общем случае, моделирования взаимодействия квантов ионизирующего излучения со средой включает следующие этапы: конструирование геометрии системы, вычисление сечений взаимодействий используемых частиц (в т.ч. возможных вторичных частиц) с заданными материалами, после чего запускается заданное число частиц (т.н. «историй»). Моделирование каждой из «историй» заключается в обработке движения заданной первичной частицы («трекинг»). При этом движение частицы разбивается на малые шаги, на каждом из которых по рассчитанным сечениям происходит выбор одного из заданных процессов взаимодействия и его реализация. Моделирование продолжается до полной потери частицей кинетической энергии. В случае рождения в процессе взаимодействия вторичной частицы, сначала просчитывается создание ее трека по тем же самым принципам, после чего возвращаются к моделированию трека первичной частицы. Моделирование продолжается, пока не будут просчитаны треки всех частицы.

1.1. Численное моделирование спектров источников РИ

Моделирование источников рентгеновского излучения проведем на примере нахождения характеристик РИ, генерируемого в аморфной мишени. Реализация программного кода на основе использования инструментария GEANT4, позволяющая рассчитывать спектральные характеристики пучков РИ генерируемых в таких мишенях приведена в Приложении А. Описание приведено в соответствии с ГОСТ 19.402-78. Материал мишени и геометрия могут свободно задаваться путем варьирования параметров в коде.

В качестве примера выбрана мишень, выполненная из серебра толщиной 5 мм и поперечными размерами 2×2 мм², на которую падает пучок электронов с энергией 60 кэВ, который рождает в ней поток РИ. Детектор с поперечными размерами 5×5 см² установлен на расстоянии 10 см. Воздух из рассматриваемой области откачан. Задача состоит в моделировании спектрального распределения фотонов РИ.

Существуют две основных схемы исполнения рентгеновских трубок (РТ) с массивным анодом. Эти схемы представлены на рисунке 1.1. В схеме, представленной на рисунке 1.1,а пучок электронов падает на мишень-анод перпендикулярно, а вывод РИ, генерируемого в мишени, производится под малыми углами к ее поверхности. Такие РТ получили в настоящее время наибольшее распространение в дефектоскопии. Во втором варианте исполнения пучок падает на мишень, представляющую собой цилиндр со срезанным под углом основанием. В зависимости от угла среза основания угол падения электронов на мишень может так же варьироваться. Вывод пучка РИ может осуществляться под разными углами. Геометрические параметры анода рентгеновской трубки могут в значительной мере влиять на спектральные характеристики и интенсивность генерируемого РИ. Для оценки степени влияния были промоделированы спектры генерируемого непосредственно в мишени РИ для обоих этих вариантов.

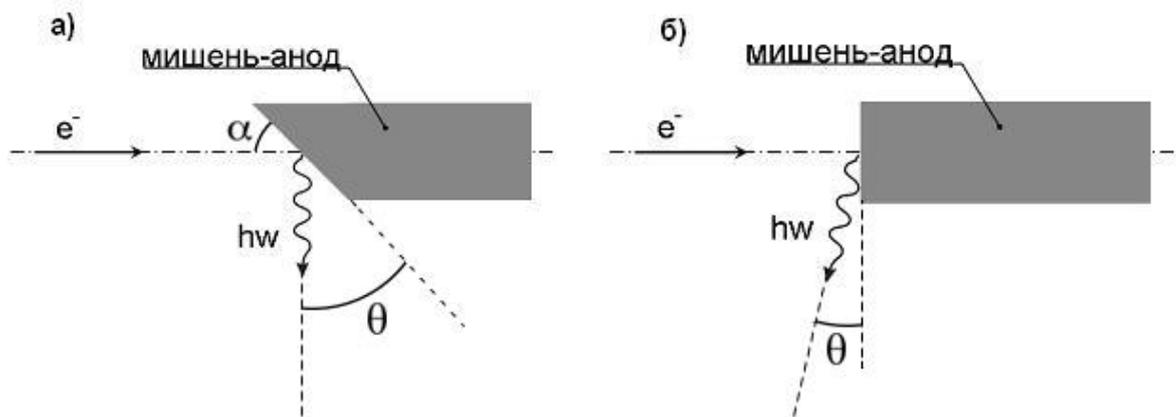
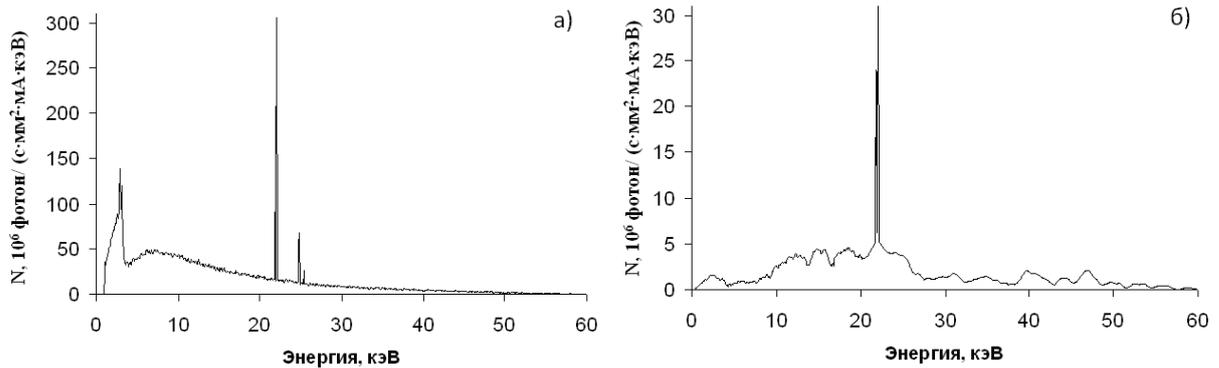


Рисунок 1.1 – Схема моделируемого эксперимента по генерации РИ в аморфной мишени пучком электронов

Расчет спектрального состава и выхода рентгеновского излучения проводился с использованием разработанного кода на основе GEANT4. В данном коде путем варьирования параметров описываемой установки можно моделировать различные источники и режимы работы. Спектры РИ, генерируемого в мишени, рассчитанные для двух описанных выше вариантов приведены на рисунке 1.2. При этом для первого варианта угол α между направлением падения пучка на мишень и поверхностью задавался равным 45

градусов, угол θ между поверхностью и направлением вывода так же 45 градусов. Для второго варианта угол вывода составлял 6 градусов. Оба эти варианта реализации с такими параметрами являются вполне типичными для производства. Количество разыгранных первичных электронов («историй») составило 10^8 , время расчета составило 4 часа на одном вычислительном ядре суперкомпьютера ТПУ СКИФ-2 (тактовая частота 2,9 ГГц)



а) угол $\alpha=45$ градусов, угол $\theta=45$ градусов; б) угол $\theta=6$ градусов.

Рисунок 1.2 – Спектры РИ при различных вариантах исполнения РТ

Как видно из рисунка 1.2, при варианте исполнения трубки с перпендикулярным падением пучка на мишень (рисунок 1.2,б) уровень интенсивности излучения в среднем для всех энергий приблизительно на порядок ниже, чем при варианте исполнения с наклонной мишенью. Наличие значительных флуктуаций в спектре, представленном на рисунке 1.2,б, объясняется тем, что в силу меньшей относительной интенсивности выхода РИ, при одном и том же количестве разыгранных при моделировании историй количество зарегистрированных квантов будет так же отличаться в 10 раз для двух рассмотренных вариантов, а уменьшение числа фотонов N в 10 раз, согласно формуле, ведет к увеличению относительной ошибки в $\sqrt{10} = 3,62$ раза. Наличием этих флуктуаций, в свою очередь, объясняется то, что в спектре на рисунке 1.2,б не наблюдается K_{β} -линия ХРИ серебра. Для данной геометрии «статистика» оказывается недостаточно высока, чтобы распознать K_{β} -линию на фоне флуктуаций. Таким образом, в дальнейшем при моделировании рассматривался вариант с наклонным падением пучка на мишень.

Результаты, приведенные на рисунке 1.2, подтверждают, что интенсивность и спектральный состав пучка РИ сильно зависит от геометрии и расположения мишенного блока относительно пучка электронов. Для оценки возможности повышения интенсивности излучения, за счет оптимизации взаимного положения падающего пучка электронов и мишени-анода, проводилось моделирование спектров РИ при варьировании угла падения электронов на мишень и угла вывода РИ. Моделирование проводилось для углов падения от 35 до 55 градусов с шагом в 5 градусов. Для каждого из рассматриваемых углов падения рассматривались углы вывода пучка РИ в области 50 градусов вокруг угла “зеркального отражения”. Шаг при варьировании углов вывода составлял также 5 градусов.

Расчет спектров излучения проводился в два этапа. На первом этапе моделировался спектр излучения, генерируемый на аноде рентгеновской трубки электронным пучком. После этого, с использованием полученных спектров, с учетом поглощения в выходном окне трубки рассчитывался спектральный состав пучка рентгеновского излучения на выходе источника РИ. На рисунке 1.3 представлены спектры РИ до и после прохождения выходного окна трубки, в качестве которого рассматривалась пластинка бериллия толщиной в 1 мм. Как видно из рисунка, спектры РИ имеют существенное различие в мягкой части спектра, примерно до энергии 15 кэВ. В дальнейшем проводилось сравнение спектров уже прошедших через выходное окно пучков, поскольку именно они будут использоваться в реальных экспериментах. При использовании материалов с большим атомным номером Z и больших толщинах окна будут подавляться и более высокие энергии.

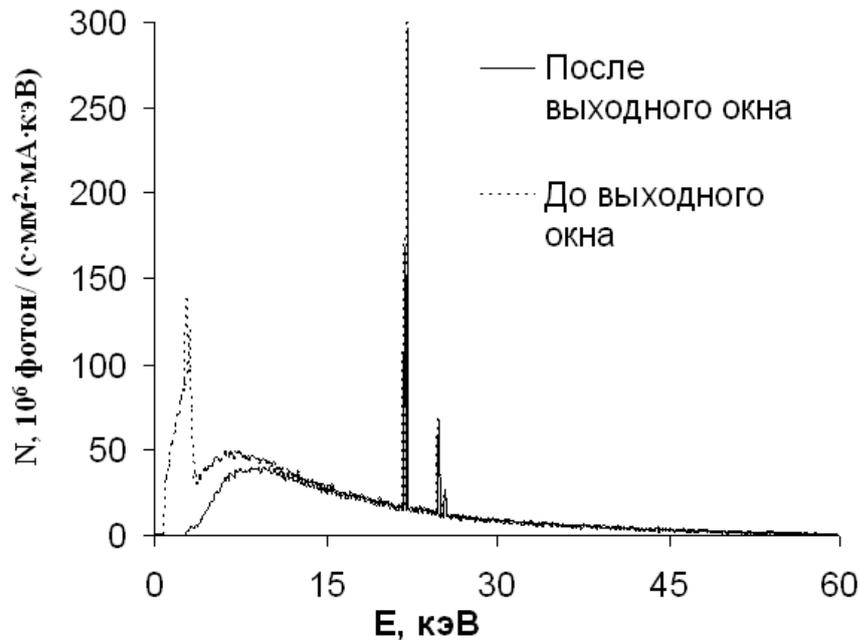


Рисунок 1.3 – Спектры РИ до и после прохождения выходного окна. Расчетная геометрия аналогична использованной при получении спектра, изображенного на рисунке 1.2,*a*

Ниже на рисунке 1.4 приведены спектры РИ получаемые для угла падения пучка электронов на мишень равного 45 градусов и трех различных углов вывода пучка РИ: центрального и двух крайних. Как видно из рисунка распределение интенсивностей для центрального угла вывода практически не отличается от распределения интенсивностей для угла, соответствующего наибольшему удалению направления вывода от поверхности мишени; отличие же от противоположного крайнего положения хоть и заметны, но также не являются существенными. На рисунке 1.5 приведены спектры для двух крайних положений падения пучка на мишень при угле вывода, соответствующем углу “зеркального отражения”. Исходя из рисунка видно, что отличие в спектрах РИ в этом случае также незначительны.

Таким образом, разработанный программный код позволяет моделировать генерирующие источники рентгеновского излучения свободно задавая геометрические параметры и материал мишени. При дальнейшем моделировании источников на базе рентгеновских трубок рассматривалась геометрия с наклонным падением пучка под углом $\alpha = 45$ градусов и выводом РИ также под углом $\theta = 45$ градусов.

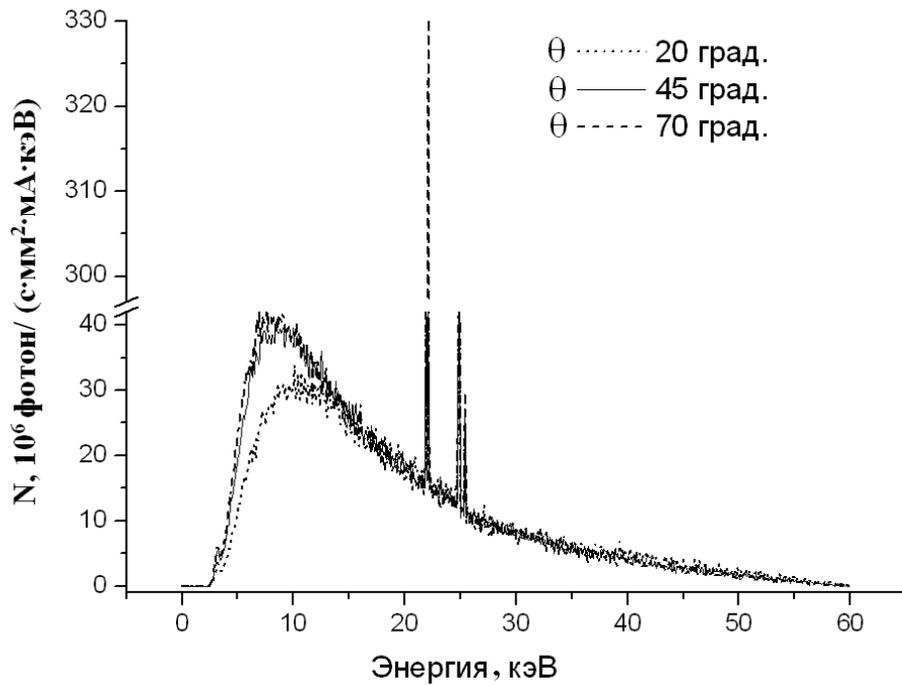


Рисунок 1.4 – Спектр РИ для различных углов вывода пучка

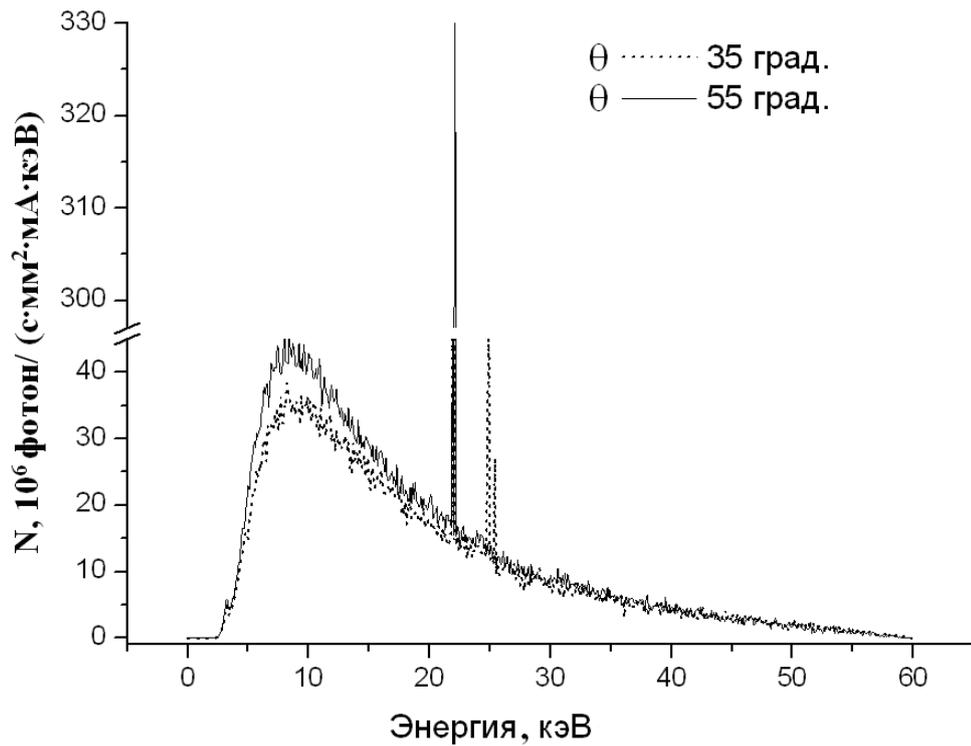


Рисунок 1.5 – Спектр РИ для различных углов падения электронного пучка на мишень

1.2. Преимущества использования пучков монохроматического РИ

Как известно, рентгеновское исследование основано на регистрации РИ, прошедшего через исследуемый объект. Прошедшее через объект излучение ослабляется в различной степени в зависимости от распределения плотности и

толщины составляющих его веществ и становится носителем информации о внутреннем строении. Соответственно, основная задача при формировании рентгеновского изображения заключается в том, чтобы передать в нем с наибольшей подробностью информацию о размерах, форме, плотности и толщине составляющих объект элементов при возможно меньшей дозе облучения. Здесь отметим, что при обосновании преимуществ использования пучков монохроматического РИ для целей абсорбционного контроля рассматривался метод, основанный на получении теневых рентгеновских изображений. Однако это рассмотрение может быть легко обобщено и на другие методы абсорбционного контроля.

Основным лабораторным источником РИ на данный момент являются рентгеновские трубки, спектры которых представляют собой сумму линий характеристического и сплошного тормозного излучения. Как отмечалось выше, из-за непрерывного характера спектра тормозного излучения рентгеновский анализ структуры с использованием рентгеновских трубок сталкивается с проблемами низкого качества изображений и повышенной дозовой нагрузки.

Информативность или качество анализируемого рентгеновского изображения определяется совокупностью нескольких факторов. В общем случае, например, для оценки аналогового изображения, можно выделить четыре группы параметров [119]: энергетические; пространственно-частотные; градационные; временные.

Для получения рентгеновских изображений могут использоваться как аналоговые средства детектирования (например, рентгеновские пленки), так и цифровые детекторы. Негативные аспекты использования рентгеновских пленок связаны, в первую очередь, с тем, что они имеют недостаточно высокую контрастную чувствительность. Пороговым контрастом, который еще можно различить на таких снимках принято считать 5% [119]. Цифровые детекторы имеют определенные преимущества над рентгеновскими пленками, но, тем не менее, обладают некоторыми недостатками. К первым можно отнести более высокую контрастную чувствительность, а ко вторым худшее разрешение.

Следует отметить, что информативность полученного изображения при прочих равных условиях тем выше, чем больший поток рентгеновского излучения зарегистрирован детектором. С другой стороны, при таком увеличении потока пропорционально увеличивается и доза, поглощенная в исследуемом объекте. Последнее зачастую является критичным для многих видов рентгеновских исследований. Все это делает задачу повышения качества получаемой информации при сохранении или уменьшении дозовой нагрузки чрезвычайно актуальной.

Иллюстрация преимуществ применения монохроматического рентгеновского излучения (МРИ) для целей рентгеновского абсорбционного контроля проводилась на примере модельного численного эксперимента. Схема эксперимента аналогична приведенной в работе [120] (рисунок 1.6). Имеется слой воды толщиной 10 см, в этом слое имеется полость размером $1 \times 1 \times 1$ мм. Количество квантов проходящих через эту область – N_2 , и количество квантов проходящих через всю толщину водяного слоя – N_1 будут немного отличаться, за счет поглощения в различных по толщине слоях воды.

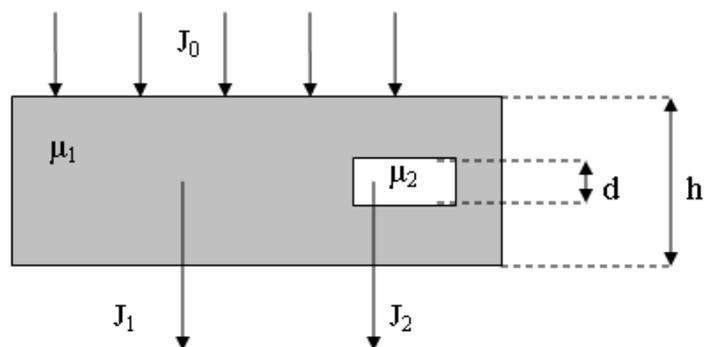


Рисунок 1.6 – Распределение интенсивностей излучения для модельного эксперимента

Для каждого рентгеновского исследования существует некая оптимальная энергия излучения, позволяющая при сохранении всех прочих условий получать наиболее качественную информацию. Как показано в работе [120], кванты РИ с энергией менее 20 кэВ практически полностью поглощаются в таком объекте, и, таким образом, не дают вклада в полезный сигнал на выходе, а лишь только в поглощенную человеком дозу. Стандартным решением данной проблемы

является рассмотренный во введении метод фильтрации, реализуемый путем установки на пути пучка РИ тонких пластин легких металлов. Однако это сопряжено с рядом проблем (не полное поглощение квантов низких энергий в фильтре, общее подавление спектра и т.д.). Лучшим решением было бы использовать пучки МРИ с необходимой энергией. В этом случае можно добиться повышения контраста и/или снижения дозовой нагрузки.

Основными характеристиками информативности получаемых данных в абсорбционных методах контроля являются контраст рентгеновского изображения и соотношение сигнал/шум в канале детектора. Контраст рентгеновского изображения K относится к группе градационных характеристик, которые определяют возможность рентгенографического способа воспроизводить отдельные тона в изображении, соответствующие деталям объекта [119]. Оценить контраст рентгеновского изображения всего объекта или его детали можно с помощью нормированной разности интенсивностей излучения, соответственно, перед и за исследуемым объектом или его деталью. Нормирование производится на величину интенсивности излучения перед объектом:

$$K = \frac{J_2 - J_1}{J_1}, \quad (1)$$

где K – контраст рентгеновского изображения, J_1 – уровень интенсивности излучения перед объектом, J_2 – за объектом. Контраст детали объекта определяется нормированной интенсивностью излучения в точке расположения этой детали. Пусть в объекте толщиной h (рисунок 1.6), линейный коэффициент ослабления материала которого равен μ_1 имеется деталь толщиной d с линейным коэффициентом ослабления μ_2 , причем $d \ll h$, а $\mu_1 \neq \mu_2$. Тогда оцененная по формуле (1) величина даст значение контраста детали.

Оценим контраст изображения, которое можем получить в модельном эксперименте в случаях применения монохроматического пучка и сплошного спектра рентгеновской трубки с W анодом при ускоряющем напряжении 120 кВ с использованием алюминиевого фильтра толщиной 2 мм, пренебрегая вкладом рассеянного излучения. Характеристика рентгеновской трубки соответствует

рассмотренной в работе [120]. Спектр трубки (рисунок 1.7) был промоделирован с использованием разработанного программного кода.

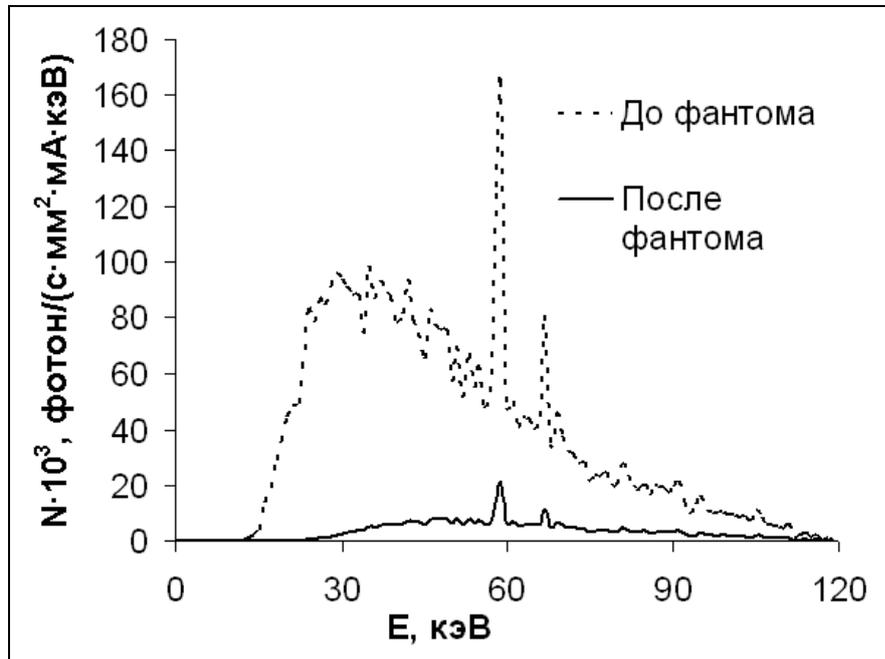


Рисунок 1.7 – Спектр рентгеновской трубки до и после прохождения излучения через фантом

Как было сказано выше, численно контраст детали рентгеновского изображения объекта может быть определен как нормированная разность (1) интегральных интенсивностей излучения за двумя соседними участками объекта, один из которых включает в себя деталь. Для случая рентгеновской трубки (сплошного спектра):

$$J_1 = \int_0^{E_{\max}} N_1(E) \cdot E dE ,$$

$$J_2 = \int_0^{E_{\max}} N_2(E) \cdot E dE ,$$

где J_1 – интегральная интенсивность излучения за однородным участком объекта, J_2 – интегральная интенсивность излучения за участком объекта, содержащим исследуемую деталь, $N_1(E)$ – спектральная плотность потока квантов за однородным участком объекта, $N_2(E)$ – спектральная плотность потока квантов за участком объекта, содержащим исследуемую деталь.

Таким образом, контраст изображения детали будет определяться следующим выражением:

$$K = \frac{\int_0^{E_{\max}} N_2(E) \cdot E dE - \int_0^{E_{\max}} N_1(E) \cdot E dE}{\int_0^{E_{\max}} N_1(E) \cdot E dE}.$$

Рассчитанное таким образом значение $K \approx 0,0208$, что соответствует 2,08 процента.

Для случая монолинии в выражении (1) интенсивности J можно заменить на количество квантов N . Тогда выражение для K примет вид:

$$K = \frac{N_2 - N_1}{N_1} = \frac{N_0 \cdot e^{-\mu \cdot (h-0.1)} - N_0 \cdot e^{-\mu \cdot h}}{N_0 \cdot e^{-\mu \cdot h}} = e^{\mu \cdot 0.1} - 1 \approx 0,0365,$$

что соответствует 3,65 процента.

Как видно, значение контраста в одном и том же эксперименте значительно выше в случае использования МРИ, чем в случае использования сплошного спектра. Стоит отметить, что полученные значения контрастов в обоих случаях ниже порогового значения для рентгеновских пленок и, следовательно, зарегистрировать различие в плотностях в данном эксперименте не удастся. Однако в случае использования цифровых детекторов такой контраст будет достаточным.

Из анализа формулы (1) следует, что контраст изображения, вообще говоря, является скорее характеристикой эксперимента, а не готового изображения. В частности, выражение никак не зависит от количества квантов РИ, упавших на объект, поскольку интенсивности J_1 и J_2 растут пропорционально. Контраст изображения связан с соотношением сигнал/шум на выходе из исследуемого объекта, и именно это соотношение наиболее целесообразно использовать для оценки качества изображения, в случае применения цифровых детекторов. События рождения и поглощения рентгеновских квантов подчиняются статистике Пуассона, а, следовательно, при количестве фотонов N_0 , шум, обусловленный исключительно статистическим характером процесса будет равен $\sqrt{N_0}$.

Согласуясь с этим, соотношение сигнал/шум (SNR) составит величину $\sqrt{N_0}$. Однако последнее верно только в случае монолинии РИ. В случае непрерывного спектра соотношение сигнал/шум следует рассчитывать по формуле

$$SNR = \frac{\sum_E N_0(E)}{\sum_E \sqrt{N_0(E)}}, \text{ что неравно } \sum_E \sqrt{N_0(E)}. \text{ Очевидно, соотношение сигнал/шум}$$

при одном и том же количестве фотонов N_0 будет значительно выше в случае монолинии. Переход от интегрирования к суммированию здесь обусловлен тем фактом, что в реальном эксперименте детектор всегда имеет конечное энергетическое разрешение (ширину канала). Под суммированием по энергии здесь и далее подразумевается суммирование по каналам.

В статье [120] показано, что минимальным соотношением сигнал/шум, при котором еще можно различить особенности исследуемого объекта является 1,0. Очевидно, что увеличивая количество фотонов N_0 , можно добиваться увеличения SNR в любом случае, однако ясно, что такой путь возможен далеко не всегда. Например, при медицинских обследованиях он будет вести к увеличению дозовой нагрузки на пациента. В ряде случаев, например при исследовании динамических процессов, ограниченное время экспозиции не позволяет увеличивать статистику.

Заметим, что показанное выше увеличение контраста для случая монолинии, само по себе, не является еще достаточным обоснованием преимущества использования монохроматических линий над сплошным спектром в традиционной диагностике. При реальных рентгенологических исследованиях следует учитывать также тот факт, что существует минимальная пороговая доза, которую необходимо набрать в детектор для получения изображения. Так, например, в современных цифровых детекторах эта величина составляет порядка 3062500 кэВ/мм^2 , что в пересчете на канал площадью $0,07 \times 0,2$ составит 42900 кэВ/канал , при этом время набора величина конечная и определяется характеристиками детектора. При пересчете в единицах фотонов/мм в районе энергий 30 кэВ необходимая плотность потока частиц за время измерения составит порядка 10^6 . Оценим тогда соотношение сигнал/шум, которое можем

получить в том же модельном эксперименте в различных случаях, набирая пороговую дозу в детектор.

Как было сказано выше, количество квантов проходящих через область содержащую дефект и количество квантов проходящих через всю толщину водяного слоя будут несколько различаться. В эксперименте именно это отличие и будет являться полезным сигналом, в то время как шум будет определяться общим потоком прошедших через слой квантов. Таким образом, соотношения сигнал/шум следует рассчитывать по формуле:

$$SNR = \frac{N_2 - N_1}{\sqrt{N_1}}.$$

Проведем расчет сначала для случая монолинии. Как было сказано выше, в канал детектора необходимо набрать 42900 кэВ, что соответствует 1430 кванта с энергией 30 кэВ. Именно такое количество квантов необходимо получить на выходе из слоя исследуемого объекта без полости, что соответствует N_1 . Тогда количество квантов прошедших через слой с полостью (N_2) определится следующим образом:

$$N_0 = N_1 \cdot e^{\mu \cdot h},$$

$$N_2 = N_0 \cdot e^{-\mu \cdot (h-0.1)},$$

где N_0 – число квантов падающих на фантом, μ – коэффициент поглощения, h – толщина фантома. Рассчитанное таким образом значение N_2 равно 1484 квантов. Тогда соотношение сигнал/шум равно 1,43.

Для случая сплошного спектра расчет SNR проводили по формуле:

$$SNR = \frac{\sum_E (N_2(E) - N_1(E))}{\sum_E \sqrt{N_1(E)}},$$

с шагом по энергии 1 кэВ. Соотношение сигнал шум в этом случае составило 0,57. Как видно, это значение оказывается уже недостаточным для получения качественных снимков. Таким образом, видно, что при наборе в детектор пороговой дозы, в случае монолинии 30 кэВ возможно получать уже достаточно качественные изображения, в то время как в случае сплошного спектра мы только

подходим к допустимой области. При этом соотношение сигнал/шум в случае монолинии оказывается в 2,51 раза выше.

Следует отметить, что для случая монолинии SNR сильно зависит от энергии выбранной линии. Как было показано выше, для 30 кэВ SNR составит 1,43. В то же время для линии с энергией 60 кэВ это соотношение оказывается равным 0,56, что уже ниже, чем в случае сплошного спектра, а для линии с энергией 90 кэВ – 0,37. Подобная закономерность справедлива и для контраста изображений. Выше было показано, что контраст составит 2,08 процента для случая сплошного спектра и 3,65 для монолинии энергии 30 кэВ. Рассчитанные же подобным образом значения контраста для монолиний энергии 60 и 90 кэВ составят 2,06 и 1,77 процента соответственно. Такая зависимость объясняется тем, что в случае достаточно жесткого рентгеновского излучения разность в количестве квантов прошедших через полость и через весь слой воды будет незначительна. В то же время в случае слишком мягкого излучения в исследуемом объекте будет поглощаться слишком большая часть излучения, что так же неприемлемо. Выбор оптимальной энергии квантов должен производиться для каждого конкретного типа исследований, и является предметом отдельного изучения. Это позволяет говорить о том, что возможность выбора энергии является крайне важным требованием при проведении рентгеновского излучения на пучках МРИ на основе монохроматизации тормозного излучения. Отметим также, что для данного модельного эксперимента согласно статье [120], оптимальная энергия составляет 35 кэВ.

Оценим далее поглощенную фантомом дозу в данном эксперименте для случаев монолинии с энергией 35 кэВ и сплошного спектра. Эквивалентная доза определяется по формуле:

$$D = \frac{E}{m},$$

где m – масса вещества, E – энергия поглощенная этой массой.

Расчет дозы будем вести на участок фантома равный площадью $0,07 \times 0,2$ мм (что соответствует размерам канала детектора) и толщиной 10см. Тогда, для случая монолинии выражение для эквивалентной дозы примет вид:

$$D = \frac{(N_0 - N_1) \cdot E}{\rho \cdot V},$$

где E – энергия кванта, ρ – плотность воды, V – объем участка фантома.

Для случая же сплошного спектра:

$$D = \frac{\sum_{E=0}^{120} (N_0(E) - N_1(E)) \cdot E}{\rho \cdot V}.$$

Оцененные таким образом дозы составляют 153 мкГр в случае монолинии и 66 мкГр в случае сплошного спектра, при наборе в детектор пороговой дозы. Однако следует помнить о том, что соотношение сигнал/шум для случая сплошного спектра при этом составляет только 0,57 в то время как минимальное требуемое соотношение равно 1. Следовательно, чтобы получить различимое изображение дефекта необходимо увеличить количество квантов проходящих через область. Если в выражении для SNR N_1 и N_2 выразить через N_0 , то можно заметить что SNR пропорционально $\sqrt{N_0}$ и, следовательно, для увеличения SNR в n раз требуется увеличить N_0 в n^2 раз. Доза же зависит от N_0 линейно. Соответственно полученное значение дозы для случая сплошного спектра следует увеличить в $(1/0,57)^2 \approx 3,1$ раз. В этом случае эквивалентная доза составит ≈ 205 мкЗв. В случае же монолинии энергии 35 кэВ SNR составит 1,06 и, соответственно, дозы в 153 мкЗв будет достаточно. Как видно из приведенных оценок, в случае применения монохроматического излучения можно снизить дозу облучения для данного эксперимента на 30%.

В данной главе описан созданный код для расчета характеристик РИ, рассмотрены принципы формирования рентгеновских изображений и различия, возникающие при применении МРИ и излучения сплошного спектра. Были проведены оценки значения некоторых характеристик рентгеновских изображений получаемых в модельном эксперименте для случаев использования

МРИ с различными энергиями и сплошного спектра рентгеновской трубки (таблица 1.1). Сравнение контраста изображений показало, что в случае применения МРИ действительно можно добиться повышения качества изображений, но лишь при некоторых значениях энергии.

Таблица 1.1 – Сравнение характеристик рентгеновского изображения

	Сплошной спектр	Монохроматическое РИ		
		E=30 кэВ	E=60 кэВ	E=90 кэВ
Контраст (%)	2,08	3,65	2,06	1,77
Сигнал/шум	0,57	1,43	0,56	0,37

Сравнение характеристик изображений в случае МРИ с оптимальной для данного эксперимента энергией и излучения сплошного спектра (таблица 1.2) показало возможность снижения дозовой нагрузки на объект исследования на 30% и увеличения контраста изображений в 1,5 раза.

Таблица 1.2 – Характеристики рентгеновского изображения для случаев «белого спектра» и монохроматического излучения с оптимальной энергией

	Сплошной спектр	Монохроматическое излучение (35 кэВ)
Эквивалентная доза (мкЗв)	205	153
Контраст (%)	2,08	3,07
Сигнал/шум	1	1,06

Таким образом, показано реальное преимущество использования пучков МРИ в рентгеновском абсорбционном контроле.

Результаты, полученные при выполнении работы, описанной в данной главе, опубликованы в трудах [121–126]

ГЛАВА 2. МОДУЛЬ МОНОХРОМАТИЗАЦИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ АКТИВНОГО КВАРЦЕВОГО ЭЛЕМЕНТА

Как было отмечено во Введении, в рентгеновских исследованиях, особенно спектроскопических, к которым относится и рентгеновский абсорбционный анализ, для уменьшения ошибок измерений требуются монохроматизированные (без высших гармоник) пучки с возможностью динамически изменять энергию и интенсивность, особенно при анализе объектов из легких химических элементов или быстро протекающих процессов. В принципе, динамическое управление пространственно-временными параметрами можно осуществлять и с использованием традиционных подходов. Например, изменения интенсивности можно добиться регулировкой величины тока электронного пучка, который генерирует РИ. Изменение длины волны или энергии также легко реализуется с использованием традиционных кристаллических монохроматоров. Однако применение таких монохроматоров связано с рядом недостатков.

Недостатки существующих в настоящее время монохроматоров (наличие гармоник в отраженном пучке, слабая интенсивность отраженного пучка, большая угловая ширина пучков, сильное изменение спектрального состава проходящего пучка) можно устранить, используя эффект переброски рентгеновского излучения в направлении отражения, который реализуется при наличии в кристаллах так называемых «сверхрешеток», т.е. в присутствии периодической деформации кристаллического образца.

С другой стороны, поскольку полная переброска имеет место в кристаллах с периодической деформацией, которая создается, например, высокочастотным электромагнитным воздействием на дифракционную среду, при изменении амплитуды и частоты переменного электромагнитного поля, достигается дополнительная возможность для динамического управления пространственно-временными параметрами пучка РИ. Основная отличительная особенность

данного подхода заключается в том, что можно изменять величину интенсивности в широких пределах вплоть до нуля без выключения рентгеновского источника или его перестройки, на что может требоваться значительное время. Эта же особенность обуславливает возможность увеличения коэффициента отражения.

В данной главе описывается разработка прототипа акустомонохроматора для получения высокоинтенсивных монохроматических пучков, а также экспериментальные исследования созданного прототипа. Экспериментальные исследования включают в себя получение частотных и амплитудных зависимостей интенсивности дифрагированного излучения. Также проведено сравнение экспериментально полученных дифрагированных спектров рентгеновского излучения после дифракции полученных на кристаллическом элементе в присутствии электромагнитного возбуждения, инициирующего ультразвуковую волну (в режиме акустомонохроматора) и без такого возбуждения (режим обычного кристаллического монохроматора). Показано, что использование акустомонохроматора позволяет значительно увеличить интенсивность пучка МРИ.

2.1. Изготовление экспериментального образца акустомонохроматора на основе кристаллического кварца

Принципиальная схема модуля монохроматизации рентгеновского излучения приведена на рисунке 2.1. Помимо непосредственно акустомонохроматора, представляющего собой кристаллический элемент вместе с держателем для установки в гониометре, и клеммами для подачи электрического сигнала на кристаллический элемент, в модуль так же входят генератор и усилитель электрических сигналов. Для контроля процесса возбуждения и параметров ультразвуковых колебаний при испытаниях «акустомонохроматора» в модуле предусмотрены осциллограф и нагрузочный резистор с сопротивлением ~ 50 Ом. В качестве генератора синусоидальных сигналов в испытательном стенде использовался генератор (WW5061 производства Tabor Electronics Ltd.), позволяющий устанавливать частоту колебаний электрического сигнала в

диапазоне (0,1–25) МГц и амплитудой до 1 В. Сигнал с генератора усиливался с помощью усилителя мощности (BBA100 производства Rohde & Schwarz). Уровень возбуждения ультразвуковых колебаний в кристалле контролировался посредством измерения падения напряжения на нагрузочном резисторе.

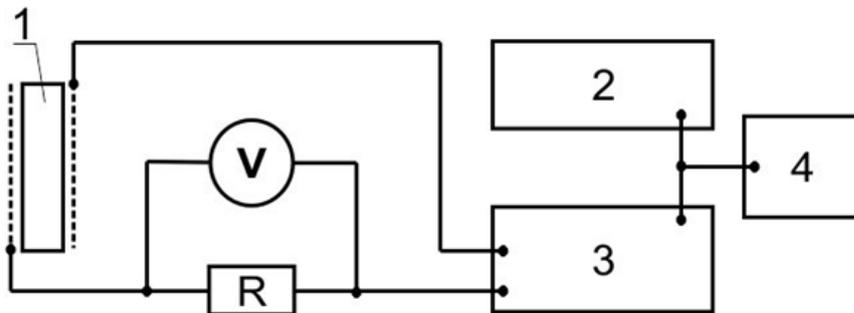


Рисунок 2.1 – Структурная схема акустомонохроматора: 1 – пьезокристалл; 2 – генератор; 3 – усилитель; 4 - осциллограф. Пунктиром изображены клеммы – плоские полированные металлические шайбы

Главный элемент блока монохроматизации – экспериментальный образец акустомонохроматора изготовлен по разработанной эскизной конструкторской документации, приведенной в Приложении Б, и состоит из: кварцевого резонатора на основе кристаллической пластинки кварца X-среза диаметром 15 мм и толщиной 0,3, 0,65, или 0,9 мм с напыленными на грани алюминиевыми электродами (магнетронное напыление); кристаллодержателя с системой регулировки, изготовленного из полипропилена; медных клемм; силиконовых прокладок. Техническим решением кристаллодержателя предусмотрена возможность смены кристаллического элемента для оптимизации затрат на стадии исследовательских работ. Принципиальная схема устройства акустомонохроматора приведена на рисунке 2.2. Принцип действия устройства приведен ниже.

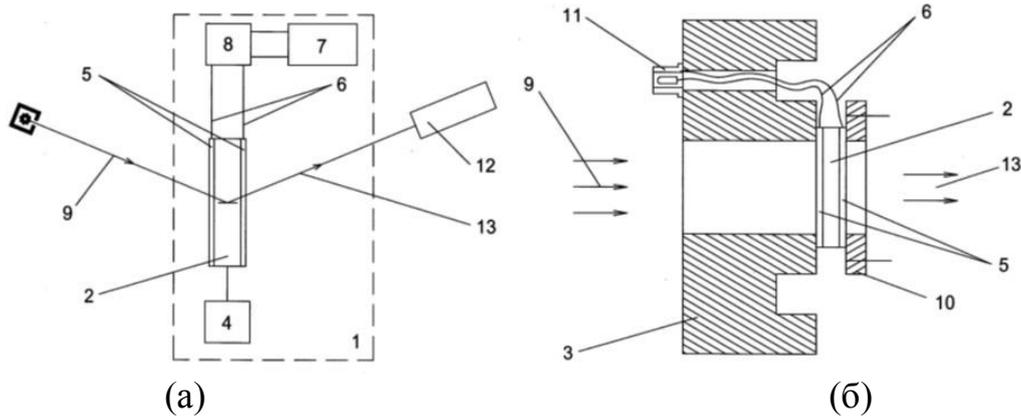


Рисунок 2.2 – Принципиальная схема устройства рентгеновского акустомонохроматора (а), устройство резонатора (б): 1 – акустомонохроматор; 2 – дифракционный элемент; 3 – держатель; 4 – средство ориентации акустомонохроматора; 5 – электропроводящий слой; 6 – провода; 7 – генератор; 8 – линейный усилитель; 9 – падающий рентгеновский пучок; 10 – крышка с мягкой фиксацией; 11 – разъем; 12 – детектор; 13 – монохроматизированный пучок рентгеновского излучения

Акустомонохроматор 1 (на рисунке 2.2 выделен пунктирной линией) содержит дифракционный элемент в виде пластины 2 монокристалла, держатель 3, средство 4 ориентации держателя. Рабочие поверхности пластины 2 монокристалла покрыты электропроводящими слоями 5 с выводными проводами 6. Монохроматор снабжен также генератором 7 сигналов сверхвысокой частоты и подключенным к нему линейным усилителем 8, к выходу которого подключены выводные провода 6.

Пластина 2 выполнена из совершенного монокристалла кварца X-среза и ориентирована отражающими атомными плоскостями под углом Брэгга к падающему рентгеновскому пучку 9 в положении дифракции в геометрии Лауэ. Электропроводящие слои 5 выполнены из алюминия или серебра.

Пластина 2 со слоями 5 установлена в держателе 3 и “мягко” зафиксирована крышкой 10. Для удобства эксплуатации держатель может быть снабжен электрическим разъемом 11 для подключения выводных проводов 6 к линейному усилителю 8. В качестве средства 4 ориентации держателя может служить любой стандартный гониометр, обеспечивающий точность в несколько угловых секунд.

Основной элемент акустомонохроматора – кристаллические пластинки кварца – были изготовлены ОАО «Морион» (199155, Санкт-Петербург, пр. КИМа 13А) в соответствии с разработанным техническим заданием. Напыление

электродов на грани кристаллов производилось на оборудовании лаборатории № 23 Физико-технического института Томского политехнического университета. Требования к качеству выполнения кварцевых пластинок приведены в таблице 2.1.

Таблица 2.1 – Требования, предъявляемые к кристаллам кварца

№	Наименование	Технические характеристики	Количество, шт
1	1-й набор монокроматов	<p>Сырье (в соответствии с МЭК 60758):</p> <ul style="list-style-type: none"> - монокристаллический кварц (10-11) – X-срез; - добротностью $(1,8...2,3) \times 10^6$; <p>сортность:</p> <ul style="list-style-type: none"> - по включениям 2; - по каналам травления 4. <p>Геометрические параметры:</p> <ul style="list-style-type: none"> - толщина, мм: $(0,3 \pm 0,02)$; - диаметр, мм: $(15,5 \pm 0,5)$; - требования к параллельности оснований, мкм: < 5; - требования к плоскостности оснований, мкм: < 5; - отклонение параллельности кристаллографических плоскостей (10-11) к основаниям, угловые минуты: $(+/-)2$. <p>Основания полированные, торцы шлифованные или полированные.</p> <p>Электроды: напыление алюминия толщиной не более 100 нм (метод напыления магнетронный)</p>	2
2	2-й набор монокроматов	<p>Сырье (в соответствии с МЭК 60758):</p> <ul style="list-style-type: none"> - монокристаллический кварц (10-11) – X-срез; - добротностью $(1,8...2,3) \times 10^6$; <p>сортность:</p> <ul style="list-style-type: none"> - по включениям 2; - по каналам травления 4. <p>Геометрические параметры:</p> <ul style="list-style-type: none"> - толщина, мм: $(0,65 \pm 0,02)$; - диаметр, мм: $(15,5 \pm 0,5)$; - требования к параллельности оснований, мкм: < 5; - требования к плоскостности оснований, мкм: < 5; - отклонение параллельности кристаллографических плоскостей (10-11) к основаниям, угловые минуты: $(+/-)2$. <p>Основания полированные, торцы шлифованные или полированные.</p> <p>Электроды: напыление алюминия толщиной не более 100 нм (метод напыления магнетронный)</p>	2
3	3-й набор монокроматов	<p>Сырье (в соответствии с МЭК 60758):</p> <ul style="list-style-type: none"> - монокристаллический кварц (10-11) – X-срез; 	2

№	Наименование	Технические характеристики	Количество, шт
	ров	<ul style="list-style-type: none"> - добротностью $(1,8...2,3) \times 10^6$; сортность: - по включениям 2; - по каналам травления 4. Геометрические параметры: - толщина, мм: $(0,9 \pm 0,02)$; - диаметр, мм: $(15,5 \pm 0,5)$; - требования к параллельности оснований, мкм: < 5; - требования к плоскостности оснований, мкм: < 5; - отклонение параллельности кристаллографических плоскостей (10-11) к основаниям, угловые минуты: $(\pm)2$. <p>Основания полированные, торцы шлифованные или полированные.</p> <p>Электроды: напыление алюминия толщиной не более 100 нм (метод напыления магнетронный)</p>	
		ИТОГО	6

Фотография акустомонохроматора в разобранном виде приведена на рисунке 2.3.



Рисунок 2.3 – Фотографии экспериментального образца акустомонохроматора

2.2. Описание экспериментальной схемы для исследований процесса дифракции пучков рентгеновского излучения при использовании акустомонохроматора

Экспериментальные исследования проводились с использованием специально подготовленного стенда. Схема эксперимента приведена на рисунке 2.4.

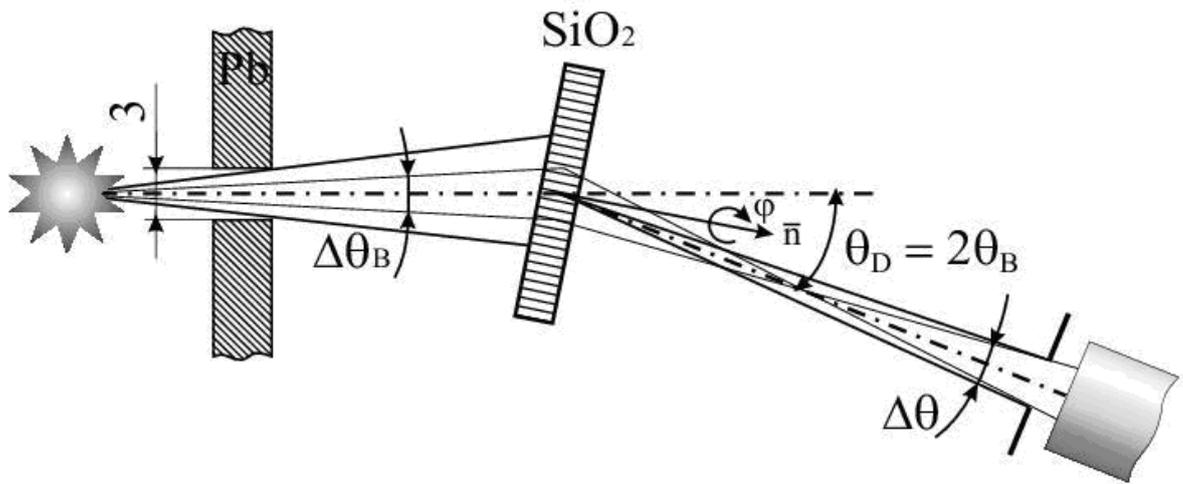


Рисунок 2.4 – Схема эксперимента: θ_B – угол Брэгга, θ_D – угол наблюдения

В качестве источника рентгеновского излучения использовался рентгеновский аппарат РАП 160-5 (рисунок 2.5). Аппарат РАП 160-5 имеет следующие характеристики. Размер фокусного пятна составляет $1,2 \times 1,2$ мм. Напряжение катод-анод может варьироваться в диапазоне 40..160 кВ, значение анодного тока – 0,4..5,0 мА. Измерения проводились при напряжении 48 кВ и токе 1 мА. Рентгеновский аппарат был помещен в свинцовый домик с толщиной стенки 5 см.

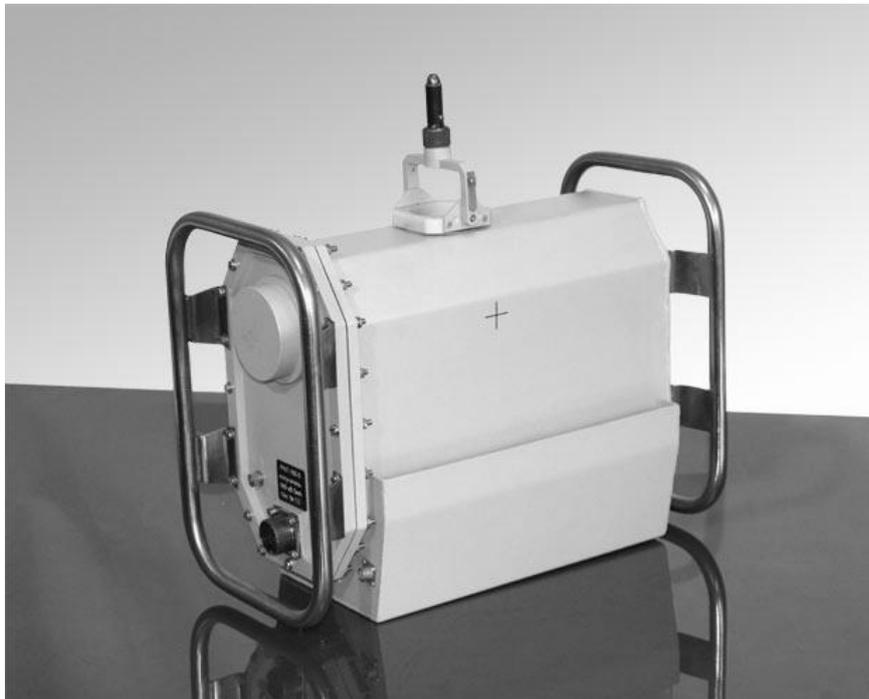


Рисунок 2.5 – Внешний вид переносного рентгеновского аппарата РАП 160-5 [5]

Излучение формировалось коллиматором диаметром 3 мм, расположенным на расстоянии 90 мм от выходного окна рентгеновской трубки, после чего падало на кристалл кварца, установленный в дистанционно-управляемом гониометре, на расстоянии 215 мм от коллиматора. Дифрагированное на кристалле кварца излучение регистрировалось детектором в направлении под двойным углом Брэгга.

Гониометр имеет три поступательные и три вращательные степени свободы с точностью ориентации не хуже 0,5 мм и 10 мкрад, соответственно (рисунок 2.6), что дает возможность устанавливать кристалл под углом Брэгга для любых семейств отражающих атомных плоскостей так, чтобы детектор, находящийся в горизонтальной плоскости, мог регистрировать только пучки, распространяющиеся в этой плоскости. Исследовалось отражение от атомных плоскостей, ориентированных перпендикулярно к большой поверхности кристалла ($10\bar{1}1$).

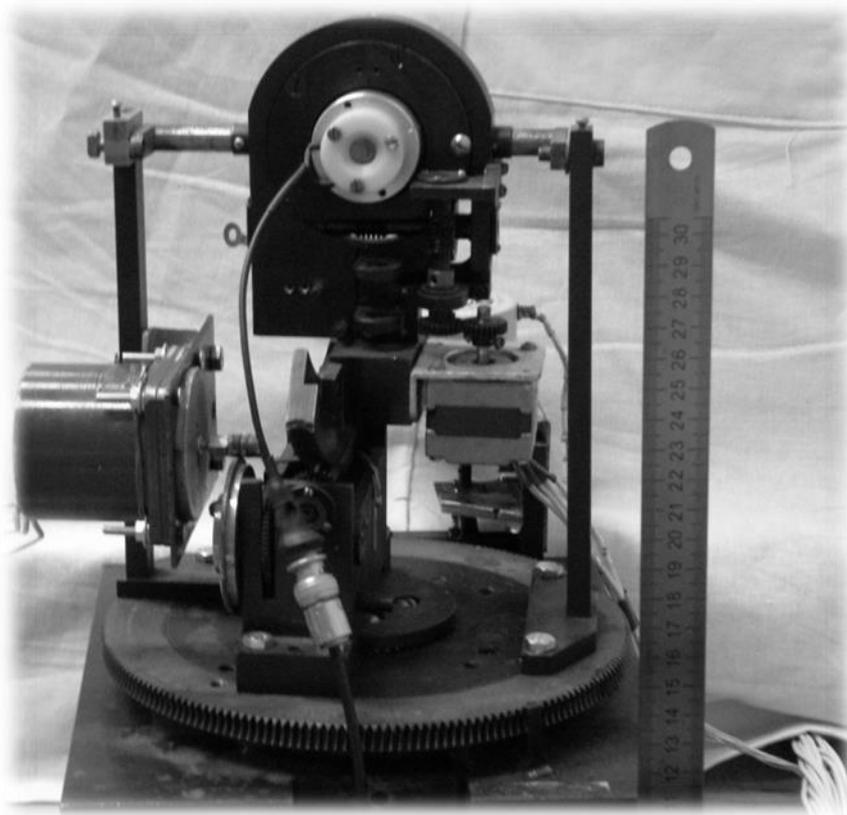


Рисунок 2.6 – Внешний вид гониометра, используемого в эксперименте

Излучение регистрировалось в симметричной геометрии Лауэ на расстоянии от кристалла-монокроматора 300 мм сцинтилляционным детектором (NaI), работающим в токовом режиме, и полупроводниковым детектором БДЕР-КИ с разрешением 280 эВ на линии 5,6 кэВ. У сцинтилляционного детектора диаметр чувствительного объема был равен 30 мм с выходным окном из бериллиевой фольги толщиной 20 мкм, что обеспечивало эффективную регистрацию рентгеновского излучения в диапазоне от 8,5 до 50 кэВ. Перед детектором устанавливался щелевой коллиматор с размером 30×3 мм, что соответствовало угловому захвату в плоскости дифракции 10 мрад. В случае с БДЕР-КИ-11К перед детектором устанавливался круглый коллиматор диаметром 2 мм.

Как упоминалось выше, в испытаниях электромагнитные импульсы на кристалл подавались с помощью генератора высоких частот WW5061 после усиления.

Сравнение действующих значений напряжения синусоидального сигнала, подаваемого генератором, и после прохождения усилителя, фактически подаваемого на кристалл, показано на рисунке 2.7.

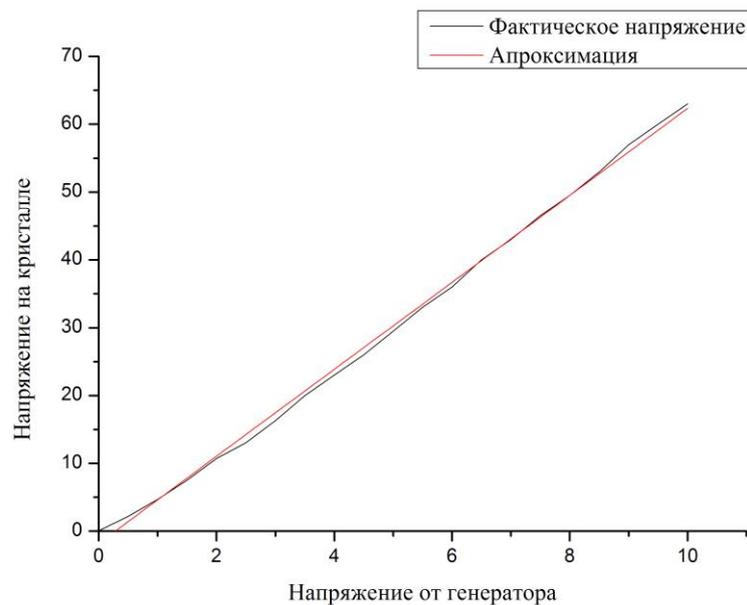


Рисунок 2.7 – Зависимость напряжения на кристалле от напряжения генератора высоких частот

В экспериментальных исследованиях кривых качания и зависимостей интенсивности РИ от величины напряжения на электродах кристалла излучение регистрировалось сцинтилляционным детектором (NaI), работающим в токовом режиме, на расстоянии от кристалла-монокроматора 300 мм. Диаметр чувствительного объема был равен 30 мм с выходным окном из бериллиевой фольги толщиной 20 мкм, что обеспечивало эффективную регистрацию рентгеновского излучения в диапазоне от 8,5 до 50 кэВ.

При измерениях дифрагированное излучение проходило через щелевой коллиматор с размером 30×3 мм, размещенный на расстоянии 300 мм от кристалла, что соответствует угловому захвату в плоскости дифракции 10 мрад. Управление гониометром и сцинтилляционным счетчиком осуществлялось с помощью разработанной программы DiSCo [127] (Приложение В).

Для получения спектров излучения использовался полупроводниковый детектор БДЕР-КИ-11К, который предназначен для преобразования квантов рентгеновского и низко-энергитического гамма излучения в пропорциональные по амплитуде электрические сигналы и их усиления для последующей регистрации спектрометрической аппаратурой и обладает следующими техническими характеристиками. Площадь чувствительной поверхности детектора 12 мм^2 . Толщина чувствительной области детектора 3×10^{-4} м. Энергетическое разрешение по энергии 5,9 кэВ при постоянной времени формирования 10^{-6} с не более 230 эВ. Энергетическое разрешение по энергии 59,6 кэВ при постоянной времени формирования 10^{-6} с не более 460 эВ. Отношение высоты пика полного поглощения для энергии 5,9 кэВ к уровню непрерывного амплитудного распределения для энергии 3,5 кэВ (пик/фон) не менее 800. Толщина входного бериллиевого окна: $2,5 \cdot 10^{-5}$ м. Коэффициент преобразования при нагрузке не менее 1 кОм не менее 10^{-3} В/кэВ. Выходное сопротивление (75 ± 1) Ом. Полярность выходного сигнала отрицательная. Максимальное напряжение смещения детектора при токе мене 10^{-9} А – 100 В. Напряжение питания

предусилителя при максимальном токе $35 \cdot 10^{-9}$ А – 12 В. Максимальный ток охладителя при напряжении 1,6 В. Масса не более 0,25 кг.

2.3. Юстировка кристаллов в креплении гониометра

Постановка современного эксперимента требует высокой точности в настройке и установке лабораторного оборудования. От того, насколько точно отрегулировано оборудование, зависит достоверность получаемых данных. С помощью современных средств измерений можно свести к минимуму неточности, связанные с пространственными положениями исследуемых проб и самих приборов.

Основной проблемой при постановке рентген-дифракционного эксперимента является устранение прецессии вращающегося образца.

Поэтому целью юстировки является уменьшение прецессионного смещения вращаемого образца в пространстве путем регулировки его положения в головке гониометра.

Если луч падает на отражающую поверхность вдоль нормали к этой поверхности, то отраженный луч, из геометрических соображений, будет в точности совпадать с падающим лучом. Если отражающая поверхность наклонена под некоторым углом к лучу, то отраженный луч будет проходить под таким же углом по отношению к падающему лучу. Отраженный луч при вращении отражающей поверхности будет описывать параллактический конус в пространстве, с осью симметрии, совпадающей с падающим лучом (рисунок 2.8). Методика юстировки основана на уменьшении наблюдаемой прецессии путем регулировки наклона отражающей поверхности по всем трем измерениям.

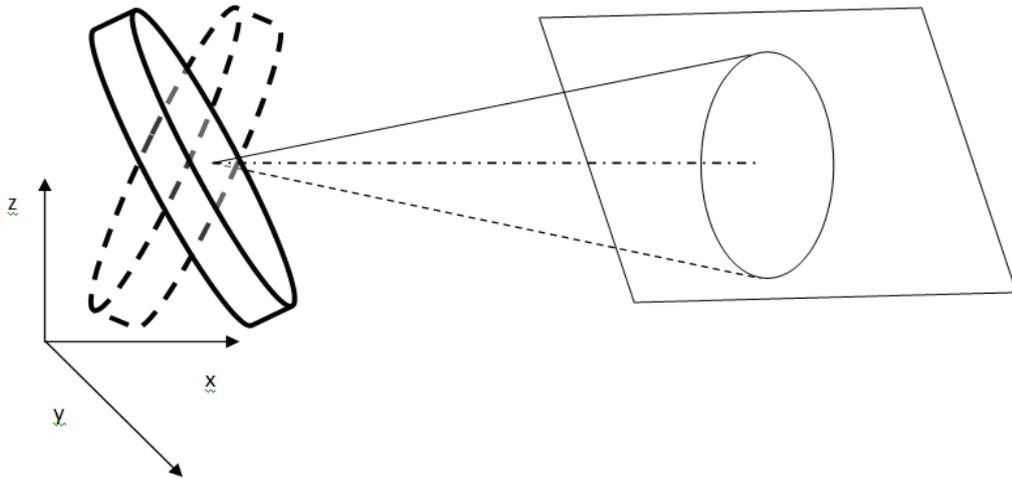


Рисунок 2.8 – Процесс образования параллактического конуса в результате прецессии кристалла

Приборы и оборудование, необходимые для проведения юстировки: гониометр с тремя линейными и тремя осевыми степенями свободы, геодезический двулучевой лазер с перпендикулярными лучевыми плоскостями, планшет с регулируемой высотой, прозрачный лист гибкого полиэтилена.

Методика проведения юстировки изложен ниже.

1) Закрепить лазер на стойке, чтобы перекрестие лучей точно попадало в коллимационную щель свинцового домика, а продолжения лучей совпадали с рисками, размеченных на неподвижных объектах лаборатории.

2) Установить гониометр таким образом, чтобы плоскость головки гониометра стояла перпендикулярно падающему пучку лазера ($\theta=0^\circ$), проверка производится при помощи прозрачного полиэтилена, который устанавливается между гониометром и лазером.

3) Далее, развернуть головку гониометра в плоскости горизонта на пять градусов относительно первоначального положения ($\theta=5^\circ$)

4) Установить планшет с закрепленным на нем белым листом бумаги, таким образом, чтобы плоскость листа была параллельна плоскости головки гониометра (рисунок 2.9).

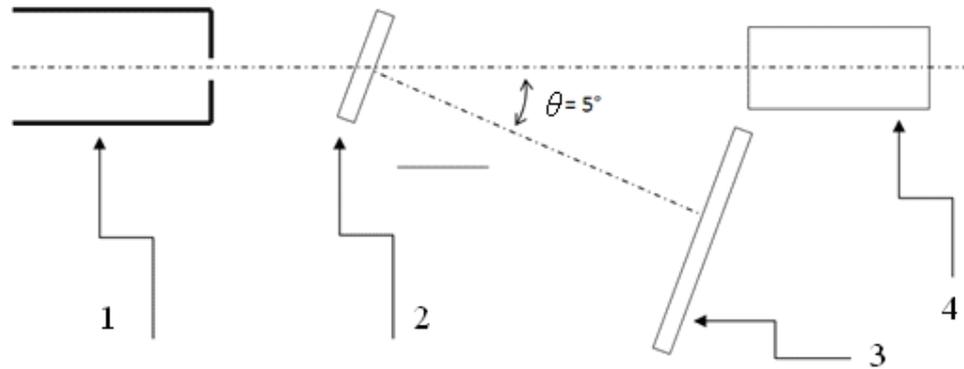


Рисунок 2.9 – Схематичное изображение юстировки (вид сверху): 1 – свинцовый домик с коллимационной щелью, 2 – головка гониометра с закрепленным кристаллом, 3 – планшет с закрепленным листом бумаги, 4 – лазер; пунктиром показан ход лучей

5) С помощью двигателя произвести вращение кристалла в горизонтальной плоскости на 360° , фиксируя при этом карандашом на планшете ход отраженного луча (зайчика) через каждые 60° . Отраженный луч при этом будет описывать в плоскости планшета окружность.

6) После совершения одного полного оборота, остановить двигатель, и, не двигая планшет визуально соединить полученные точки. Полученная линия должна представлять собой окружность, совпадающая с основанием параллактического конуса отраженного луча.

7) Далее, визуально находим центр полученной окружности и фиксируем его с помощью карандаша.

8) Регулируя винты головки гониометра (рисунки 2.10 и 2.11), меняем пространственное положение кристалла таким образом, чтобы отраженный луч попадал точно в центр полученной окружности.

9) Убедиться путем повторного вращения на 360° в вертикальной плоскости в устранении прецессии кристалла. При необходимости заново провести указанные процедуры.

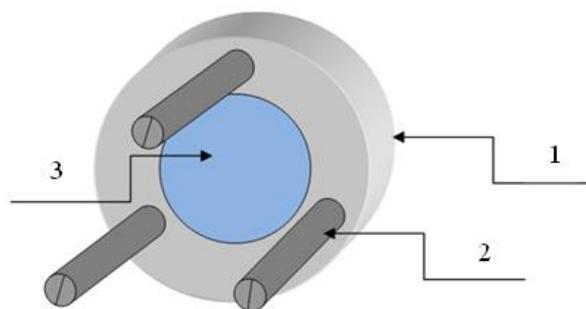


Рисунок 2.10 – Общий вид регулировочного механизма головки гониометра: 1 – головка гониометра, 2 – регулировочный винт, 3 – кристалл

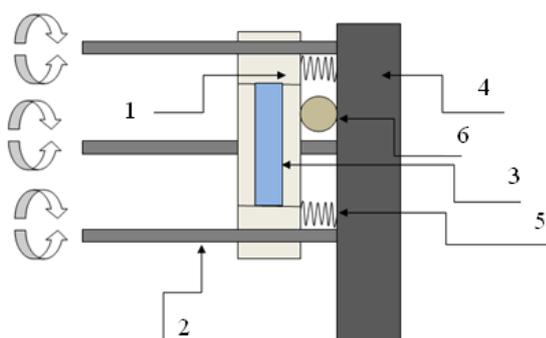


Рисунок 2.11 – Схема головки гониометра (вид сбоку): 1 – головка гониометра, 2 – регулировочный винт, 3 – кристалл, 4 – гониометр, 5 – пружина, 6 – шарнир

2.4. Экспериментальные исследования процесса дифракции

После устранения прецессии проводилось сканирование кристалла по дифрагированному рентгеновскому излучению для выявления максимумов дифракции с помощью сцинтилляционного детектора. Изменяя вертикальный угол θ с помощью гониометра, кристалл устанавливается в положение максимума дифрагированного пучка (рисунок 2.4). Затем, вращая кристалл по горизонтальному углу φ , с целью выявления рефлексов дифрагированного излучения, этим же детектором проводится сканирование ориентационной зависимости. Ориентационная зависимость – это функция, показывающая изменение интенсивности от положения кристалла вдоль горизонтального угла φ . В качестве примера, на рисунке 2.12 приведена экспериментально полученная ориентационная зависимость для кристалла толщиной 0,65 мм. Анализируя полученные графики ориентационной зависимости от всех трех кристаллов, были

выбраны углы, где интенсивность имела наибольшее значение (максимальные пики).

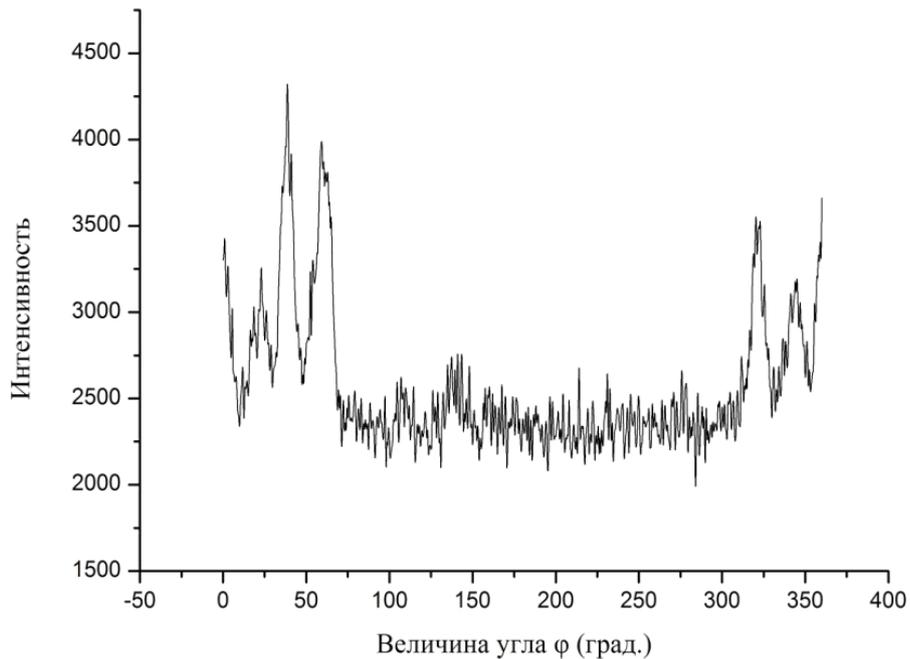


Рисунок 2.12 – График ориентационной зависимости для кристалла толщиной 0,65 мм

После нахождения максимального пика интенсивности от дифрагированного пучка рентгеновского излучения сцинтилляционным детектором снимались кривые качания (зависимость интенсивности от горизонтального угла θ кристалла) в диапазоне $\Delta\theta = \theta \pm 0,8^\circ$ (рисунок 2.13) с подачей переменного тока на кристалл (с нагрузкой) и без нагрузки.

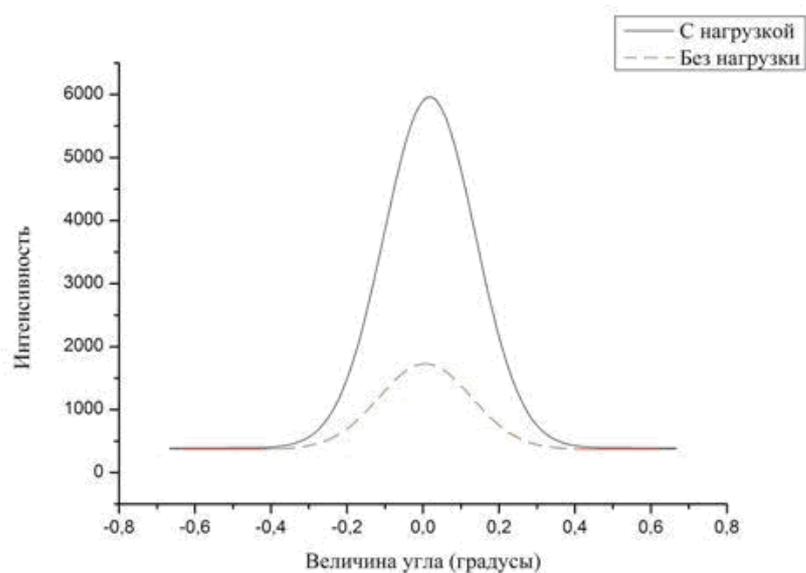


Рисунок 2.13 – Сравнение кривых качания (с нагрузкой и без) для кристалла толщиной 0,9 мм

Обработка полученных графиков показала, что ширины на половине высоты (FWHM) практически одинаковы и их отношение составляет 1,02. Отношение интегральных площадей при этом составляет 16,8.

Все дальнейшие эксперименты проводились с подачей переменного тока на кристалл, где частота тока определялась по формуле:

$$f_n = \frac{nc_s}{2l},$$

где n – нечётные целые числа, l – толщина кристалла, c_s – скорость распространения ультразвуковой волны в кварце порядка 5700 м/с. Проведенные расчеты при заданных толщинах (l): 0,9; 0,65 и 0,3 мм показали теоретические резонансные частоты (f): 3,16; 4,38; 9,50 МГц соответственно. Вследствие несовершенства кристаллов и погрешности регистрируемой аппаратуры проводилось частотное сканирование в области теоретических резонансов для нахождения экспериментальных резонансов (рисунки 2.14–2.16).

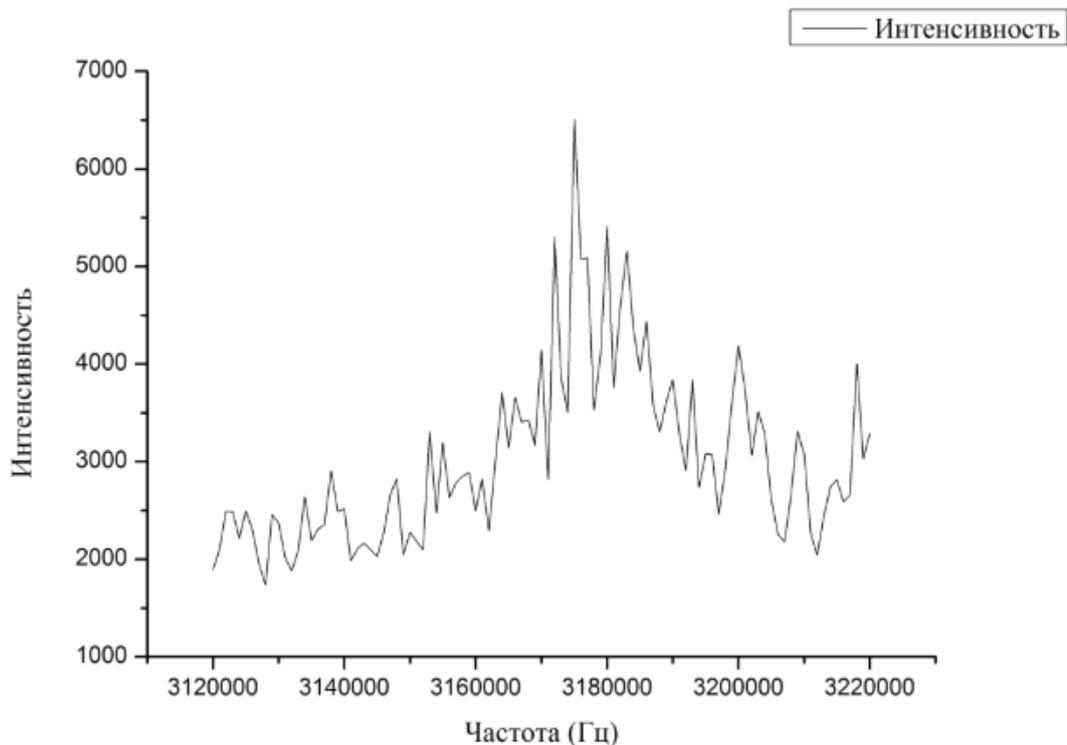


Рисунок 2.14 – Зависимость интенсивности дифрагированного излучения от частоты переменного тока на кристалле толщиной 0,9 мм

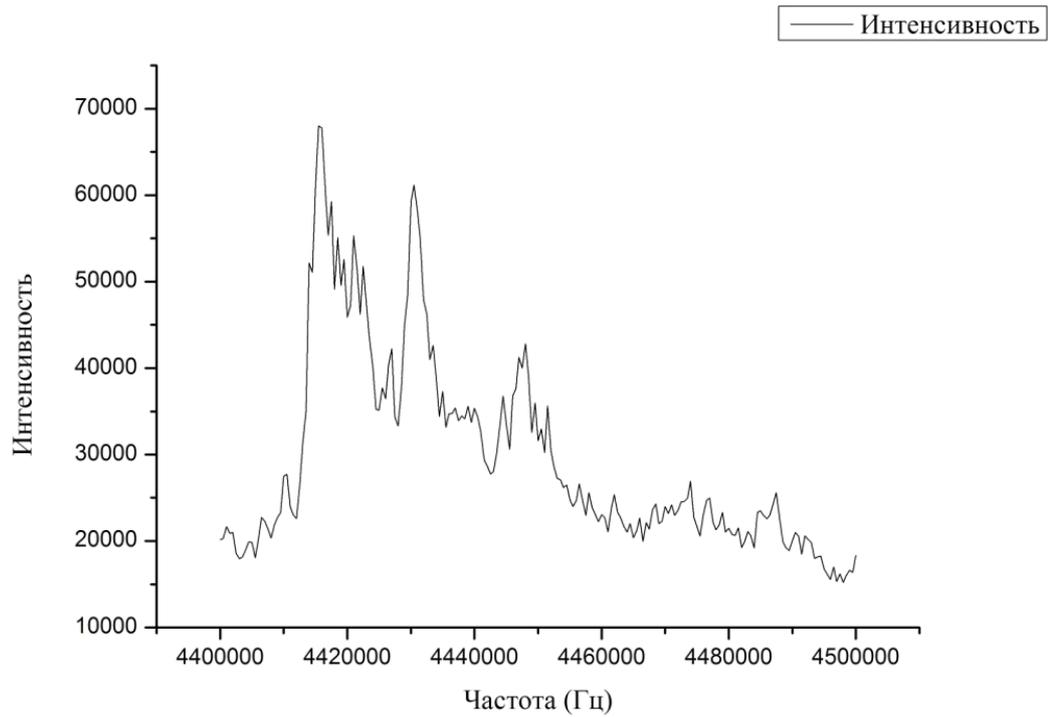


Рисунок 2.15 – Зависимость интенсивности дифрагированного излучения от частоты переменного тока на кристалле толщиной 0,65 мм

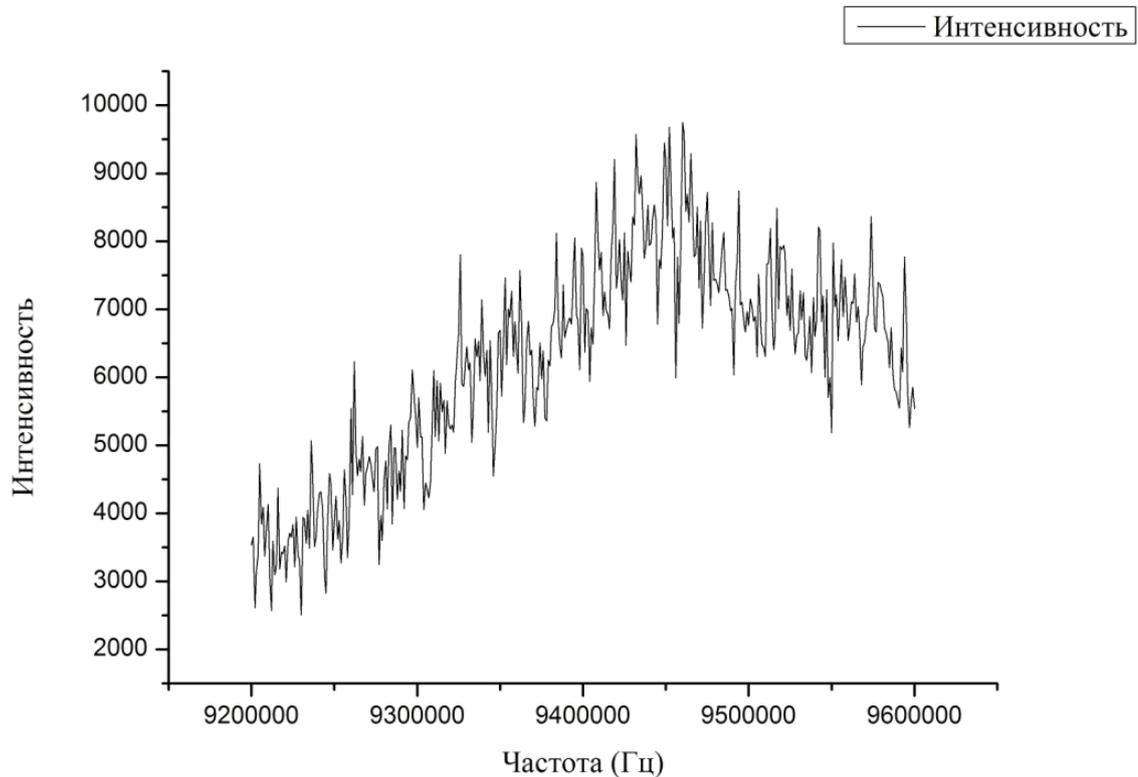


Рисунок 2.16 – Зависимость интенсивности дифрагированного излучения от частоты переменного тока на кристалле толщиной 0,3 мм

Анализируя экспериментальные данные, были получены экспериментальные максимумы интенсивности от частоты (таблица 2.2).

Таблица 2.2 – Значения теоретических и экспериментальных частот для различных толщин кристаллов

Толщина кристалла (мм)	Резонансная частота (МГц)	
	Теоретическая	Экспериментальная
0,9	3,16	3,18
0,65	4,38	4,41
0,3	9,50	9,43

После нахождения зависимости между резонансной частотой и интенсивностью дифрагированного излучения, были проведены эксперименты по выявлению зависимости интенсивности от величины напряжения на кристалле (рисунки 2.17–2.19).

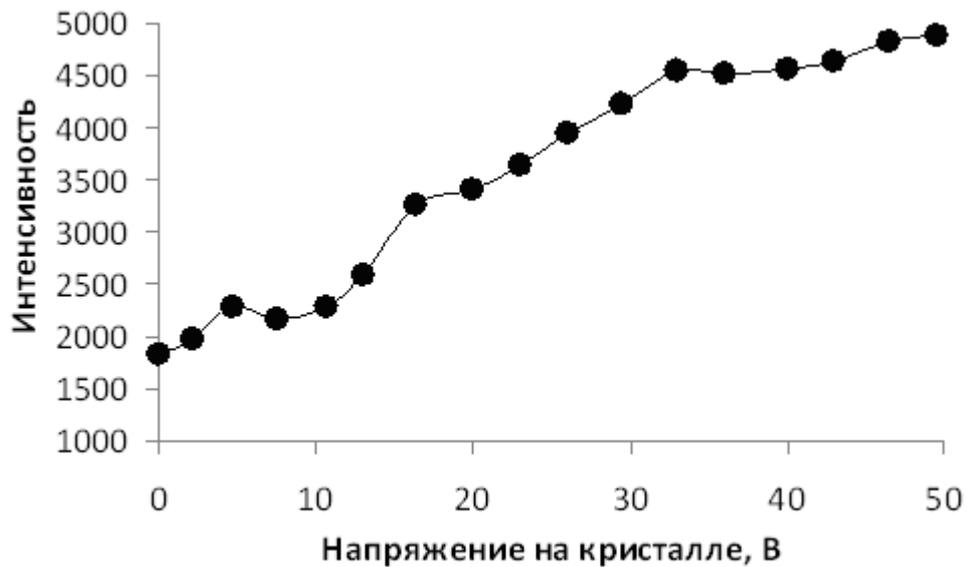


Рисунок 2.17 – Зависимость интенсивности дифрагированного излучения от приложенного напряжения на кристалл толщиной 0,9 мм

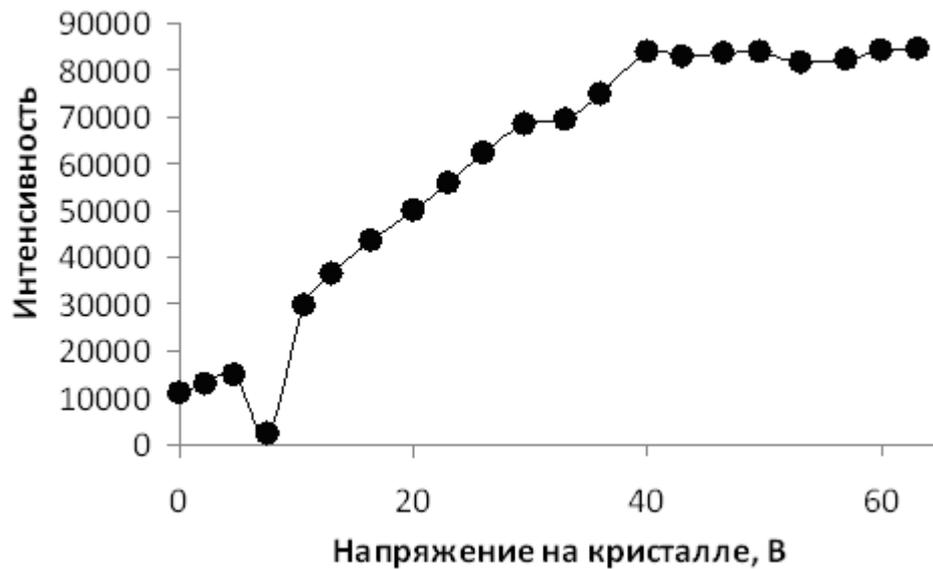


Рисунок 2.18 – Зависимость интенсивности дифрагированного излучения от приложенного напряжения на кристалл 0,65 мм

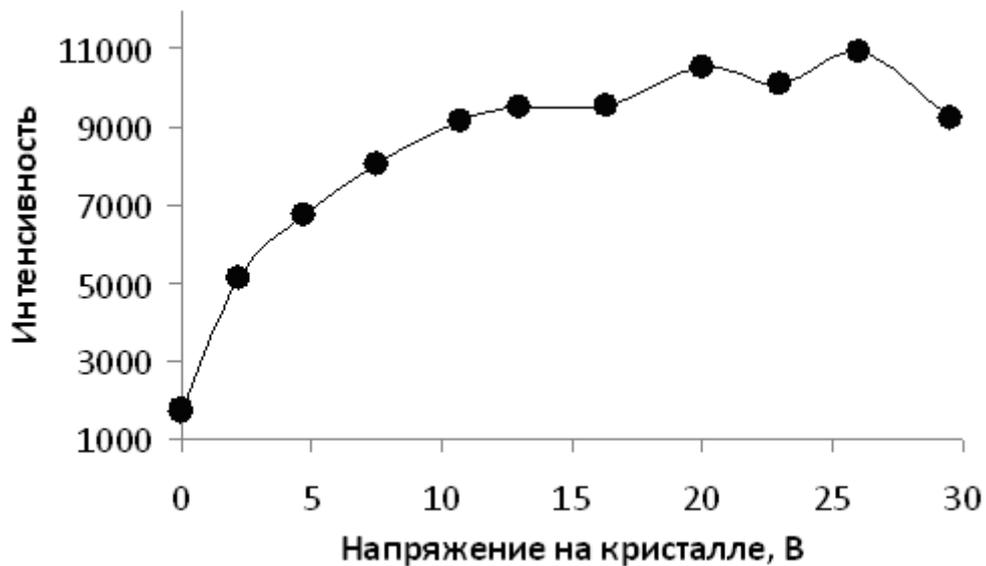


Рисунок 2.19 – Зависимость интенсивности дифрагированного излучения от приложенного напряжения на кристалл 0,3 мм

Анализируя вышеуказанные графики, можно заметить, что начальные участки кривых интенсивности имеют линейные участки. Длина прямого участка зависит от толщины. Так, из рисунков 2.17 и 2.19 видно, что для кристалла толщиной 0,9 мм линейный участок длится до напряжения 40 В, а для кристалла толщиной 300 мкм только до 12,5 В. Объясняется это тем, что от толщины кристалла зависит его сопротивление и при больших напряжениях возникает «утечка» зарядов.

Следующим этапом исследований было проведение спектрального анализа дифрагированного излучения. Все спектральные наблюдения регистрировались при помощи полупроводникового детектора, описанного выше. Детектор предварительно калибровался для перевода номеров каналов в соответствующие энергии. Стандартом, относительно которого проводилась калибровка, был выбран изотоп Am-241. Калибровочная кривая приведена на рисунке 2.23.

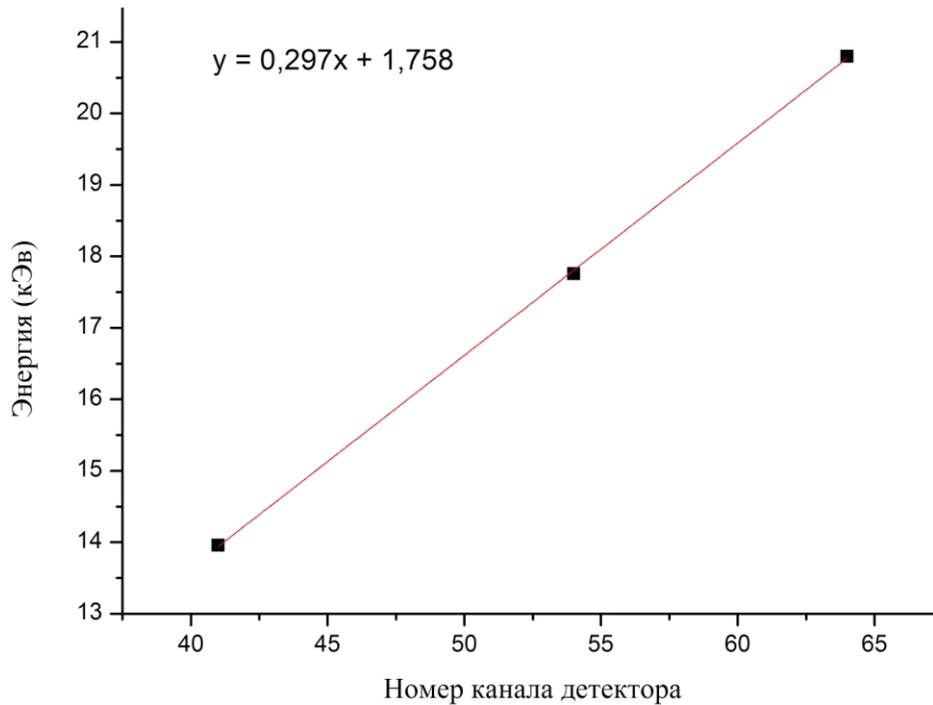


Рисунок 2.20 – Калибровочная прямая для полупроводникового детектора БДЕР-КИ-11К

При регистрации диффрагированного излучения время набора сигнала (время экспозиции) для всех спектров составляло 200 с. Сравнение спектральных кривых проводилась программно.

В качестве сравнения для каждого кристалла были сняты спектры с подачей переменного тока (с нагрузкой) при заданной резонансной частоте на кристалл и без него (без нагрузки). Результаты обработки спектров приведены в таблице 2.3, а сами зарегистрированные спектры на рисунках 2.21–2.23.

Таблица 2.3 – Сравнение спектров дифрагированного излучения полученных в экспериментах на кристаллах кварца

Толщина кристалла, мм	Напряжение на кристалле, В	Отношение интегральных площадей спектров (с нагрузкой и без нее)	Отношение полуширин спектров (с нагрузкой и без нее)
0,9	6	4,722	1,086
0,65	6	2,241	1,016
0,3	4	5,346	1,087

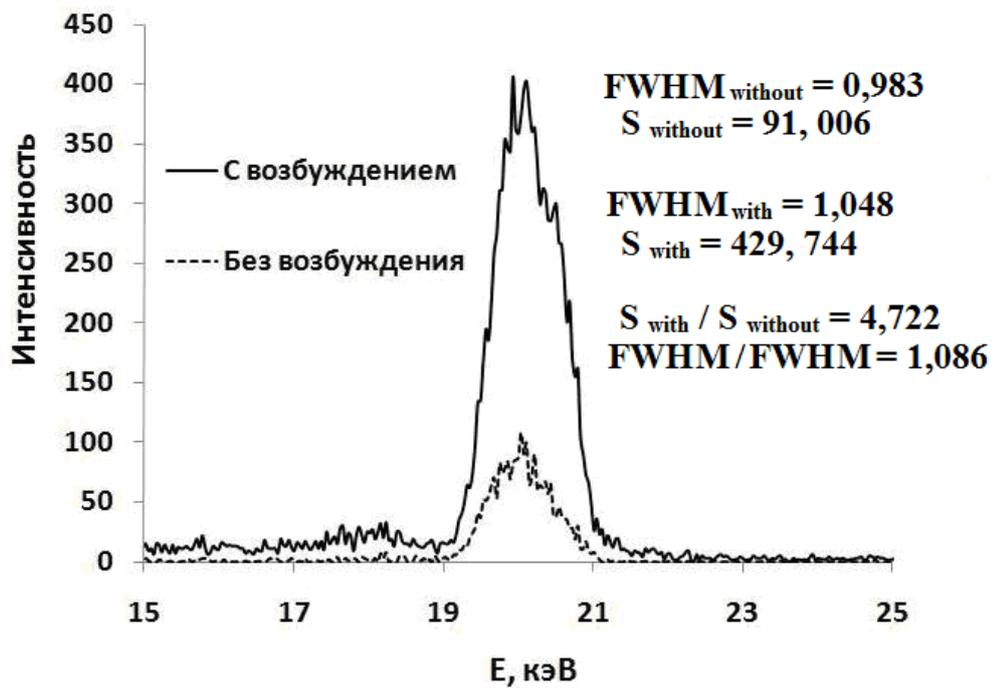


Рисунок 2.21 – Сравнения спектров дифрагированного излучения на кристалле кварца толщиной 0,9 мм

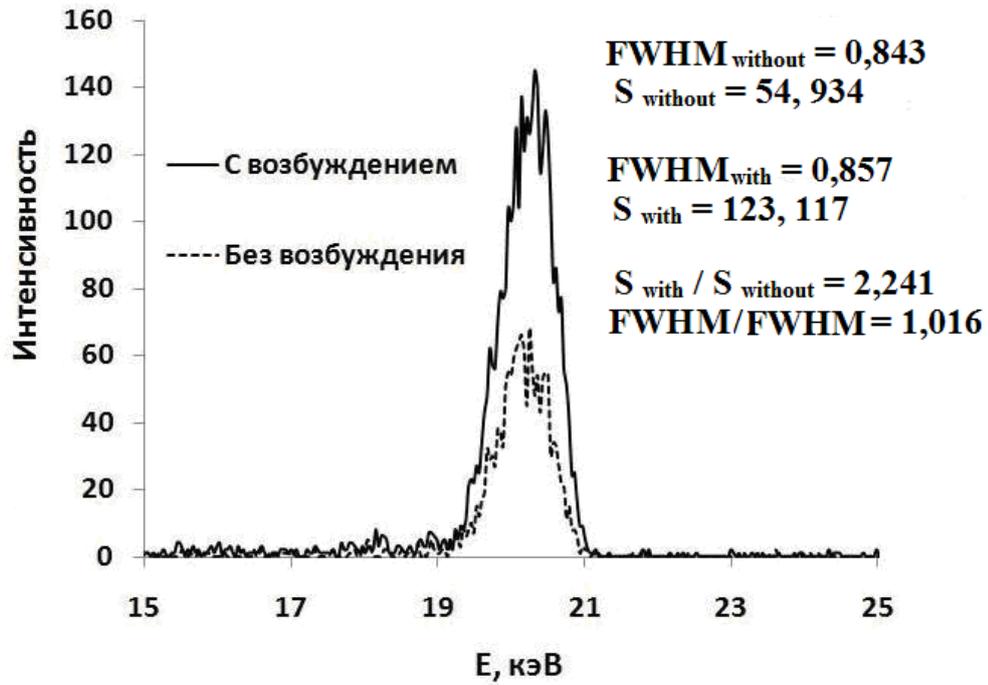


Рисунок 2.22 – Сравнения спектров дифрагированного излучения на кристалле кварца толщиной 0,65 мм

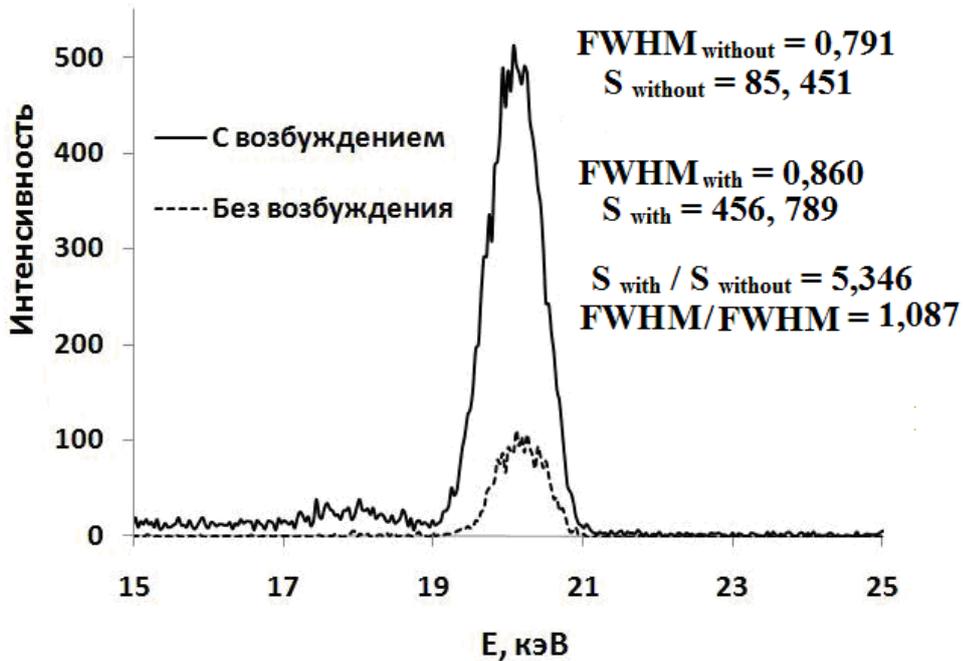


Рисунок 2.23 – Сравнения спектров дифрагированного излучения на кристалле кварца толщиной 0,3 мм

На рисунке 2.24 приведены спектры излучения, полученные для ориентированного и разориентированного кристалла из которых видно, что при включении деформационного поля в случае ориентированного кристалла интенсивность дифрагированного излучения увеличивается, при разориентации спектральная линия пропадает, и, соответственно, в этом случае усиления не

наблюдается. Из этого можно сделать вывод, что наблюдаемый эффект заключается именно в увеличении интенсивности дифрагированного излучения.

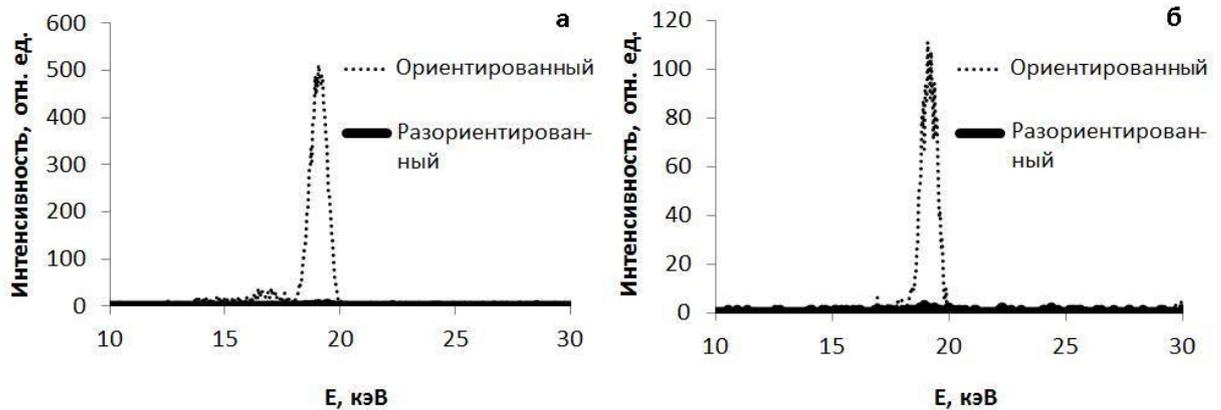


Рисунок 2.24 – Спектры излучения для ориентированного и разориентированного кристалла с возбуждением акустическим полем (а) и без (б). Толщина кристалла 0,3 мм

Из данных таблицы 2.3 видно, что при возбуждении кристалла в направлении дифракции поток РИ увеличивается в 5,3; 2,2 и 4,7 раз для толщин 0,3; 0,65 и 0,9 мм, соответственно. Низкое значение коэффициента усиления для кристалла толщиной 0,65 мм объясняется, по-видимому, недостаточно качественным выполнением резонатора с этим кристаллом. Энергетическая ширина линий составила величину порядка 872 и 922 эВ для невозбужденного и возбужденного кристалла, соответственно, которая определялась, в данном эксперименте, шириной аппаратурной линии детектора и расходимостью первичного пучка. Частота возбуждающего тока, в зависимости от кристалла, устанавливалась равной экспериментально полученной резонансной частоте, а напряжение на обкладках кристалла выбиралось из области линейной зависимости интенсивности дифрагированного излучения. Таким образом, меняя значения частоты и амплитуды электромагнитного воздействия на кристалл, можно управлять интенсивностью дифрагированного РИ. Помимо этого, меняя угол, под которым излучение падает на кристалл (угол Брэгга) и угол наблюдения мы можем варьировать значение энергии пучка РИ. На рисунках 2.25–2.27 приведены спектры дифрагированного излучения для случаев возбужденных и невозбужденных кристаллов для двух различных углов Брэгга.

Как видно из приведенных зависимостей, эффекты увеличения интенсивности дифрагированного излучения, как и ожидалось, наблюдаются для обоих случаев углов Брэгга. Таким образом, использование адаптивных элементов рентгеновской оптики на основе кристаллов, деформированных ультразвуковыми колебаниями, позволяет получать высокоинтенсивные пучки монохроматического РИ различных энергий.

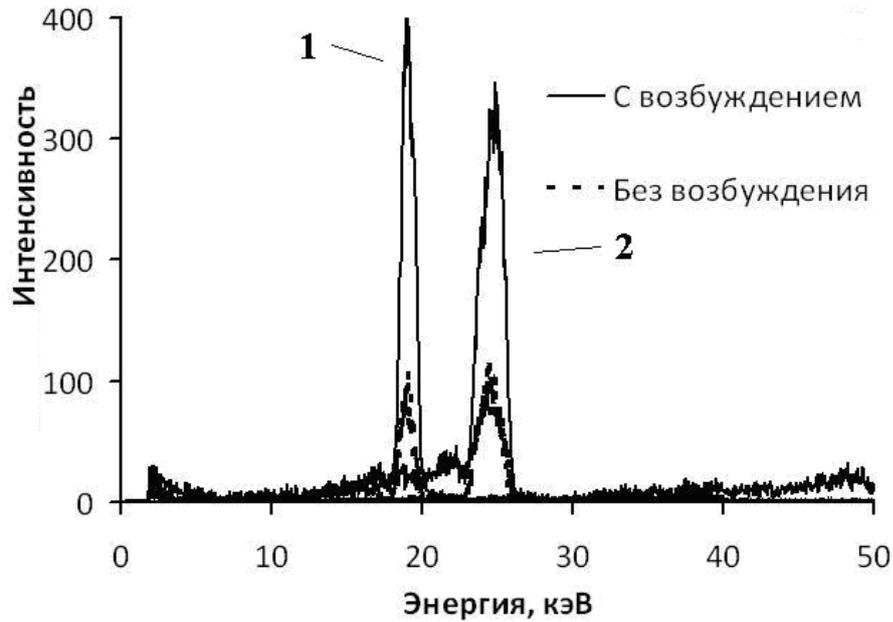


Рисунок 2.25 – Сравнения спектров дифрагированного излучения на кристалле кварца толщиной 0,9 мм. Углы Брэгга равны 5,5° (1) и 4,4° (2)

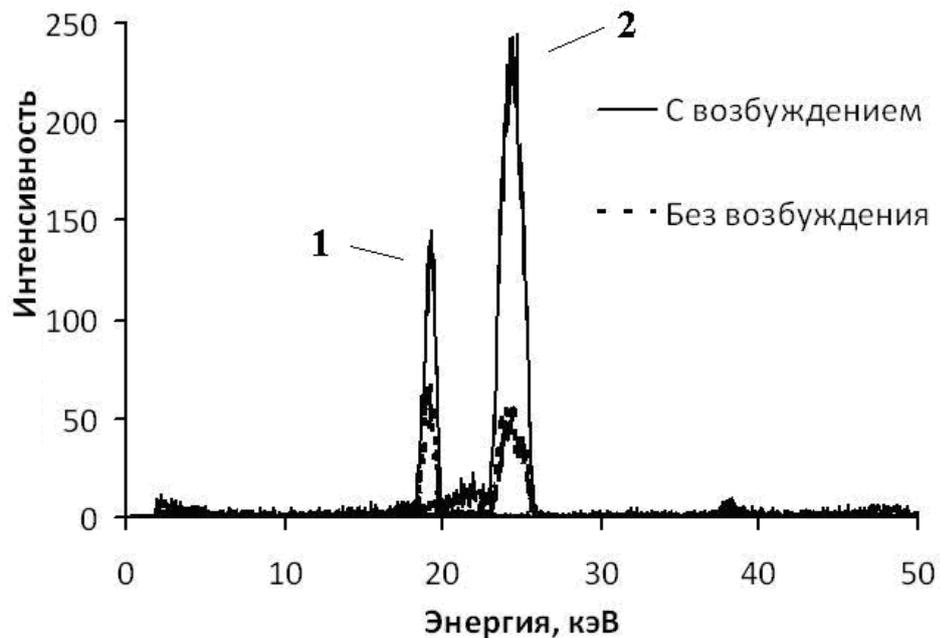


Рисунок 2.26 – Сравнения спектров дифрагированного излучения на кристалле кварца толщиной 0,65 мм. Углы Брэгга равны 5,5° (1) и 4,4° (2)

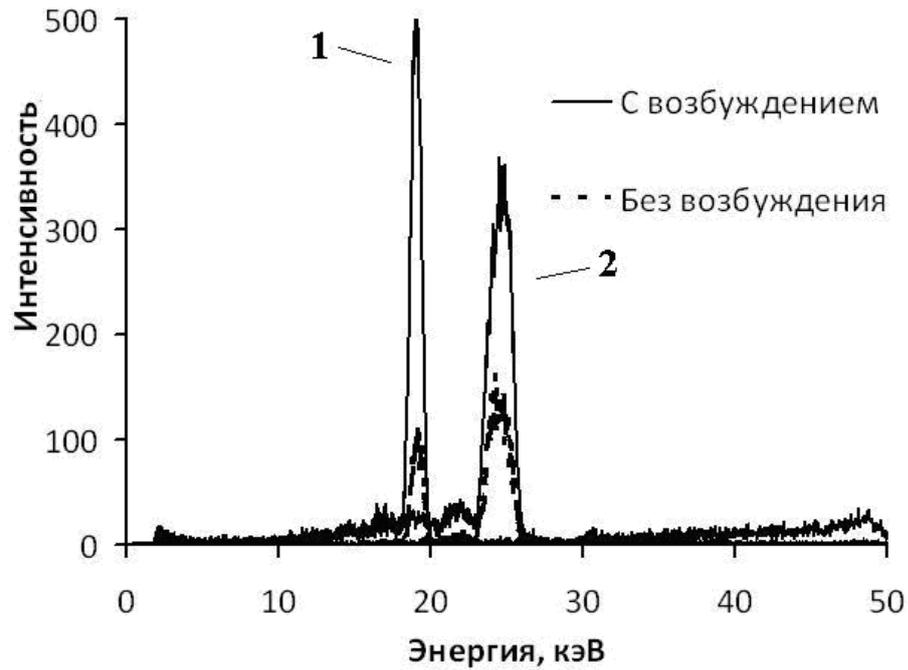


Рисунок 2.27 – Сравнения спектров дифрагированного излучения на кристалле кварца толщиной 0,3 мм. Углы Брэгга равны $5,5^\circ$ (1) и $4,4^\circ$ (2)

Таким образом, проведенные эксперименты показали эффективность применения для монохроматизации пучков РИ адаптивных элементов рентгеновской оптики. В экспериментах наблюдалось пятикратное увеличение интенсивности дифрагированного РИ с использованием кристалла толщиной 0,3 мм. Применение подобных элементов адаптивной рентгеновской оптики позволяет увеличить интенсивность монохроматизированных пучков РИ и обеспечивать управление характеристиками и транспортировку таких пучков с минимальными потерями.

Результаты работы, описанной в этой главе, опубликованы в трудах [127–133]

ГЛАВА 3. ПРИМЕНЕНИЕ ПУЧКОВ МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ АКУСТОМОНОХРОМАТОРОВ В АБСОРБЦИОННОМ КОНТРОЛЕ

Описанный во второй главе работы экспериментальный образец акустомонохроматора позволяет получать высокоинтенсивные пучки МРИ. Как было описано во введении, такие пучки могут быть применены в широком спектре рентгеновских исследований. В работе рассматривается применение таких пучков для целей рентгеновского абсорбционного контроля многокомпонентных сред. В качестве таких сред рассматриваются как сверхчистые вещества, содержащие незначительные примеси какого-либо химического элемента, являющегося объектом интереса, так и объекты и среды, состоящие из ограниченного количества рабочих компонент, присутствующих в значительной концентрации.

Первая задача, как правило, требует решения в условиях лабораторного рентгеновского исследования, и может быть решена с использованием подходов рентгеновского элементного анализа, в котором зоной интереса, может служить как небольшой спектральный участок (при поисках присутствия конкретного химического элемента), так и широкая область спектра (при поиске нескольких или всех присутствующих химических элементов). Вторая же задача чаще возникает в процессе технологического контроля, зачастую непосредственно на производствах. Как отмечено во введении, для ее решения широкое распространение методы, основанные на измерении коэффициентов поглощения на нескольких энергетических линиях, и в частности методы дуальной абсорбциометрии.

В данной главе, предложены два устройства: для рентгеновского абсорбционного элементного анализа, обеспечивающее порог определения концентраций примесей не хуже 10^{-4} по массе в широком диапазоне химических

элементов; и для контроля компонентного состава многокомпонентных жидкостей в потоке, обеспечивающего чувствительность не хуже 0,1% за время единичного измерения равное одной секунде. На оба устройства получены патенты РФ. В первом случае патент на полезную модель, во втором – на изобретение и полезную модель для двух вариантов реализации устройства [134–136] (Приложения Г, Д, Е).

3.1. Устройство для рентгеновского абсорбционного элементного анализа

В настоящее время наиболее распространенным методом рентгеновского элементного анализа является рентгеновский флуоресцентный анализ (РФА), который обладает рядом неоспоримых преимуществ, таких как простота, доступность и высокая степень изученности. Существует, однако, ряд проблем, которые до сих пор не удается решить методами РФА. Одна из таких проблем – анализ сверхчистых элементов, в ходе которого вторичное (флуоресцентное) излучение может практически полностью поглощаться в толще анализируемого объекта. Для решения данной проблемы в настоящее время применяют ряд различных методик пробоподготовки, таких как измельчение, выпаривание и т.д., однако такой подход обладает существенными недостатками: он весьма сложен, требует дополнительных временных затрат, а главное – приводит к разрушению анализируемого объекта.

Другим решением, лишенным перечисленных выше недостатков, может стать переход от анализа элементного состава по высвечиваемой флуоресценции к анализу по степени поглощения РИ на разных длинах волн, или, иначе говоря, абсорбционному анализу. Методы абсорбционного анализа в настоящий момент нашли широкое распространение в области прецизионной рентгеновской абсорбционной спектроскопии – прежде всего, речь здесь идет о таких способах как EXAFS- и XANES(NEXAFS)-спектроскопия, однако эти методы применимы и к элементному анализу. В отличие от РФА, где носителем информации является вторичное излучение, в абсорбционном анализе носителем информации является

первичное излучение, прошедшее через исследуемый объект и ослабленное в той или иной степени в зависимости от энергии излучения и состава исследуемого объекта. При этом наличие той или иной примеси устанавливается по наличию скачка интенсивности в измеренном спектре, соответствующего краю поглощения элемента примеси, а количественная оценка содержания примеси может быть получена из величины скачка при переходе через край поглощения. Очевидно, данный скачок может быть различим в спектре в случае, если его величина превышает величину статистической погрешности. Таким образом, основным ограничивающим чувствительность метода фактором является интенсивность первичного РИ, падающего на объект. Соответственно, главной задачей является получение пучков РИ, обладающих достаточной интенсивностью.

Существуют два основных метода измерения энергетического спектра РИ в абсорбционном анализе: энергодисперсионный и волнодисперсионный. В первом из них для получения энергетической зависимости используют детекторы РИ обладающие спектральным разрешением, во втором получение спектральной информации основано на применении монохроматического рентгеновского излучения. При помощи специальных устройств (монохроматоров) из сплошного спектра выделяется монохроматическая линия (до или после прохождения через исследуемый объект), которая в дальнейшем регистрируется. Оба этих метода имеют как определенные достоинства, так и недостатки. Так энергодисперсионный метод является более простым и позволяет получать информацию одновременно во всем энергетическом диапазоне, не прибегая к изменению параметров экспериментальной схемы. Такой метод, однако, более чувствителен к рассеянному излучению, а также имеет серьезные ограничения по быстродействию, из-за относительно невысокой скорости счета современных энергодисперсионных детекторов. Волнодисперсионный метод лишен таких недостатков, а также позволяет добиваться лучшего спектрального разрешения (до единиц эВ). Главным недостатком упомянутого метода является значительная потеря интенсивности излучения в ходе монохроматизации, обусловленная

неполным отражением спектральной линии в направлении дифракции, а также поглощением веществом монохроматора. Последнюю проблему можно решить, применяя разработанный акустомонохроматор, рассмотренный в предыдущей главе.

Функциональная схема предложенного устройства приведена на рисунке 3.1. Устройство для рентгеновского абсорбционного спектрального анализа содержит расположенные на одной оптической оси источник рентгеновского излучения 1 (ИИ) на основе рентгеновской трубки, двухщелевой коллиматор 2 (ЩК), акустомонохроматор 3 (АМ), установленный на держателе гониометрической приставки 4 (ГП) и поглотитель 5, установленный на основании гониометрической приставки. За акустомонохроматором по направлению дифракции на втором держателе гониометрической приставки установлен объект исследования 6 и блок детектирования 7 (БД). Держатели механически связаны с двигателями гониометрической приставки. Акустомонохроматор через усилитель электрического сигнала 8 (УС) подключен к широкополосному генератору электромагнитных колебаний 9 (ШГ). Источник рентгеновского излучения, двигатели гониометрической приставки, широкополосный генератор электромагнитных колебаний и блок детектирования подключены к компьютеру 10 (ПК) через соответствующие драйверы управления. С помощью шаговых двигателей гониометрической приставки одновременно поворачивают держатель с установленным на нем акустомонохроматором и держатель с установленными на нем объектом исследования и блоком детектирования, при этом энергия излучения, которое проходит через объект исследования, меняется в соответствии с законом Брэгга. При этом блок детектирования записывает спектрометрическую информацию, получение которой и является главной задачей.

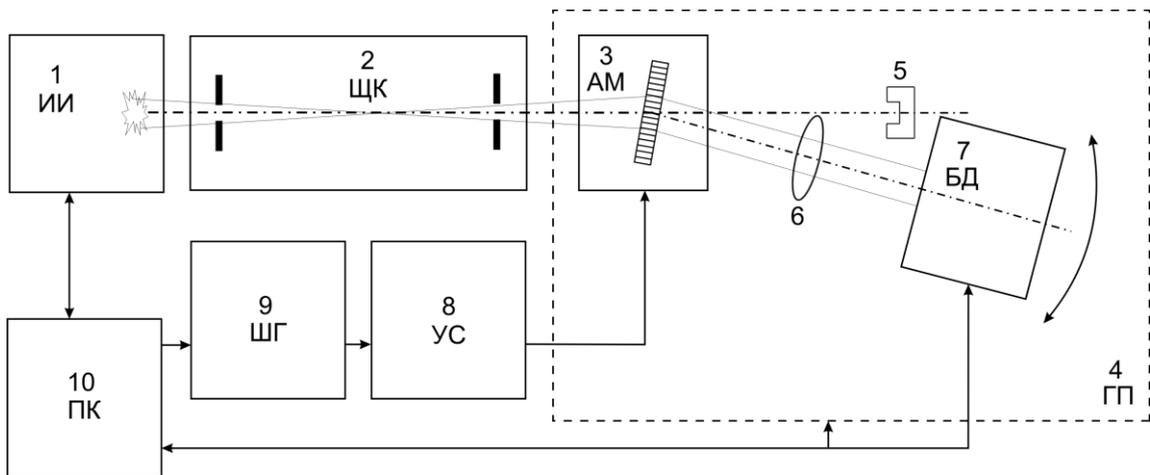


Рисунок 3.1 – Функциональная схема устройства для абсорбционного элементного анализа

Задача состоит в количественной оценке чувствительности предложенного способа и устройства.

Для проведения количественных оценок, был модифицирован программный код, описанный в главе 1, для численного моделирования взаимодействия ионизирующих излучений с веществом, позволяющий рассчитывать характеристики излучения по следующему алгоритму.

На исследуемый объект (пробу), в качестве которого выступала SiO_2 матрица с различными концентрациями примеси Cr падает пучок РИ с энергиями квантов, лежащими в области K -края поглощения Cr . Детектор с поперечными размерами 2×2 мм установленный на оси пучка РИ на расстоянии 20 мм от пробы регистрировал все прошедшие фотоны с разделением по энергиям. Проводилось моделирование спектров РИ прошедшего через пробу при разных концентрациях примеси и последующее их сравнение между собой и чистой пробой.

На рисунке 3.2 представлены спектры излучения прошедшего через пробу для случаев SiO_2 не содержащего примесей и для различных концентраций примеси: $5 \cdot 10^{-2}$, 10^{-2} , 10^{-3} , 10^{-4} , 10^{-5} , 10^{-6} по массе. Моделирование проводилось в энергетическом диапазоне шириной 1 кэВ: от 5,5 до 6,5 кэВ, с учетом того, что энергия K -края поглощения $\text{Cr} \approx 5,97$ эВ. Статистика составляла 10^9 фотон падающего на пробу излучения на весь рассматриваемый диапазон, что соответствует 10^7 фотон на канал шириной 10 эВ. Рисунок 3.2,*a* содержит

спектры для концентраций до 10^{-4} во всем диапазоне энергий, рисунок 3.2б – в меньшем диапазоне для концентраций от 10^{-3} . Как видно из полученных спектров, при данной статистике минимальной концентрацией примеси, которая еще различима, является 10^{-3} . Спектры для более низких концентраций практически совпадают со спектром для SiO_2 без примесей.

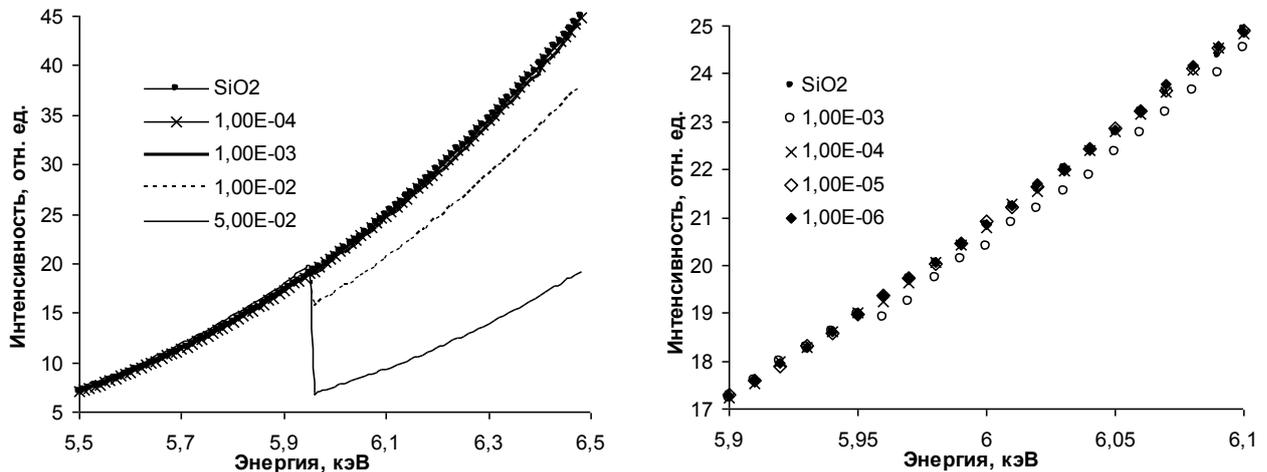


Рисунок 3.2 – Распределение интенсивностей прошедшего излучения для модельного эксперимента

Стоит отметить, что более наглядными для данного типа экспериментов являются «разностные» спектры, полученные путем вычитания интенсивностей прошедшего излучения для чистой пробы и пробы содержащей примесь. На рисунке 3.3,а приведены такие спектры для концентраций 10^{-3} и 10^{-4} . Из этих спектров также хорошо видно, что концентрация 10^{-3} еще хорошо различима (в спектре присутствует характерная «ступенька» в районе края поглощения), концентрация же 10^{-4} не видна (спектр содержит лишь «шумы», обусловленные статистической погрешностью). Последнее верно, однако, только для данной статистики. Увеличение потока фотонов падающего на пробу излучения может позволить различить и более низкие концентрации.

Для того, чтобы различить в модельном эксперименте концентрацию 10^{-4} условия моделирования были несколько изменены. Во-первых, была увеличена общая статистика – до 10^{10} фотонов, во-вторых, моделирование проводилось в непосредственной окрестности края поглощения: ширина рассматриваемого

диапазона составляла 90 эВ, что позволило увеличить статистику в канале, сохранив при этом приемлемое время, затрачиваемое на моделирование. Таким образом, статистика была доведена до 10^9 фотонов в канале. На рисунке 3.3,б приведен разностный спектр для концентрации 10^{-4} при таких условиях. На данном рисунке в спектре также хорошо видна «ступенька» в районе края поглощения, и, следовательно, при таком потоке падающего на пробу излучения концентрация 10^{-4} также определяется в пробе. Таким образом, предложенный метод анализа компонентного состава вещества обеспечивает чувствительность не хуже 10^{-4} . Стоит отметить, что дальнейшее увеличение интенсивности падающего излучения способно обеспечивать обнаружение и более низких концентраций.

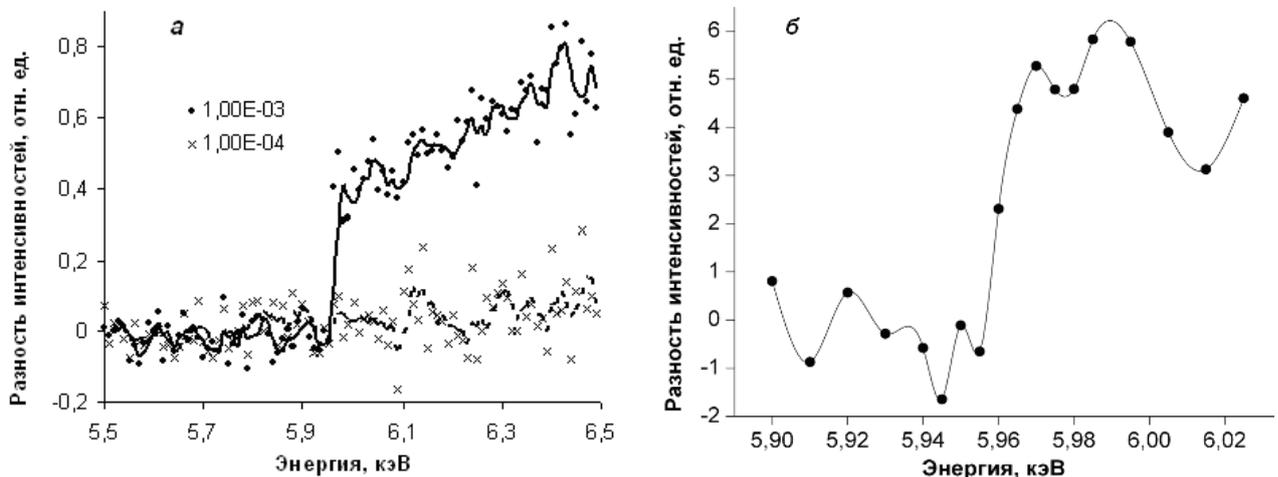


Рисунок 3.3 – Разностные спектры для пробы SiO_2 с примесью хрома. Статистика 10^7 (а) и 10^9 (б) первоначальных фотонов на канал. Концентрация примеси 10^{-3} и 10^{-4} (а), 10^{-4} (б)

Одной из важных областей, в которой предложенное устройство может найти применение, помимо лабораторного анализа, является экологический контроль. В частности, оно может быть использовано для определения состава вод. Вопросы наличия примесей в сточной или питьевой воде являются крайне актуальными в настоящее время. Для проверки применимости предложенного устройства для контроля состава вод было проведено моделирование спектров излучения, прошедшего через пробу, представляющую собой слой воды, содержащий различные примеси и через чистый слой воды. В качестве примесей

выбирались элементы из разных областей периодической таблицы, наиболее часто встречающиеся в составе природных вод: Ca (как легкий элемент), Fe (средний по тяжести) и Pb (тяжелый). Концентрация каждого элемента задавалась равной 10^{-4} по массе. При этом для Ca и Fe для анализа была выбрана область вблизи K -края поглощения, для Pb – вблизи L_{III} -края. Разностные спектры для случаев наличия этих примесей приведены на рисунке 3.4. Как видно из приведенных спектров, наличие данных примесей с концентрацией 10^{-4} хорошо выявляется предложенным методом.

Таким образом, предложен способ определения элементного состава проб по степени поглощения рентгеновского излучения на разных длинах волн и устройство для рентгеновского абсорбционного спектрального анализа, позволяющее реализовать данный способ. С использованием разработанного кода для численного моделирования взаимодействия рентгеновского излучения с веществом исследуемого объекта, была оценена чувствительность предложенного способа. Согласно данным моделирования чувствительность такого способа не хуже 10^{-4} по массе, на примере примеси Cr в SiO_2 . Использование предложенного устройства позволит проводить анализ чистых и сверхчистых проб.

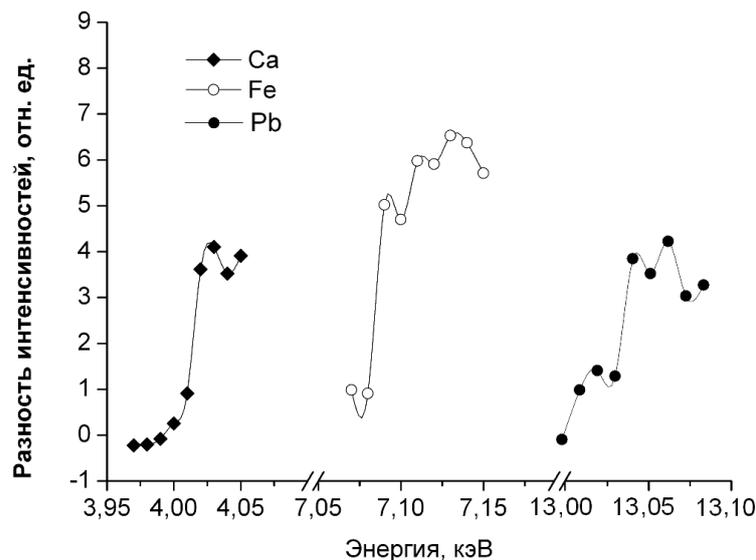


Рисунок 3.4 – Разностные спектры для пробы воды с примесями Ca, Fe, Pb. Статистика – 10^9 первоначальных фотонов на канал

Оценки, проведенные по разработанной модели для проб, представляющих собой слой воды, содержащий различные примеси, показывают сохранение чувствительности способа на том же уровне для широкого спектра примесей – от Са до РЬ, что позволяет сделать выводы о применимости предложенного способа к анализу состава воды в экологическом контроле.

Оценим время, необходимое для проведения полного элементного анализа в диапазоне от Са до РЬ. Для такого анализа необходимо провести измерения в диапазоне энергий, составляющем примерно 10 кэВ. При сохранении ширины канала равной 10 эВ, в таком диапазоне укладывается 10^3 каналов. Как было показано, для определения концентрации на уровне 10^{-4} необходим поток равный 10^9 фотонов. Таким образом, для полного анализа необходим поток на уровне 10^{12} фотонов. Как показано в главе 1 (см., например, рисунок 1.3), генерирующий источник на базе рентгеновской трубки способен обеспечить интенсивность плотности потока излучения порядка 10^7 (фотон/с·мм²·мА·кэВ), что при пересчете на ширину канала 10 эВ составит 10^5 фотон/с·мм²·мА. При использовании рентгеновской трубки, обеспечивающей ток на уровне 10 мА (что является типичным рабочим током для современных рентгеновских аппаратов), интенсивность плотности потока от источника излучения составит 10^6 (фотон/с·мм²) При использовании детектора с площадью поверхности чувствительного объема порядка 1 см², в него будет попадать 10^8 фотон/с. Тогда для проведения измерения потребуется $(10^{12}/10^8)=10^4$ секунд, что составляет примерно три часа. Таким образом, полный элементный анализ пробы по химическим элементам в диапазоне от Са до РЬ можно провести за время равное трем часам, при использовании акустомонохроматора и стандартного генерирующего источника на основе рентгеновской трубки.

3.2. Источник излучения с линейчатым спектром для контроля компонентного состава многокомпонентных жидкостей

В данном разделе предложен и описан источник рентгеновского излучения с линейчатым спектром, предназначенный для использования в плотномерях

устройств для определения компонентного состава многокомпонентных смесей, и, в частности, потоков скважинной продукции. Как было описано во введение, создание подобных источников востребовано для решения задач многофазной расходомерии (МФР).

Как отмечалось выше, устройства для МФР, основанные на анализе прошедшего через объект исследования (многокомпонентную среду) проникающего излучения, в т.ч. рентгеновского, являются в настоящее время одними из наиболее совершенных многофазных расходомеров. При этом, недостатки современных расходомеров, основанных на этом принципе, обусловлены применением в качестве источников излучения радиоактивных изотопов. Схематично, устройство подобного многофазного расходомера показано на рисунке 3.5, на примере устройства класса Vx от Schlumberger. Основными составляющими такого расходомера являются труба Вентури, с помощью которой определяют общий поток, проходящий через контрольный участок, и гамма-плотномер, предназначенный для определения массовых долей каждой из компонент.

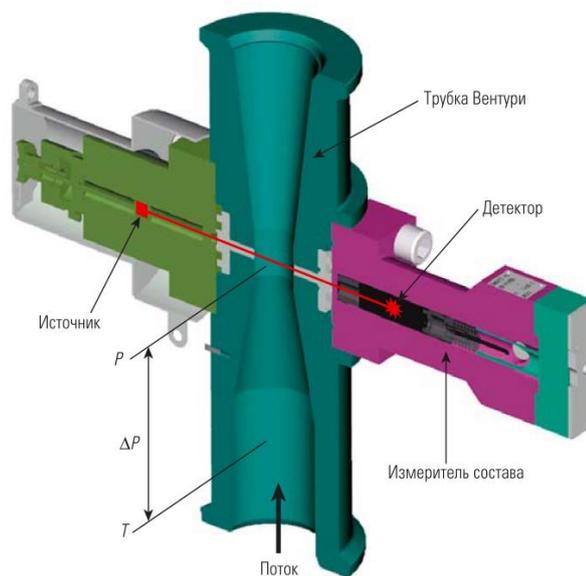


Рисунок 3.5 – Поперечный разрез многофазного расходомера, построенного по технологии Vx [137]

Одним из основных недостатков устройств на основе радиоактивных источников является низкий уровень потока излучения. Коммерчески доступные в настоящее время источники обеспечивают поток квантов порядка 10^3 фотон/сек

в 10^{-4} стерадиан. В то же время, источники излучения на основе рентгеновских трубок, способны обеспечить поток излучения более 10^8 фотон/сек в 10^{-4} стерадиан на линии излучения с шириной порядка 10 эВ, что позволяет говорить о перспективности их применения в создании подобных устройств. Однако прямое применение подобных источников, как отмечено во Введении, ведет к возникновению существенных сложностей на этапах детектирования излучения и обработки результатов, связанных с непрерывным характером спектра их излучения.

На рисунке 3.6 показана суть «двухэнергетической технологии» контроля компонентного состава, применяющейся в устройствах, использующих в качестве источника излучения рентгеновские трубки напрямую, без модификации спектра излучения. Спектры излучения на разных этапах были промоделированы с использованием модификации кода, описанного в первой главе данной работы. Как правило, алгоритм определения состава выглядит следующим образом. Исследуемый поток просвечивают РИ от рентгеновской трубки при двух различных значениях напряжения на ней, и регистрируют интенсивность излучения прошедшего без взаимодействия с объектом контроля. Изменение напряжения приводит к смещению «центра тяжести» спектра РИ (с увеличением напряжения увеличивается максимальная энергия квантов излучения, происходит рост интенсивности высокоэнергетической части излучения) и, соответственно, изменению доли излучения, прошедшего через поток (тем выше, чем выше напряжение). Усредненное значение энергии РИ («эквивалентное центру тяжести») принимается за значение энергии излучения. Таким образом, получают зависимость интенсивности излучения, прошедшего через анализируемый поток от энергии излучения. По этой зависимости и определяют массовые доли компонент потока.

Недостатком двухэнергетической технологии в таком виде является:

- во-первых, регистрация полного потока излучения во всем спектральном диапазоне, что накладывает серьезные временные ограничения на проведение одного измерения, связанные с быстродействием детекторов. Быстродействие

современных коммерчески доступных детекторов не превышает **10 МГц**, что позволяет использовать РТ с мощностью на аноде не более чем 10 Вт в отсутствие тестового объекта и не более чем 100 Вт в присутствии тестового объекта;

- во-вторых, момент перехода при анализе интенсивностей от излучения непрерывного спектра к «эквивалентному» моноэнергетическому излучению с той же интенсивностью. Очевидно, характер взаимодействия непрерывного спектра и моноэнергетической линии излучения можно рассматривать как эквивалентные очень грубо. Это приближение приводит к значительной ошибке при интерпретации полученной зависимости интенсивности от энергии, что снижает точность анализа, и, как следствие, требует увеличение времени облучения потока жидкости для того чтобы скомпенсировать ошибку, но при этом автоматически увеличивается объем прокаченной жидкости по которому проходит усреднение измеряемых параметров.

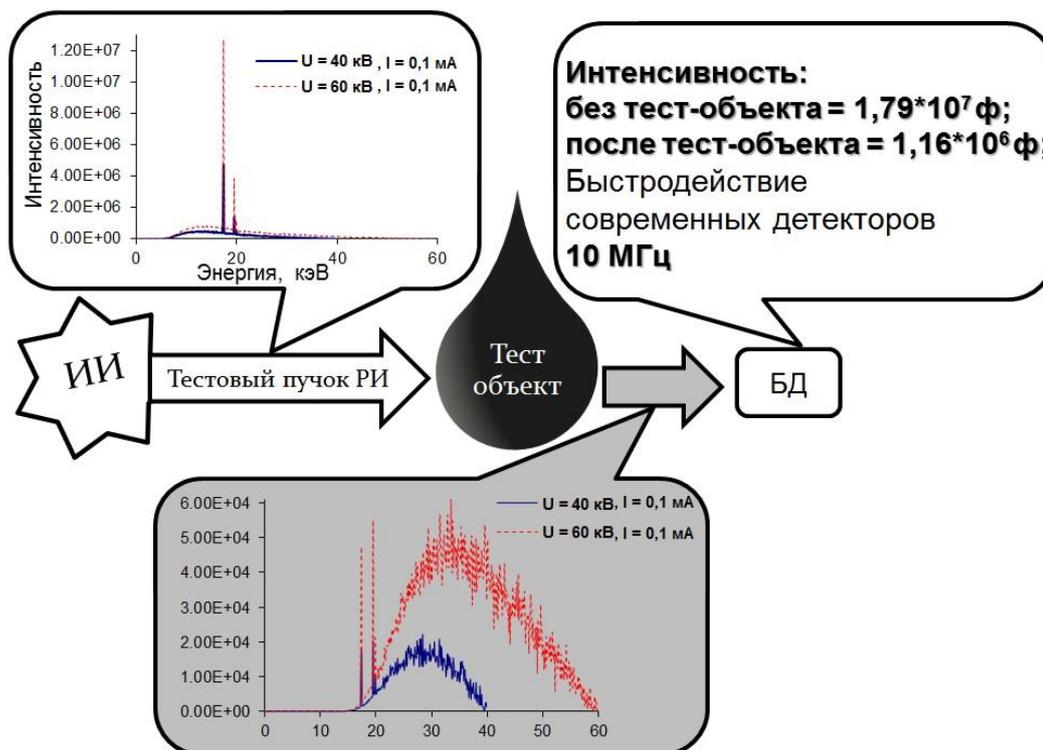


Рисунок 3.6 – принципиальная схема двухэнергетической технологии

В качестве альтернативы известным способам предлагается переход к волнодисперсионному анализу излучения прошедшего через многофазную среду. Отличие «волновой» технологии заключается в том, что из непрерывного спектра

излучения трубки, при помощи блока монохроматоров-анализаторов, выделяют излучение с двумя различными длинами волн (энергиями), зависимость интенсивности которых и рассматривают в дальнейшем. Это позволяет избежать при анализе приближений, являющихся источниками ошибки в «двухэнергетической» технологии и значительно увеличить потенциальный резерв счетной характеристики детектора. На рисунке 3.7 приведена принципиальная схема «двухволновой технологии»

Основная трудность «двухволновой технологии» – выделение монохроматических линий достаточной интенсивности, и, самое главное, без высших гармоник (порядков), которые вносят заметные погрешности. Данная задача может быть решена с использованием комбинированного двухкристального монохроматора-анализатора, состоящего из акустомонохроматора, рассмотренного во второй главе, и традиционного брегговского монохроматора. Первый кристаллический акустомонохроматор позволяет выделить линию в мягкой части спектра, при этом высшие порядки будут более чем на порядок подавлены из-за невыполнения условия полной переброски ($\mu t = 1$). Вторым кристаллическим монохроматором выбирается таким образом, что первый порядок дифракции приходится в диапазон спектра сильного подавления, а рабочей линией является второй порядок дифракции. Линии от третьего порядка дифракции нет по определению, так как напряжение на трубке выбирается меньше энергии третьего порядка дифракции.

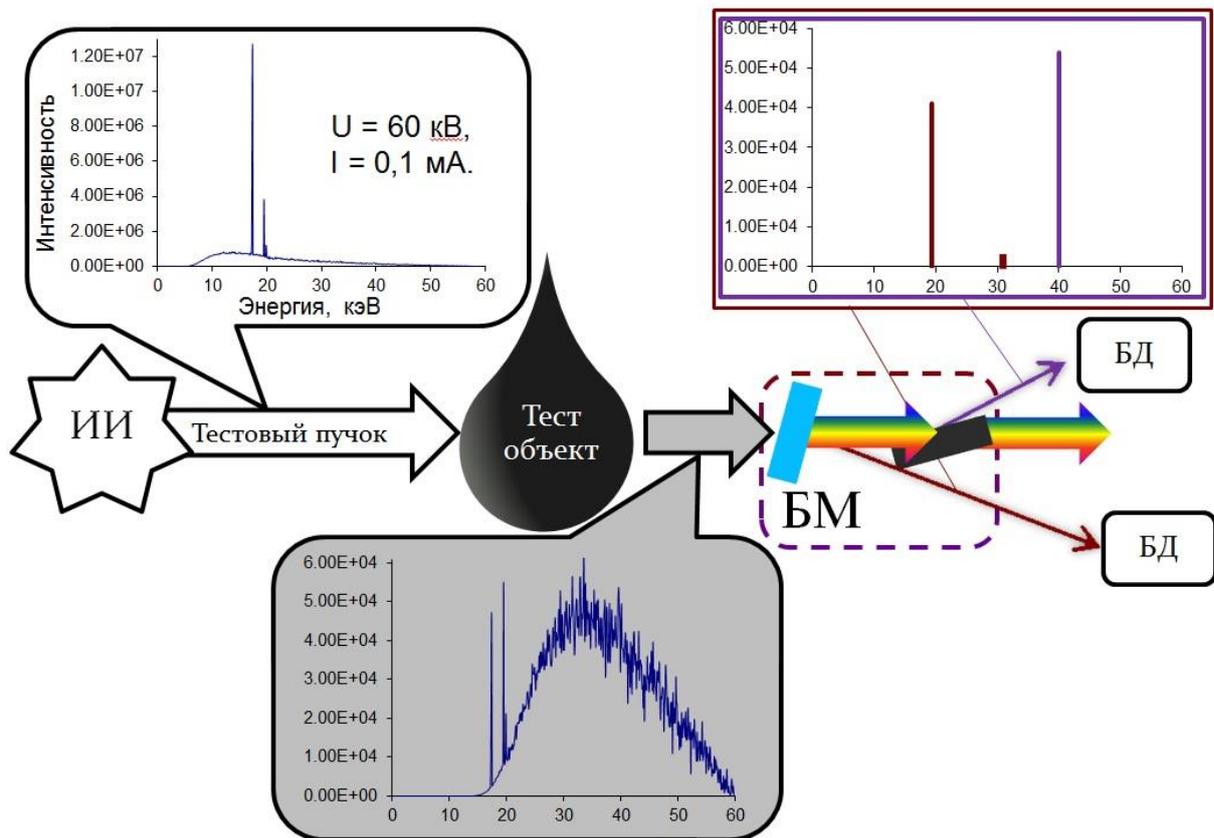


Рисунок 3.7 – принципиальная схема двухволновой технологии

Прежде чем проводить экспериментальные исследования потенциальных возможностей и ограничений предложенной технологии, а именно чувствительности и, соответственно, экспрессности измерений в стендовом эксперименте, имеет смысл теоретически оценить потенциальный предел чувствительности, который может обеспечить предложенное устройство. Теоретические оценки проводились с использованием модификации программного кода, описанного в первой главе работы. Для проверки возможностей предложенного метода было проведено моделирование спектров излучения на различных этапах исследования. В качестве источника излучения рассматривалась трубка с анодом из серебра работающая при напряжении катод-анод равным 60 кВ.

На рисунке 3.8 приведены спектры излучения, генерируемого трубкой до и после прохождения через исследуемый объект. Линия ХРИ серебра с энергией 22,1 кэВ была выбрана в качестве первой рабочей линии для дальнейших оценок, а в качестве второй - линия с удвоенной энергией.

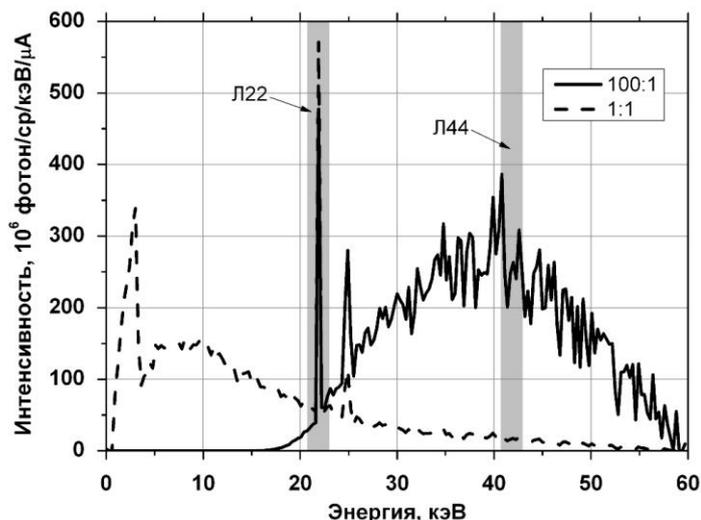


Рисунок 3.8 – Спектры излучения от рентгеновской трубки с анодом из серебра, до прохождения объекта исследования (пунктирная линия) и после его прохождения (сплошная линия, увеличена в 100 раз)

На рисунке 3.9 приведены спектры рентгеновского излучения, прошедшего без взаимодействия через 73 мм воды (пунктирная линия) и нефти (сплошная линия), после отражения от кристаллов. Данные спектры хорошо иллюстрируют разницу в степени поглощения излучения разными компонентами многокомпонентной среды.

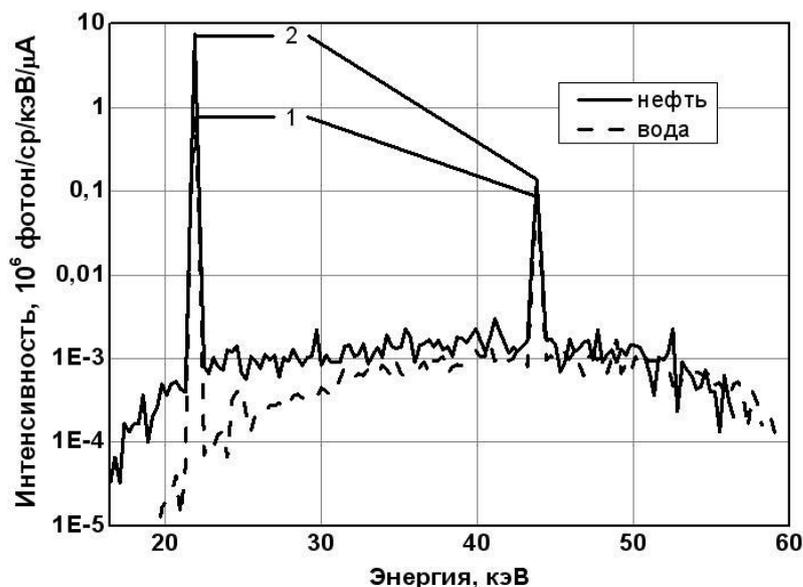


Рисунок 3.9 – Спектры рентгеновского излучения, прошедшего без взаимодействия через 73 мм воды (пунктирная линия) и нефти (сплошная линия), после отражения от кристалла.

1 и 2 обозначены максимальные уровни для воды и нефти, соответственно

На рисунке 3.10 для сравнения приведены спектры излучения от источников рентгеновского излучения: а) Fluor'X [62]: источника на основе вторичной флуоресценции, являющегося одним из передовых в настоящее время, б) предложенного источника после отражения от кристаллов-монокроматоров.

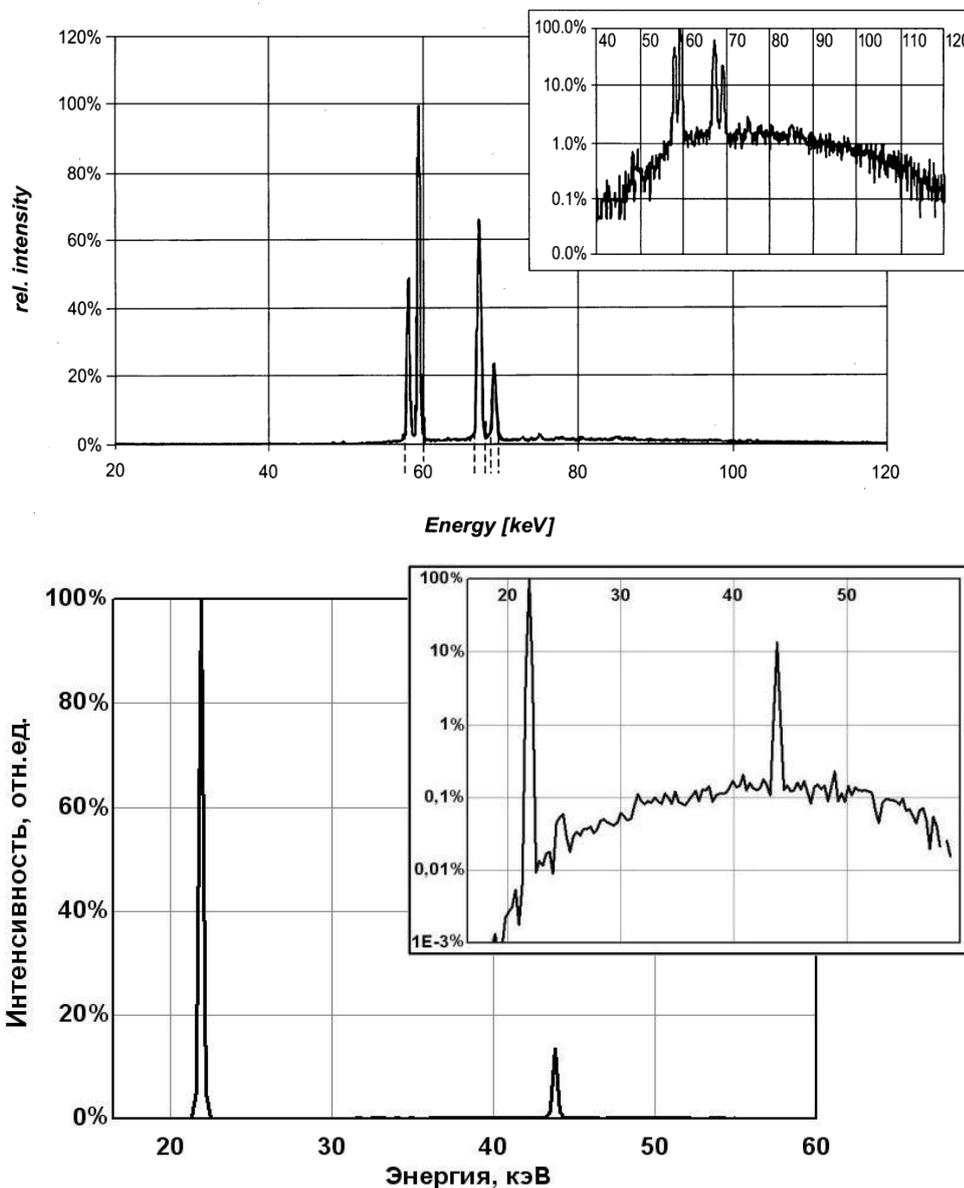


Рисунок 3.10 – Спектры излучения от источника рентгеновского излучения: а) Fluor'X, б) предложенного источника

Из сравнения спектров, приведенных на рисунке 3.10, видно, что отношение числа фотонов фонового излучения к числу фотонов монолиний у источника FluorX близко к единице, в то время как при использовании дифракции для

выделения аналитических линий это отношение составило величину менее 0,03, что указывает на преимущество последнего способа монохроматизации.

С другой стороны, для получения статистической неопределенности на уровне стабильности современных источников рентгеновского излучения – это порядка 0,1% квантов в секунду – можно оценить необходимое время для накопления статистики. В предположении, что процесс взаимодействия квантов рентгеновского излучения с веществом детектора подчиняется распределению Пуассона, формула для определения времени запишется в виде:

$$t = \frac{1}{\bar{N}\delta^2}$$

где δ – относительная статистическая ошибка, \bar{N} – среднее число квантов, падающих на детектор за секунду.

Таким образом, в случае источника FluorX на одно измерение потребуется время $\max\{t_l, t_h\}$, индексы l и h отвечают за линии с низкой и высокой энергией квантов, соответственно.

$$t_l = 1/(0,0035*1e6*1e-6)=286 \text{ секунд,}$$

$$t_h = 1/(0,0025*1e6*1e-6)=400 \text{ секунд.}$$

Предложенное авторами устройство позволяет проводить измерение с заявленной статистической неопределенностью за время

$$t_l = 1/(0,75*1e6*1e-6)=1 \text{ секунда,}$$

$$t_h = 1/(0,1*1e6*1e-6)=10 \text{ секунд.}$$

По существу, принцип предложенного устройства основан на измерении средней плотности (или толщины), поэтому верхнюю оценку точности устройства можно провести по минимальному ее отклонению, которое возможно зафиксировать. Возможность различить особенности исследуемого объекта определяется параметром SNR , отражающий отношение сигнала к шуму, его минимальное значение, при котором еще можно выделить разницу в сигнале, равно 1. Для нашего случая с монохроматическим излучением отношение сигнал/шум принимает вид:

$$SNR = \frac{N_2 - N_1}{\sqrt{N_1}},$$

где N_1 – количество фотонов, прошедших через однородную среду (например, 100% воды), толщиной H ; N_2 – количество фотонов, прошедших через ту же среду, содержащую определенное количество нефти или газа. Рассчитаем минимально возможные линейные размеры δ неоднородности с коэффициентом поглощения μ_2 , находящейся в однородной среде с коэффициентом поглощения μ_1 . Пусть количество падающих на среду фотонов равно N_0 . Обозначим через N_1 количество фотонов излучения, прошедшего через однородную среду с коэффициентом поглощения μ_1 , N_2 – количество фотонов, прошедших через среду с μ_2 :

$$N_1 = N_0 \exp(-\mu_1 H); N_2 = N_0 \exp(-\mu_1(H-\delta) - \mu_2 \delta);$$

Подставляя эти выражения в формулу для SNR , получим

$$SNR = \frac{N_0 \exp(-\mu_1(H-\delta) - \mu_2 \delta) - N_0 \exp(-\mu_1 H)}{\sqrt{N_0} \exp(-\frac{\mu_1 H}{2})} =$$

$$\sqrt{N_0} [\exp(-\mu_1(0,5H - \delta) - \mu_2 \delta) - \exp(-0,5\mu_1 H)]$$

Приравнявая к единице, получаем условие:

$$\exp((\mu_1 - \mu_2)\delta) - 1 = \frac{\exp(0,5\mu_1 H)}{\sqrt{N_0}}$$

Выразим показатель экспоненты, стоящей слева:

$$(\mu_1 - \mu_2)\delta = \ln \left(\frac{\exp(0,5\mu_1 H)}{\sqrt{N_0}} + 1 \right)$$

откуда

$$\delta = \frac{1}{\mu_1 - \mu_2} \ln \left(\frac{\exp(0,5\mu_1 H)}{\sqrt{N_0}} + 1 \right) \approx \frac{\exp(0,5\mu_1 H)}{(\mu_1 - \mu_2)\sqrt{N_0}} = \frac{1}{(\mu_1 - \mu_2)\sqrt{N_1}}$$

Оценим наименьшие линейные размеры капли нефти, которую можно детектировать в воде, при энергии излучения в 44 КэВ, что для коэффициентов поглощения дает значения $\mu_1 = 0,247792 \text{ см}^{-1}$, $\mu_2 = 0,196561 \text{ см}^{-1}$, для воды и нефти соответственно. Согласно результатам моделирования количество фотонов,

попавших в детектор с телесным углом 10^{-4} стерадиан за 10 сек., составит $N_1 = 950000$, следовательно, получим оценку

$$\delta_{oil} = 0,02 \text{ см.}$$

Аналогично, для пузырька метана с $\mu_2 = 0,000234 \text{ см}^{-1}$, при той же энергии

$$\delta_{met} = 0,0041 \text{ см.}$$

Для энергии излучения 22 КэВ коэффициенты поглощения воды $\mu_1 = 0,655937 \text{ см}^{-1}$, нефти $\mu_2 = 0,337753 \text{ см}^{-1}$ и метана $\mu_2 = 0,000374 \text{ см}^{-1}$, количество фотонов $N_1 = 7500000$. Соответствующие размеры капли нефти в воде:

$$\delta_{oil} = 0,0011 \text{ см,}$$

и пузырька метана

$$\delta_{met} \approx 0,0007 \text{ см.}$$

Таким образом, минимальные линейные размеры пузырька метана в воде, которые можно детектировать составляют 41 мкм, нефти – 200 мкм при загрузке детектора на уровне $1 \cdot 10^6$ имп./сек. и диаметре трубы 73 мм. Следовательно, объемная доля метана, различимая при таком подходе составляет 0,06%, а нефти 0,27%.

То же самое в массовых долях определяемых компонент, для нефти с учетом средней плотности $0,9 \text{ г/см}^3$:

$$m_{oil} = \frac{x}{H \langle \rho \rangle} \rho_{oil} = 0,0025 = 0,25\%$$

Отметим, что известные в настоящее время коммерчески доступные устройства имеют чувствительность не более 5%.

Конечное устройство, таким образом, имеет следующий вид (рисунок 3.11).

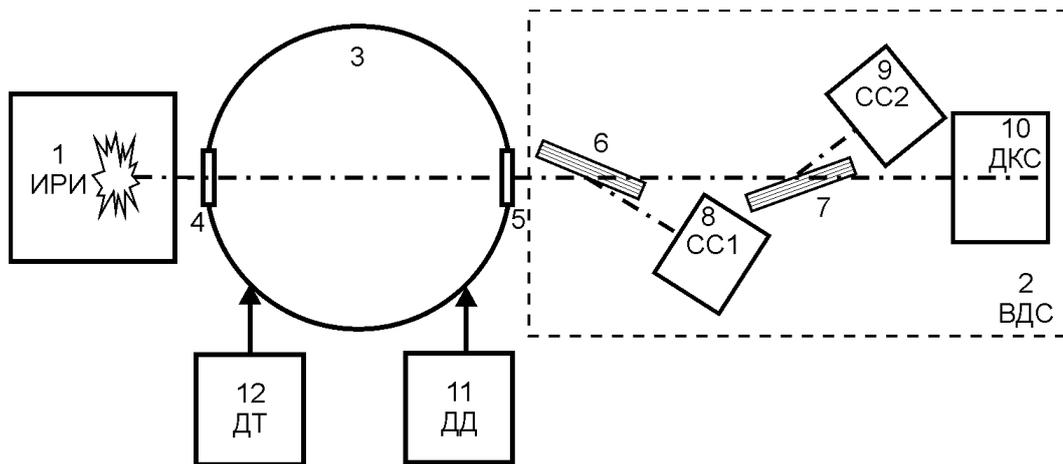


Рисунок 3.11 – Устройство для определения компонентного состава потока многокомпонентной жидкости

Источник рентгеновского излучения 1 генерирует излучение со сложным спектральным составом, которое направлено на трубу 3, заполненную многокомпонентной смесью. Одна часть рентгеновского излучения проходит через окна 4 и 5 из материала с низким коэффициентом поглощения излучения и смесь, другая часть – через стенки трубы 3, в которых излучение практически полностью поглощается, тем самым формируется узкий луч излучения. Луч, прошедший через многокомпонентную смесь, становится носителем информации о ее характеристиках, так как в зависимости от состава и параметров многофазной жидкости рентгеновское излучение по-разному поглощается и рассеивается за счет фотоэффекта и комптоновского рассеяния. Прошедшая без взаимодействия с окнами 4 и 5 и потоком многофазной жидкости часть луча рентгеновского излучения, направляется на волнодисперсионный спектрометр 2, где луч попадает на кристаллический монохроматор-анализатор 6. Часть луча рентгеновского излучения, удовлетворяющая условию Брэгга, дифрагирует на кристаллическом монохроматоре-анализаторе 6, а другая часть проходит его без отклонения. После этого, луч попадает на кристаллический монохроматор-анализатор 7, где, аналогично, часть луча, удовлетворяющая условию Брэгга для кристаллического монохроматора-анализатора 7, дифрагирует, а оставшаяся часть проходит его без отклонения.

Дифрагированное на кристаллическом монохроматоре-анализаторе 6 излучение направляется в счетчик ионизирующего излучения 8, а дифрагированное на кристаллическом монохроматоре-анализаторе 7 излучение направляется в счетчик ионизирующего излучения 9. При этом дифрагированное излучение уже является монохроматическим. Сцинтилляционный счетчик ионизирующего излучения 8 регистрирует монохроматическое излучение с одной энергией, соответствующей условию Брэгга для кристаллического монохроматора-анализатора 6, и регистрирует скорость счета в одном спектральном диапазоне, а сцинтилляционный счетчик ионизирующего излучения 9 регистрирует монохроматическое излучение с другой энергией, соответствующей условию Брэгга для кристаллического монохроматора-анализатора 7, и регистрирует скорость счета в другом спектральном диапазоне.

Излучение, прошедшее без отклонения, попадает в датчик контроля (монитор стабилизации) интенсивности рентгеновского излучения 10, который регистрирует общий ток, создаваемый излучением в чувствительном объеме, который несет информацию об интегральной интенсивности излучения в конкретный момент времени, и используется для мониторингования.

Одновременно, датчики измерения давления 11 и температуры 12 многофазной жидкости измеряют температуру и давление потока жидкости, используемые для уточнения значений коэффициентов поглощения компонент потока.

Данные от датчиков контроля и стабилизации интенсивности рентгеновского излучения 10, измерения давления 11 и температуры 12 многофазной жидкости, от сцинтилляционных счетчиков ионизирующего излучения 8 и 9 поступают на ЭВМ. При этом скорости счета по двум монохроматическим линиям, зарегистрированные счетчиками ионизирующего излучения 8 и 9 и датчиками измерения давления 11 и температуры 12 используются для расчета массовых долей отдельных компонент многофазной жидкости, и с помощью программного обеспечения решается система вида:

$$I(E_1) = I_0(E_1) \exp[-L \sum \mu_i(E_1, p, T) w_i \rho_i(p, T)];$$

$$I(E_2)=I_0(E_2)\exp[-L\sum\mu_i(E_2,p,T)w_i\rho_i(p,T)];$$

...

$$\sum w_i=1,$$

где $I(E_{1,2})$ – интенсивность рентгеновского излучения с энергией $E_{1,2}$, падающего на поток многофазной жидкости; $I_0(E_{1,2})$ – интенсивность рентгеновского излучения с энергией $E_{1,2}$, прошедшего через поток без взаимодействия; L – расстояние, пройденное излучением через поток многофазной жидкости; $\mu_i(E_{1,2},p,T)$ – массовый коэффициент поглощения излучения с энергией $E_{1,2}$ при температуре T и давлении p для i -той компоненты; w_i – массовая доля (концентрация) i -той компоненты; $\rho_i(p,T)$ – плотность i -той компоненты при температуре T и давлении p .

Значения $I_0(E_1)$, $I_0(E_2)$ и т.д. определяю из измерений в отсутствие потока жидкости в трубе 3 или из предварительного моделирования, а $I(E_1)$, $I(E_2)$ и т.д. из скоростей счета при измерении на трубе 3 с потоком многофазной жидкости.

Таким образом, с помощью предложенного устройства при регистрации скоростей счета в двух спектральных диапазонах контролируют концентрации трехкомпонентных потоков, например, потока типа нефть-вода-газ.

Значения $I(E_1)$, $I_0(E_1)$, $I(E_2)$, $I_0(E_2)$ и т.д. нормируют в соответствии со значением тока, зарегистрированным датчиком контроля и стабилизации интенсивности рентгеновского излучения 10 в соответствующий момент времени, что позволяет уменьшить статистический разброс данных обусловленный флуктуациями тока и напряжения источника рентгеновского излучения 1.

Экспериментальные исследования чувствительности предложенного устройства проводились на лабораторной базе кафедры Прикладной физики, Физико-технического института, Национального исследовательского Томского политехнического университета. В качестве источника рентгеновского излучения использовалась рентгеновская трубка РАП 60-25. Измерения проводились при напряжении 60 кВ и токе 10 мА. Рентгеновский аппарат был помещен в свинцовый домик с толщиной стенки 5 см.

Излучение формировалось коллиматором диаметром 3 мм, расположенным на расстоянии 90 мм от выходного окна рентгеновской трубки. Сформированный пучок излучения падал на набор монохроматоров. Дифрагированное излучение, представляющее собой две монохроматические линии с энергиями 22,1 кэВ и 44,2 кэВ, проходило через емкость, заполненную заранее подготовленной эталонной жидкой смесью. Эталонные жидкости представляли собой дистиллированную воду и водные растворы NaCl различных концентраций. Ослабленное в жидкой смеси излучение регистрировалось энергодисперсионным блоком детектирования рентгеновского излучения на основе кремниевого pin-детектора с криогенным охлаждением. Блок детектирования, изготовленный ООО «УНИТЕКС» по разработанному техническому заданию, обеспечивает эффективную регистрацию фотонов с энергиями 3...60кэВ. Время одиночного измерения составляло 1 секунду. На рисунке 3.12 в качестве примера приведен спектр РИ, зарегистрированный после прохождения емкости с дистиллированной водой.

Как видно из рисунка, интенсивность второй монохроматической линии находится на уровне приблизительно 10 процентов, а интенсивность фона, за исключением мягкой части, на уровне 0,1%, что, в общем, согласуется с результатами моделирования. На рисунке 3.13 приведены спектры излучения, зарегистрированные после прохождения емкостей с эталонными жидкостями при различных концентрациях NaCl.

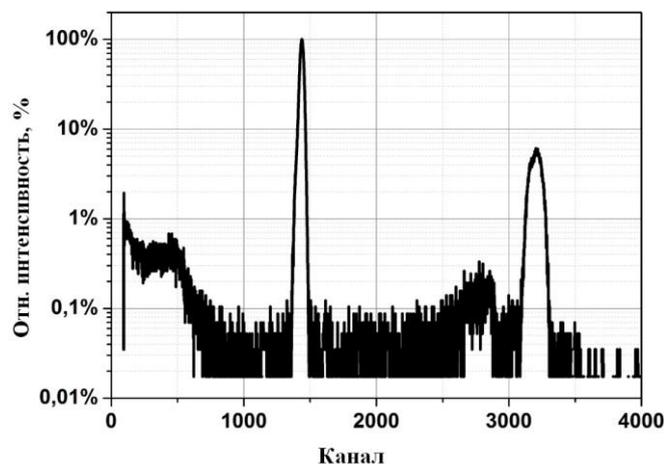


Рисунок 3.12 – Спектр РИ после прохождения емкости, заполненной дистиллированной водой в логарифмическом масштабе

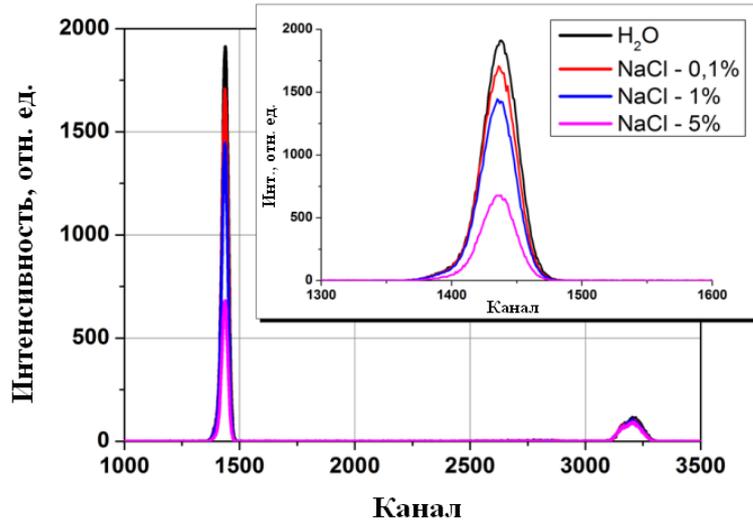


Рисунок 3.13 – Спектры РИ после прохождения емкостей, заполненных эталонными жидкостями в линейном масштабе

Как видно из рисунка, присутствие примеси на уровне даже 0,1 % по массе хорошо различимо в проведенном эксперименте (интенсивность монохроматической линии заметно ниже в присутствии примеси). Таким образом, экспериментально была подтверждена чувствительность предложенного способа на уровне не хуже 0.1% при времени одиночного измерения равном одной секунде.

Таким образом, был разработан генерирующий источник рентгеновского излучения квазилинейчатого спектра, обеспечивающий генерацию излучения с двумя различными энергиями, обладающего высокой интенсивностью, а также устройство для контроля компонентного состава многокомпонентных жидкостей в потоке. Показано, что предложенное устройство обеспечивает чувствительность, сравнимую с характеристиками мировых аналогов, при значительном снижении затрат на изготовление источника.

Результаты работы, описанной в этой главе, опубликованы в трудах [134–136, 138–152].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертации получены следующие основные результаты:

- Реализован программный код, выполненный с использованием инструментария GEANT4, для численного моделирования спектральных характеристик рентгеновского излучения, генерируемого различными источниками для произвольной геометрии. Разработанный код позволяет рассчитывать спектральные характеристики генерирующих источников излучения. Одна из опций кода позволяет моделировать результаты взаимодействия зондирующего пучка с веществом.
- Реализовано устройство адаптивной рентгеновской оптики (акустомонохроматор) на основе кристалла кварца, находящегося под внешним электромагнитным воздействием. Исследованы частотные и амплитудные зависимости интенсивности дифрагированного рентгеновского излучения в присутствии электромагнитного возбуждения кристалла. Показана возможность увеличения интенсивности дифрагированного в 5 раз при использовании адаптивной рентгеновской оптики по сравнению с традиционными монохроматорами.
- Разработано устройство для элементного абсорбционного анализа на базе лабораторного источника рентгеновского излучения с использованием адаптивной рентгеновской оптики, позволяющее определять в составе пробы наличие примесей химических элементов в диапазоне элементов от Са до Рb, с концентрацией до 10^{-4} за время измерения 3 часа.
- Разработано устройство для контроля для контроля компонентного состава многокомпонентных жидкостей в потоке, обеспечивающее определение компонент смеси с концентрацией до 0,1% за время одиночного измерения 1 секунда.

По теме диссертации опубликована 31 работа [121–136, 138–152], из которых 4 статьи в изданиях, включенных в списки ВАК, 5 статей индексируемых

базами Web of Science и SciVerse Scopus (в т.ч. 1 в журнале с импакт-фактором > 1), а также 15 материалов и тезисов докладов на мероприятиях всероссийского и международного уровней.

В рамках выполнения работы получены три патента: один патент на изобретение (Приложение Г), два патента на полезную модель (Приложения Д, Е), а также одно свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ (Приложение В).

Часть результатов представленных в работе была использована при выполнении грантов и государственных контрактов:

- ФЦП ГК № П1202 «Акустооптические элементы для медицинского диагностического оборудования» (2009 – 2011 гг.);
- ФЦП ГК № 11.519.11.2030 «Разработка адаптивной рентгеновской оптики нового поколения для устройств исследования биологических объектов и быстропротекающих процессов» (2011 – 2013 гг.);
- ФЦП ГК № 14.515.11.0102 «Разработка аппаратно-программных средств бесконтактного, высокоточного мониторинга компонентного состава потока скважинной жидкости для интеллектуальных систем управления разработки месторождений углеводородов» (2013 г.)
- Грант Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере, договор № 91гу1/2013 «Разработка аппаратно-программного комплекса бесконтактного высокоточного мониторинга потока многокомпонентной жидкости» (2013 – 2016 гг.)
- Грант компании British Petroleum на научные исследования по теме «Технология бессепарационного экспресс определения характеристик потоков многофазной жидкости и устройство для ее реализации» (2015-2016 гг.)

Последние два гранта выполнены непосредственно под руководством автора диссертации.

Автор диссертации выражает благодарность сотрудникам кафедры Прикладной физики Физико-технического института Томского политехнического университета Вагнеру А.Р., Гоголеву А.С., Стучеброву С.Г, Милойчиковой И.А.,

сотруднику компании «Новые облачные технологии» Матюнину С.А. за неоценимую помощь при выполнении данной работы, а также своему научному руководителю доктору физико-математических наук, профессору Потылицыну А.П. за постоянную помощь и многочисленные обсуждения аспектов работы.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Описание программного кода в соответствии с ГОСТ 19.402-78

УТВЕРЖДАЮ
Заведующий лабораторией
А. С. Гоголев



“ 22 ” 11 20 13

ПРОГРАММА МОДЕЛИРОВАНИЯ СПЕКТРОВ
РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Описание программы
ЛИСТ УТВЕРЖДЕНИЯ

643.ФЮРА.00001-01 13 01-ЛУ

Инд. № подл.	Подпись и дата	Взам. инв. №	Инд. № дубл.	Подпись и дата

Исполнитель
Инженер

 Черепенников Ю.М.

“ 22 ” 11 20 13

Нормоконтролер

 Лимарева А.В.

“ 22 ” 11 20 13

2013

УТВЕРЖДЕНО

643.ФЮРА.00001-01 13 01-ЛУ

**ПРОГРАММА МОДЕЛИРОВАНИЯ СПЕКТРОВ
РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

Описание программы

643.ФЮРА.00001-01 13 01

Листов 25

Инв. № подл.	Подпись и дата	Взам. инв. №	Инв. № дубл.	Подпись и дата

2013

АННОТАЦИЯ

В данном программном документе приведены описание и текст программы «tube_Ag_45_45», предназначенной для расчета спектров рентгеновского излучения генерируемого пучком электронов в аморфной мишени с использованием метода Монте-Карло. Текст программы реализован в виде символической записи на исходном языке. Исходным языком данной разработки является объектно-ориентированный язык C++. Среда разработки - Kdevelop, компилятор – g++.

Основной функцией программы является расчет спектральных характеристик рентгеновского излучения для заданного значения энергии электронного пучка и при заданной геометрии эксперимента.

3**643.ФЮРА.00001-01 13 01****СОДЕРЖАНИЕ**

1 Общие сведения	4
2 Функциональное назначение	5
3 Описание логической структуры.....	6
4 Используемые технические средства	23
5 Вызов и загрузка.....	23
6 Входные данные.....	24
7 Выходные данные	24
Лист регистрации изменений	25

4

643.ФЮРА.00001-01 13 01

1 ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Программа «tube_Ag_45_45» использует подходы объектно-ориентированного программирования. Системные программные средства, используемые программой, должны быть представлены операционной системой семейства Linux. Для функционирования программы на ПК необходимо предустановленное свободно распространяемое программное обеспечение стороннего разработчика пакеты программирования GEANT4 (версии 9.3) и CLHEP.

Программа состоит из следующих файлов: tube_Ag_45_45.cc; makefile; run.mac; vis.mac; каталога include, включающего файлы DetectorConstruction.hh; PhysicsList.hh; PrimaryGeneratorAction.hh; SensitiveDetector.hh; SteppingVerbose.hh и каталога src, включающего DetectorConstruction.cc; PhysicsList.cc; PrimaryGeneratorAction.cc; SensitiveDetector.cc; SteppingVerbose.cc.

Список файлов программы tube_Ag_45_45:

– tube_Ag_45_45.cc	2 011 байт
– makefile	186 байт
– run.mac	22 байт
– vis.mac	873 байт
– \include\ DetectorConstruction.hh	1 001 байт
– \include\ PhysicsList.hh	484 байт
– \include\ PrimaryGeneratorAction.hh	586 байт
– \include\ SensitiveDetector.hh	386 байт
– \include\ SteppingVerbose.hh	276 байт
– \src\ DetectorConstruction.cc	3 657 байт
– \src\ PhysicsList.cc	7 397 байт
– \src\ PrimaryGeneratorAction.cc	1 484 байт
– \src\ SensitiveDetector.cc	1 505 байт
– \src\ SteppingVerbose.cc	4 704 байт

Исходным языком программирования является объектно-ориентированный язык C++. Среда разработки - Kdevelop, компилятор – g++.

2 ФУНКЦИОНАЛЬНОЕ НАЗНАЧЕНИЕ

2.1 Классы решаемых задач

Задачи моделирования физического эксперимента в настоящее время приобретают все большее значение, в частности в области физики занимающейся изучением взаимодействий ионизирующих излучений (в том числе рентгеновского излучения) с веществом. Существует специализированный пакет программирования GEANT4 для решения данных задач. Данный пакет предназначен для широкого спектра задач в области моделирования взаимодействия излучения с веществом. GEANT4 начал развиваться в CERN в 70-х года прошлого века и необходимость его появления была продиктована усложняющимися экспериментами и соответствующих установок. На сегодняшний день GEANT4.0 является негласным стандартом при планировании экспериментов и интерпретации его результатов. С использованием данного пакета была разработана программа «tube_Ag_45_45», позволяющая рассчитывать спектры рентгеновского излучения, генерируемого пучком электронов в аморфных мишенях и, в частности, моделировать спектры потоков излучения от рентгеновских трубок.

2.2 Назначение программы

Основной функцией программы «tube_Ag_45_45» является расчет спектральных характеристик и интенсивности рентгеновского излучения, при взаимодействии заданного числа электронов с мишенью заданной формы и материалы.

Основная задача вызываемой программы tube_Ag_45_45 – позволить получать данные о потоках рентгеновского излучения, не прибегая к проведению физического экспериментов или сложных аналитических вычислений. Программа «tube_Ag_45_45» может быть полезна для людей, работающих в областях физики взаимодействий ионизирующих излучений с веществом, медицинской физики, клинической дозиметрии.

6**643.ФЮРА.00001-01 13 01****2.3 Сведения о функциональных ограничениях на применение**

Для работы программы «tube_Ag_45_45» требуется POSIX-совместимая операционная система с предустановленными пакетами GEANT4 и CLHEP.

Программа «tube_Ag_45_45» использует при работе наборы библиотек GEANT4 и CLHEP, и не может быть использована в отсутствие этих пакетов. Так же могут наблюдаться проблемы с работой программы на машинах с установленным GEANT4 версий отличных от 9.3.

Программа «tube_Ag_45_45» не имеет видимого графического интерфейса и запускается на исполнение только из командной строки. Все параметры моделирования задаются непосредственно в тексте программы, в связи с чем программа требует предварительной компиляции перед запуском.

3 ОПИСАНИЕ ЛОГИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ

Любая программа на GEANT4 использует методы объектно-ориентированного программирования, в котором базовым понятием является класс. Расчеты ведутся с использованием метода статистических испытаний Монте-Карло. Программа должна содержать определение нескольких основных классов, которые заключают в себя всю специфику конкретной задачи, и регистрацию этих классов в специальном объекте G4RunManager, который и управляет процессом моделирования. В число этих классов входят как обязательные:

- G4VUserDetectorConstruction, содержащий определение геометрии установки, и, обычно, определение используемых материалов и назначение чувствительных областей;
- G4VPhysicsList, подключающий моделирование интересующих физических процессов;
- G4VUserPrimaryGeneratorAction, описывающий источник первичных частиц в моделировании;

так и необязательные классы, без которых моделирование возможно: G4UserRunAction, G4UserEventAction и G4UserSteppingAction, позволяющие модифицировать поведение GEANT4 на том или ином этапе моделирования.

643.ФЮРА.00001-01 13 01

Определение каждого класса помещается в соответствующий отдельный файл, а в главном файле проекта (tube_Ag_45_45.cc) происходит сведение всего воедино и регистрация классов в G4RunManager.

Файл начинается с подключений заголовочных файлов.

```
#include<G4RunManager.hh>
#include<G4UImanager.hh>
#include<G4UItterminal.hh>
#include<G4VisExecutive.hh>
#include<G4Material.hh>
#include<G4UserRunAction.hh>
#include<G4Run.hh>
#include<iostream>
#include<string>
#include<CLHEP/Random/Random.h>
#include<unistd.h>
#include<time.h>
```

В списке подключаемых файлов сначала перечислены системные, входящие в состав GEANT4 и компилятора, а затем заголовочные файлы текущего проекта. Они отличаются способом задания имени: не в угловых скобках $\langle \rangle$, а в кавычках. Эти файлы размещены в папке include.

```
#include "DetectorConstruction.hh"
#include "PrimaryGeneratorAction.hh"
#include "SteppingVerbose.hh"
#include "PhysicsList.hh"
#include "SensitiveDetector.hh"
using namespace std;
const char macros[]="run.mac";
```

Далее следует определение класса RunAction, который наследуется от класса G4UserRunAction и содержит функцию-член BeginOfRunAction, которая автоматически вызывается в начале каждого запуска. Для простоты определение

8

643.ФЮРА.00001-01 13 01

этого класса не вынесено в отдельные файлы, а целиком приведено в tube_Ag_45_45.cc

```
class RunAction: public G4UserRunAction
{
public:
    void BeginOfRunAction(const G4Run* aRun)
    {
        G4cout << "### Run " << aRun->GetRunID() << " start." << G4endl;
    }
};
```

Далее следует определение функции main(). Здесь происходит инициализация GEANT4 и все остальные вспомогательные действия.

```
int main(int argc, char** argv)
{
```

Установка экземпляра класса SteppingVerbose, который отвечает за печать подробной информации о каждом шаге частиц в процессе моделирования. Степень детализации выводимой информации зависит от числового параметра /stepping/verbose в файле gun.mac или vis.mac, 0 соответствует минимально подробной, а 9 максимально подробной информации о каждом шаге. Класс SteppingVerbose определен в файлах SteppingVerbose.hh и SteppingVerbose.cc. Оператор new создает объект — экземпляр этого класса и возвращает указатель на созданный объект.

```
G4VSteppingVerbose::SetInstance(new SteppingVerbose);
```

Настройка генератора случайных чисел. По умолчанию он возвращает одну и ту же последовательность случайных чисел, что удобно при отладке. Для генерирования более случайных последовательностей требуется задавать так называемое зерно (seed), которое в данном случае задается как сумма текущего времени в секундах. Это дает достаточно удовлетворительную случайность.

```
CLHEP::HepRandom::setTheSeed(time(0));
```

9

643.ФЮРА.00001-01 13 01

Далее создается объект `G4RunManager`, который управляет запуском и остановкой моделирования.

```
G4RunManager * runManager = new G4RunManager;
```

Создается объект `DetectorConstruction` (см. класс `DetectorConstruction` в файле `DetectorConstruction.hh`) и регистрируется в `G4RunManager`.

```
DetectorConstruction* detector_c = new DetectorConstruction;
```

```
runManager->SetUserInitialization(detector_c);
```

Так же создается и регистрируется в `G4RunManager` пакет физических процессов `PhysicsList` (см. соответствующие файлы).

```
G4VUserPhysicsList *p = new PhysicsList;
```

```
runManager->SetUserInitialization(p);
```

Создается и инициализируется объект класса `G4VisExecutive`, который позволяет различными способами визуализировать моделирование.

```
G4VisManager* visManager = new G4VisExecutive;
```

```
visManager->Initialize();
```

```
runManager->SetUserAction(new PrimaryGeneratorAction);
```

```
runManager->SetUserAction(new RunAction);
```

```
runManager->SetUserAction(new EventAction);
```

```
runManager->SetUserAction(new SteppingAction);
```

В конце вызывается метод `G4RunManager::Initialize()` и процесс инициализации GEANT4 завершается.

```
runManager->Initialize();
```

Печать информации о зарегистрированных материалах.

```
cout<<"===== "<<endl;
```

```
cout<< *(G4Material::GetMaterialTable()) << endl;
```

```
cout<<"===== "<<endl;
```

Через объект класса `G4UImanager` производится выполнение макрокоманд из файла `run.mac` или `vis.mac` (на него указывает определенная выше переменная `macros`). Это удобно, потому что при изменении `run.mac` или `vis.mac` не нужно

10**643.ФЮРА.00001-01 13 01**

перекомпилировать всю программу. В `run.mac` или `vis.mac` находятся команды, непосредственно запускающие моделирование.

```
G4UImanager * UI = G4UImanager::GetUIpointer();
G4UISession * session = new G4UITerminal();
UI->ExecuteMacroFile(macros);
```

После окончания моделирования освобождается память.

```
delete session;
delete visManager;
delete runManager;
return 0;
}
```

Класс DetectorConstruction

Геометрические характеристики моделирования в GEANT4 задаются через класс `G4VUserDetectorConstruction`. Чтобы сделать это, необходимо определить класс, наследующий `G4VUserDetectorConstruction` и определить в нем функцию `Construct()`, которая будет автоматически вызвана на этапе инициализации.

Объявление класса `DetectorConstruction` находится в файле **`DetectorConstruction.hh`**.

DetectorConstruction.hh

В начале файла находится так называемый *include guard*, необходимый во всех заголовочных файлах.

```
#ifndef DetectorConstruction_h
#define DetectorConstruction_h 1
```

Подключение заголовочных файлов GEANT4. В GEANT4 используется следующее соглашение: каждый класс объявляется в отдельном файле, и имя файла совпадает с именем класса. Файл `globals.hh` содержит физические константы.

```
#include<globals.hh>
#include<G4VUserDetectorConstruction.hh>
```

11**643.ФИЮРА.00001-01 13 01**

```
#include<G4VSolid.hh>
#include<G4LogicalVolume.hh>
#include<G4VPhysicalVolume.hh>
#include<G4Material.hh>
```

Для удобства определен класс World, который соответствует внешнему объему в геометрии GEANT4, внутри которого находится вся моделируемая установка. Этот объем можно было бы создать и просто через цепочку Solid→Logic→Physic, но можно и инкапсулировать ее в одном классе World.

```
class World {
protected:
    G4VSolid *solid;
    G4LogicalVolume *logic;
    G4VPhysicalVolume *physic;
    G4Material *mater;
    double sizex, sizey, sizez;
public:
    World(double size_x, double size_y, double size_z, G4Material
*mater_=NULL);
    operator G4LogicalVolume*() {return logic;}
    G4LogicalVolume *getLogic() {return logic;}
    G4VSolid *getSolid() {return solid;}
    G4VPhysicalVolume *getPhysic() {return physic;}
};
```

Объявление класса DetectorConstruction, наследуемого от G4VUserDetectorConstruction.

```
class DetectorConstruction : public G4VUserDetectorConstruction
{
```

Открытые члены класса DetectorConstruction.

12

643.ФИЮРА.00001-01 13 01

Далее идет объявление конструктора и деструктора класса DetectorConstruction — функций, которые автоматически вызываются при создании и уничтожении объекта.

```
public:
    DetectorConstruction();
    ~DetectorConstruction();
```

Функция Construct включает в себе основную функциональность класса DetectorConstruction. Она создает геометрию и материалы.

```
G4VPhysicalVolume* Construct();
protected:
```

Также объявляется защищенная переменная-указатель на World. Она будет проинициализирована позднее.

```
World *world;
};
#endif
```

Определение объявленного в файле DetectorConstruction.hh класса DetectorConstruction находится в файле **DetectorConstruction.cc**.

DetectorConstruction.cc

```
#include<G4NistManager.hh>
#include<G4Box.hh>
#include<G4Tubs.hh>
#include<G4LogicalVolume.hh>
#include<G4PVPlacement.hh>
#include<G4SDManager.hh>
#include<G4VisAttributes.hh>
#include<G4RotationMatrix.hh>
#include"DetectorConstruction.hh"
#include"SensitiveDetector.hh"
using namespace std;
```

13

643.ФЮРА.00001-01 13 01

Здесь определяется макрос Mat(), для того чтобы сократить запись: теперь вместо того чтобы писать G4NistManager::Instance()->FindOrBuildMaterial(«G4_Ag») достаточно написать Mat("G4_Ag"). При этом будет произведена инициализация соответствующего материала в базе данных GEANT4.

```
#define Mat(x) (G4NistManager::Instance()->FindOrBuildMaterial(x))
```

Определение конструктора класса World. Он принимает четыре параметра: ширину, высоту, глубину и материал, и создает в качестве материнского объема куб с этими параметрами через цепочку вызовов Solid→Logic→Physic.

```
World::World(double size_x, double size_y, double size_z, G4Material
*mater_):
mater(mater_), sizex(size_x), sizey(size_y), sizez(size_z)
{
solid = new G4Box("world", sizex/2, sizey/2, sizez/2);
logic = new G4LogicalVolume( solid, mater, "World", 0, 0, 0);
physic = new G4PVPlacement(0, G4ThreeVector(), logic, "World",0, false,
0);
}
```

Далее определяются конструктор и деструктор DetectorConstruction.

```
DetectorConstruction::DetectorConstruction(){}
DetectorConstruction::~DetectorConstruction(){}
```

Основную работу в DetectorConstruction выполняет функция Construct()

```
G4VPhysicalVolume* DetectorConstruction::Construct()
{
```

Для начала создается материнский объем размером 100×100×100 см., «заполненный» вакуумом.

```
world = new World(100*cm, 100*cm, 100*cm, Mat("G4_Galactic"));
```

Затем создается мишень толщиной 5 мм (2*2,5*mm).

```
G4Box *solidTgt = new G4Box("solidTgt", 1*cm, 1*cm, 2.5*mm);
```

14

643.ФЮРА.00001-01 13 01

На следующем этапе создается логический объем G4LogicalVolume, который содержит информацию о материале и магнитных свойствах среды. В данном случае никаких магнитных свойств нет.

```
G4LogicalVolume *logiclTgt = new G4LogicalVolume(solidTgt,
Mat("G4_Ag"), "logiclTgt");
```

Третий этап — это физический объем, в котором содержится информация о положении объекта относительно материнского, то есть World. Здесь оно задается вектором G4ThreeVector(0, 0, 0), то есть в центре.

```
G4PVPlacement *physilTgt = new G4PVPlacement(0,
G4ThreeVector(0,0,0), logiclTgt, "physilTgt", world->getLogic(),false, 0);
```

Аналогично создается объем детектора смещенный по оси Y на 10 см.

```
G4RotationMatrix* Det_rot = new
G4RotationMatrix(G4ThreeVector(1.0,0.0,0.0),265.0*deg);
```

```
G4Box *solidDet = new G4Box("solidDet", 2,5*cm, 2,5*cm, 0.001*mm);
```

```
G4LogicalVolume *logicDet = new G4LogicalVolume(solidDet,
Mat("G4_Si"), "logicDet");
```

```
G4PVPlacement *physiDet = new G4PVPlacement(0, G4ThreeVector(0, -
10*cm, 0*mm), logicDet, "physiDet", world->getLogic(),false, 0);
```

Для того, чтобы детектор реагировал на попадание частиц, он должен быть назначен так называемой *чувствительной областью*. Для этой цели в G4LogicalVolume есть специальное поле SensitiveDetector, которое содержит указатель на объект класса G4VSensitiveDetector. Этот объект автоматически вызывается каждый раз, когда очередной шаг моделирования частицы попадает внутри данного объема. Соответствующим образом, программируя класс SensitiveDetector можно получать выходные данные моделирования (см. раздел SensitiveDetector далее).

```
SensitiveDetector *detector = new SensitiveDetector("SensitiveDetector");
```

Объект SensitiveDetector должен быть зарегистрирован в G4SDManager.

```
G4SDManager* SDman = G4SDManager::GetSDMpointer();
```

```
SDman->AddNewDetector(detector);
```

15**643.ФИЮРА.00001-01 13 01**

Здесь SensitiveDetector сопоставляется детектору.

```
logicDet->SetSensitiveDetector(detector);
```

Стенки объекта World делаются прозрачными, чтобы не мешали при визуализации, а мишень окрашивается в синий цвет.

```
world->getLogic()->SetVisAttributes (G4VisAttributes::Invisible);
```

```
logicITgt->SetVisAttributes(G4VisAttributes::
```

```
G4VisAttributes(G4Colour::Blue()));
```

В конце успешно выполнившаяся функция Construct должна вернуть указатель на физический объем объекта World.

```
return world->getPhysic(); }
```

SensitiveDetector

Объекты SensitiveDetector обрабатывают информацию о каждом шаге моделирования внутри области геометрии, которой они назначены.

SensitiveDetector.hh

```
#ifndef SENSITIVEDETECTOR
#define SENSITIVEDETECTOR
#include<G4VSensitiveDetector.hh>
class G4Step;
class G4TouchableHistory;
```

Здесь объявляется класс SensitiveDetector. В данном случае он должен собирать спектрально-угловую информацию фотонов РИ, которые попали в детектор. Рассчитываются гистограммы, а затем значения из столбцов записываются в текстовые файлы.

```
class SensitiveDetector: public G4VSensitiveDetector
{
private:
```

Число столбцов в гистограмме спектра.

```
static const int NOBINS = 600;
```

16

643.ФЮРА.00001-01 13 01

Максимальный и минимальный пределы графика. Значения этих констант задаются в файле SensitiveDetector.cc.

```
const double HIST_MAX;
```

```
const double HIST_MIN;
```

Гистограмма будет представлена массивом int.

```
int histogram[NOBINS];
```

Временная переменная в которую записывается значение энергии фотона.

```
double accenergy;
```

```
public:
```

```
SensitiveDetector(G4String name);
```

```
~SensitiveDetector();
```

```
G4bool ProcessHits(G4Step *step, G4TouchableHistory *hist);
```

```
void EndOfEvent(int nEvent);
```

```
};
```

```
#endif /* SENSITIVEDETECTOR */
```

SensitiveDetector.cc

В начале, все как обычно: подключаются используемые библиотечные классы.

```
#include<G4Step.hh>
```

```
#include<fstream>
```

```
#include<iostream>
```

```
#include"SensitiveDetector.hh"
```

```
using namespace std;
```

Конструктор класса SensitiveDetector. Он принимает в качестве параметра имя, которое имеет тип G4String. При создании объекта это записывается так: new SensitiveDetector («a name»). Кроме того здесь же инициализируются константы, задающие верхний и нижний предел на графике. Потом обнуляются переменная phN и ячейки массивов histogrampmd, histogram.

17

643.ФЮРА.00001-01 13 01

```

SensitiveDetector::SensitiveDetector(G4String name):
G4VSensitiveDetector(name),
    HIST_MAX(60*keV),
    HIST_MIN(0*keV)
{
    for(int i = 0; i<NOBINS; i++)
        histogram[i] = 0;
}

```

Основная функция этого класса — ProcessHits(). Всякий раз, когда очередной шаг моделирования попадает в объем, которому принадлежит данный SensitiveDetector, вызывается эта функция.

```

G4bool SensitiveDetector::ProcessHits(G4Step *step, G4TouchableHistory *hist)
{
    Получаем имя частицы, чтобы выделить только фотоны.
    G4Track* track = step -> GetTrack();
    G4String particleName = track->GetDefinition()->GetParticleName();
    if (particleName == "gamma")
    {
        Затем получаем полную энергию частицы.
        double energy = step->GetTrack()->GetDynamicParticle()-
>GetTotalEnergy();

```

Теперь мы заносим полученные значения в гистограмму. Эта задача сводится к увеличению на 1 столбца гистограммы, соответствующего данной энергии.

```

    accenergy = energy;
    double bin_width = (HIST_MAX - HIST_MIN) / NOBINS;
    int index = int(floor((accenergy-HIST_MIN)/bin_width));
    if(index >= 0 && index < NOBINS)
    {
        histogram[index]++;
    }

```

18

643.ФИЮРА.00001-01 13 01

В последнюю очередь мы уничтожаем данную частицу, чтобы не регистрировать ее дважды. При этом частица выводится из моделирования.

```

        step->GetTrack()->SetTrackStatus(fStopAndKill);
    }
    return true;
}

```

Деструктор `~SensitiveDetector`. Эта функция вызывается автоматически при удалении объекта, поэтому здесь удобно разместить вывод результатов в файл.

```

SensitiveDetector::~SensitiveDetector()
{

```

Создаем поток, вывод которого направляется в файл `spectrum.dat`.

```

    std::ofstream file("spectrum.dat");

```

И записываем в него гистограмму в формате «энергия-число отсчетов».

```

    double bin_width = (HIST_MAX - HIST_MIN) / NOBINS;
    for(int i = 0; i < NOBINS; i++)
    {
        double energy = i*bin_width + HIST_MIN;
        file << std::setw(15) << energy/keV << " "
        << std::setw(15) << histogram[i] << std::endl;
    }
}

```

PhysicsList

В GEANT4 все используемые в моделировании физические процессы должны быть заранее подключены. Делается это в классе `PhysicsList`, то есть пакет физики. В нем должны создаваться определения всех частиц и для каждой частицы должны выбираться процессы, которые с ней могут происходить. В модели используется стандартный `PhysicsList`, используемый в большинстве программ на GEANT4. Он включает в себя следующие процессы: для фотонов

- фотоэффект;

19**643.ФЮРА.00001-01 13 01**

- комптоновское рассеяние;
- рождение пар.

Для электронов, позитронов и мюонов:

- тормозное излучение;
- множественное рассеяние;
- ионизация среды;
- аннигиляция с античастицами.

Кроме того для всех типов частиц подключается процесс Transportation, отвечающий за перемещение частиц в пространстве с учетом влияния магнитного поля, который пока не используется.

Код класса PhysicsList находится в файлах PhysicsList.hh и PhysicsList.cc.

PrimaryGeneratorAction

PrimaryGeneratorAction отвечает за создание первичной частицы, с которой начинается процесс моделирования события.

PrimaryGeneratorAction.hh

```
#ifndef PrimaryGeneratorAction_h
#define PrimaryGeneratorAction_h 1
#include <G4VUserPrimaryGeneratorAction.hh>
```

```
class G4ParticleGun;
class G4Event;
```

Класс PrimaryGeneratorAction наследуется от G4VUserPrimaryGeneratorAction.

```
class PrimaryGeneratorAction : public G4VUserPrimaryGeneratorAction
{
public:
    PrimaryGeneratorAction();
    ~PrimaryGeneratorAction();
```

20

643.ФИОРА.00001-01 13 01

```
public:
    void GeneratePrimaries(G4Event*);
```

```
private:
```

Задается объект G4ParticleGun, который позволяет ставить частицу в любой точке.

```
    G4ParticleGun* particleGun;
};
#endif
```

PrimaryGeneratorAction.cc

```
#include<G4Event.hh>
#include<G4ParticleGun.hh>
#include<G4ParticleTable.hh>
#include<G4ParticleDefinition.hh>
#include<globals.hh>
#include "PrimaryGeneratorAction.hh"
#include "DetectorConstruction.hh"
#include "G4RandomDirection.hh"
#include "Randomize.hh"
```

Конструктор класса. Здесь удобно создать G4ParticleGun и настроить его на определенный тип частиц. В данном случае это электроны с энергией 60 кэВ равномерно распределенные по поперечному сечению пучка, имеющего форму круга с радиусом 1 мм² в плоскости XOY, точка старта -10 см по оси Z.

```
PrimaryGeneratorAction::PrimaryGeneratorAction()
{
    G4int n_particle = 1;
    particleGun = new G4ParticleGun(n_particle);
    G4ParticleTable* particleTable = G4ParticleTable::GetParticleTable();
    particle = particleTable->FindParticle("e-");
}
```

21

643.ФЮРА.00001-01 13 01

```

PrimaryGeneratorAction::~PrimaryGeneratorAction()
{
    delete particleGun;
}
void PrimaryGeneratorAction::GeneratePrimaries(G4Event* event)
{
    particleGun->SetParticleDefinition(particle);
    particleGun->SetParticleEnergy(60*keV);
    G4double r = 0.5*(1 - 2*G4UniformRand()*mm);
    G4double ro = 3.1415926535*G4UniformRand();
    G4double x = r*cos(ro)*mm;
    G4double y = r*sin(ro)*mm;
    particleGun->SetParticlePosition(G4ThreeVector(x, y, -10*cm));
    particleGun-
>SetParticleMomentumDirection(G4ThreeVector(0.,0.,1.));
    particleGun->GeneratePrimaryVertex(event);
}

```

В деструкторе G4ParticleGun удаляется.

```

PrimaryGeneratorAction::~PrimaryGeneratorAction()
{
    delete particleGun;
}

```

GeneratePrimaries — это основная функция класса PrimaryGeneratorAction. Она вызывается в начале каждого события, чтобы сгенерировать первичные частицы, с которых начинается моделирование. Параметры частиц были раз и навсегда заданы в конструкторе, а здесь производится запуск ParticleGun.

```

void PrimaryGeneratorAction::GeneratePrimaries(G4Event* event)
{
    particleGun->GeneratePrimaryVertex(event);
}

```

Компиляция и запуск

Компиляцией программы управляет makefile.

```
name := tube_Ag_45_45
```

```
G4TARGET := $(name)
```

```
G4EXLIB := true
```

```
ifndef G4INSTALL
```

```
G4INSTALL = ../..
```

```
endif
```

```
.PHONY: all
```

```
all: lib bin
```

```
include $(G4INSTALL)/config/binmake.gmk
```

Для полной сборки проекта надо выполнить в корневой папке команду `make clean && make`. Программа запускается командой `$MYPATH/tube_Ag_45_45`. Переменной `$MYPATH` определен путь, где хранятся исполняемые файлы.

Файл `run.mac` и `vis.mac`

Эти файлы содержат команды для макропроцессора GEANT4. Удобство такого подхода заключается в том, что можно, во-первых, обойтись перекомпиляции всего проекта в случае незначительных изменений, во-вторых, язык макропроцессора допускает расширение и определение новых команд, исходя из требований конкретных задач.

Каждая строка, например, `vis.mac` является командой, и может иметь параметры. Имена команд выглядят как имена файлов и содержат «путь», указывающий на их функциональную принадлежность. Комментарии начинаются с #.

Команды `verbose` контролируют количество отладочных сообщений, которые выводит на экран GEANT4 в ходе работы. 0 – минимальное количество, 9 – максимальное.

```
/run/verbose 0
```

23**643.ФЮРА.00001-01 13 01**`/event/verbose 0``/tracking/verbose 0``/vis/verbose 2`

Выбор драйвера визуализации.

`/vis/open VRML2FILE`

Что следует отображать на визуализации (траектории).

`/vis/drawVolume``/vis/scene/add/trajectories`

Рисование объемов как закрасенных фигур. По умолчанию – линиями, то есть wireframe.

`/vis/viewer/set/style surface`

Если закомментировать эту строчку, то в начале каждого события картинка будет очищаться и не будет происходить накапливание треков.

`/vis/scene/endOfEventAction accumulate`

Запуск моделирования. Запускается 100 первичных электронов.

`/run/beamOn 100`**4 ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ТЕХНИЧЕСКИЕ СРЕДСТВА**

Для работы программы необходима электронная вычислительная машина с предустановленной POSIX-совместимой операционной системой и пакетами GEANT4 и CLHEP. Технические параметры машины:

- системная часть, содержащая вычислительный процессор с частотой не менее 2 ГГц (гигагерц) и материнскую плату с оперативной памятью не менее 2 ГБ (гигабайт)

24**643.ФЮРА.00001-01 13 01****5 ВЫЗОВ И ЗАГРУЗКА**

Запуск программы производится из командной строки командой \$MYPATH/tube_Ag_45_45, где переменной \$MYPATH определен путь, где хранятся исполняемые файлы.

6 ВХОДНЫЕ ДАННЫЕ

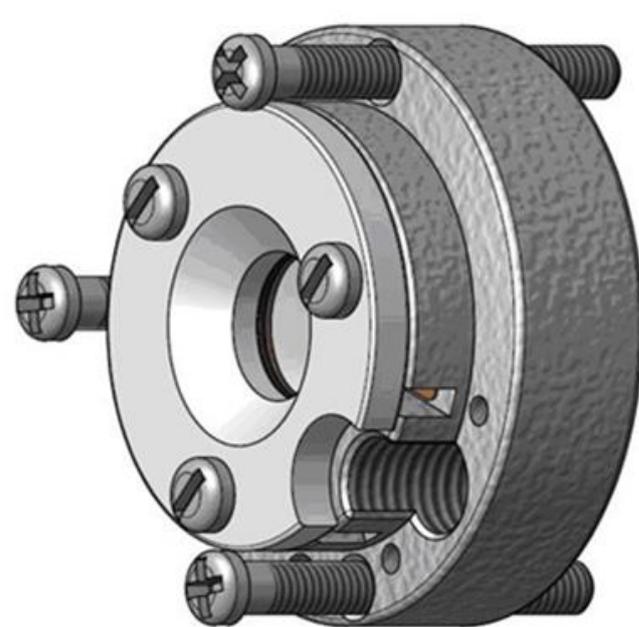
Программа «tube_Ag_45_45» в ходе своей работы не использует входных данных. Изменение параметров модели производится непосредственно в тексте файлов.

7 ВЫХОДНЫЕ ДАННЫЕ

По завершении работы программа «tube_Ag_45_45» создает файл spectrum.dat, в который записывает рассчитанный спектр излучения. При этом запись данных в файл spectrum.dat производится в виде текста, состоящего из двух столбцов. Цифры в первом столбце соответствуют энергиям зарегистрированных фотонов, а во втором – количеству зарегистрированных фотонов данной энергии.

ПРИЛОЖЕНИЕ Б

Чертежи модуля для монохроматизации РИ на основе активного кварцевого элемента в соответствии с ГОСТ 2.109-73



А

1

2

3

4

5

6

7

8

9

10

11

12

13

14

15

16

17

18

19

20

21

22

23

24

25

26

27

28

29

30

31

32

33

34

35

36

37

38

39

40

41

42

43

44

45

46

47

48

49

50

51

52

53

54

55

56

57

58

59

60

61

62

63

64

65

66

67

68

69

70

71

72

73

74

75

76

77

78

79

80

81

82

83

84

85

86

87

88

89

90

91

92

93

94

95

96

97

98

99

100

101

102

103

104

105

106

107

108

109

110

111

112

113

114

115

116

117

118

119

120

121

122

123

124

125

126

127

128

129

130

131

132

133

134

135

136

137

138

139

140

141

142

143

144

145

146

147

148

149

150

151

152

153

154

155

156

157

158

159

160

161

162

163

164

165

166

167

168

169

170

171

172

173

174

175

176

177

178

179

180

181

182

183

184

185

186

187

188

189

190

191

192

193

194

195

196

197

198

199

200

201

202

203

204

205

206

207

208

209

210

211

212

213

214

215

216

217

218

219

220

221

222

223

224

225

226

227

228

229

230

231

232

233

234

235

236

237

238

239

240

241

242

243

244

245

246

247

248

249

250

251

252

253

254

255

256

257

258

259

260

261

262

263

264

265

266

267

268

269

270

271

272

273

274

275

276

277

278

279

280

281

282

283

284

285

286

287

288

289

290

291

292

293

294

295

296

297

298

299

300

301

302

303

304

305

306

307

308

309

310

311

312

313

314

315

316

317

318

319

320

321

322

323

324

325

326

327

328

329

330

331

332

333

334

335

336

337

338

339

340

341

342

343

344

345

346

347

348

349

350

351

352

353

354

355

356

357

358

359

360

361

362

363

364

365

366

367

368

369

370

371

372

373

374

375

376

377

378

379

380

381

382

383

384

385

386

387

388

389

390

391

392

393

394

395

396

397

398

399

400

401

402

403

404

405

406

407

408

409

410

411

412

413

414

415

416

417

418

419

420

421

422

423

424

425

426

427

428

429

430

431

432

433

434

435

436

437

438

439

440

441

442

443

444

445

446

447

448

449

450

451

452

453

454

455

456

457

458

459

460

461

462

463

464

465

466

467

468

469

470

471

472

473

474

475

476

477

478

479

480

481

482

483

484

485

486

487

488

489

490

491

492

493

494

495

496

497

498

499

500

501

502

503

504

505

506

507

508

509

510

511

512

513

514

515

516

517

518

519

520

521

522

523

524

525

526

527

528

529

530

531

532

533

534

535

536

537

538

539

540

541

542

543

544

545

546

547

548

549

550

551

552

553

554

555

556

557

558

559

560

561

562

563

564

565

566

567

568

569

570

571

572

573

574

575

576

577

578

579

580

581

582

583

584

585

586

587

588

589

590

591

592

593

594

595

596

597

598

599

600

601

602

603

604

605

606

607

608

609

610

611

612

613

614

615

616

617

618

619

620

621

622

623

624

625

626

627

628

629

630

631

632

633

634

635

636

637

638

639

640

641

642

643

644

645

646

647

648

649

650

651

652

653

654

655

656

657

658

659

660

661

662

663

664

665

666

667

668

669

670

671

672

673

674

675

676

677

678

679

680

681

682

683

684

685

686

687

688

689

690

691

692

693

694

695

696

697

698

699

700

701

702

703

704

705

706

707

708

709

710

711

712

713

714

715

716

717

718

719

720

721

722

723

724

725

726

727

728

729

730

731

732

733

734

735

736

737

738

739

740

741

742

743

744

745

746

747

748

749

750

751

752

753

754

755

756

757

758

759

760

761

762

763

764

765

766

767

768

769

770

771

772

773

774

775

776

777

778

779

780

781

782

783

784

785

786

787

788

789

790

791

792

793

794

795

796

797

798

799

800

801

802

803

804

805

806

807

808

809

810

811

812

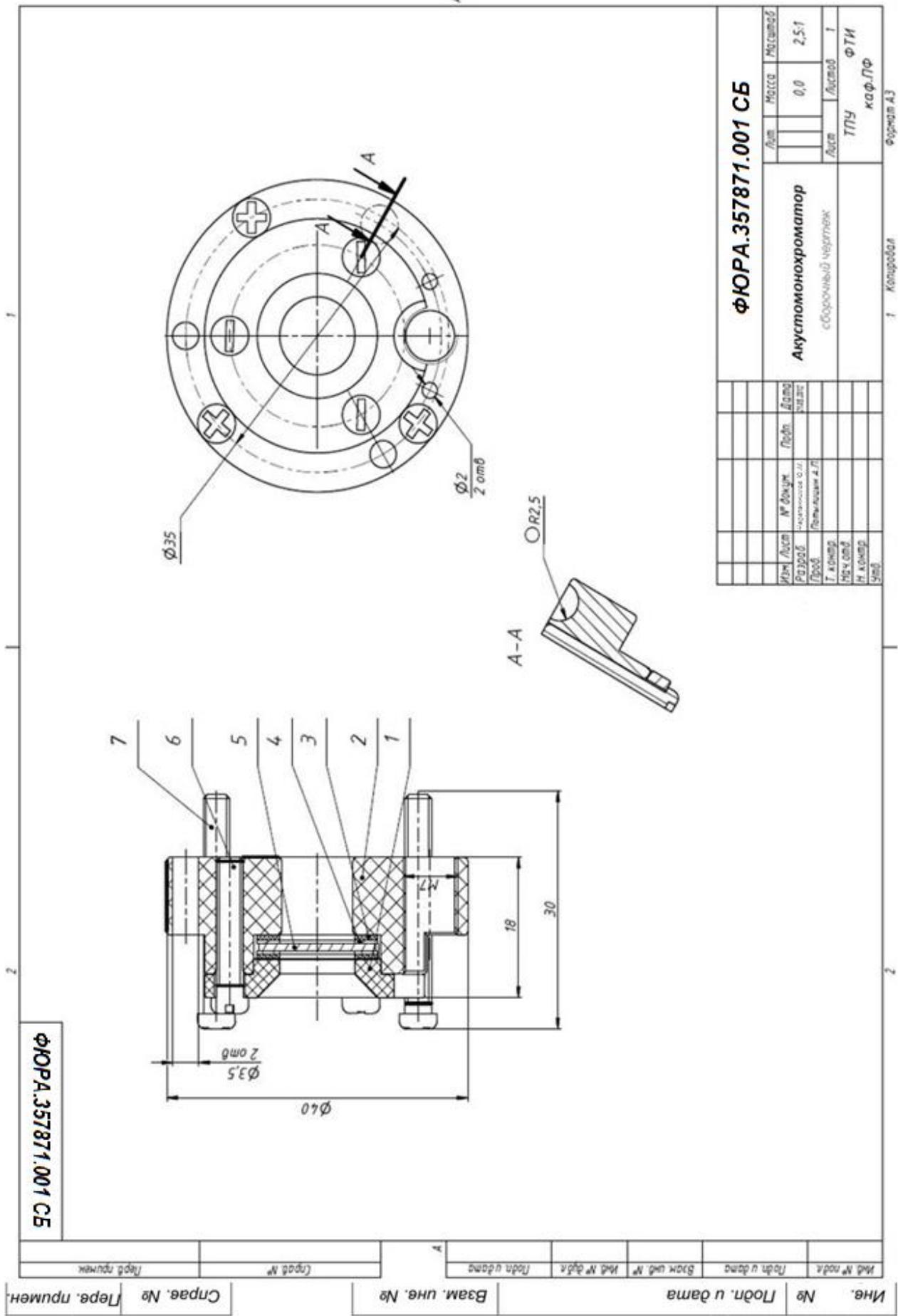
813

814

815

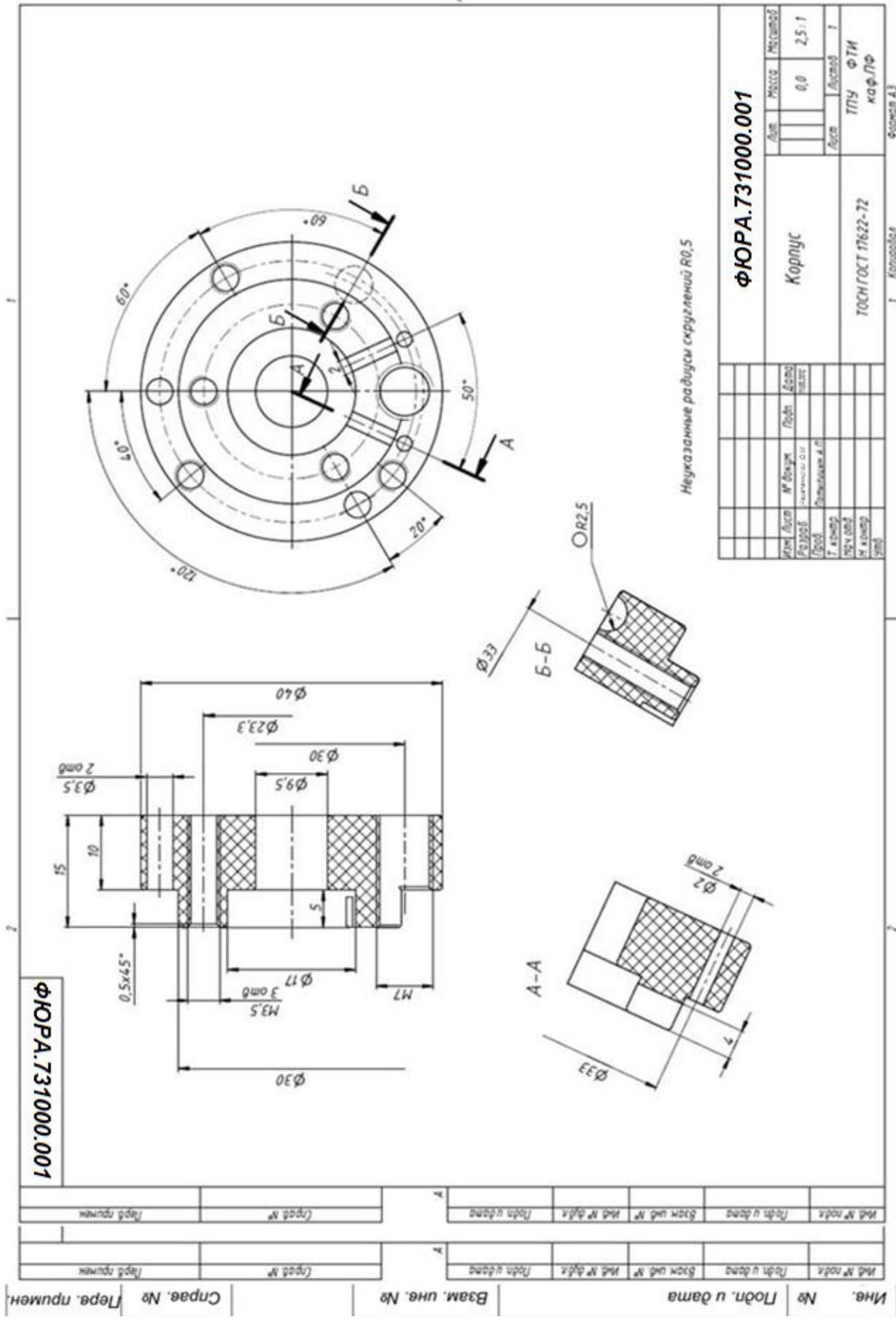
81

Формат	Зона	Поз.	Обозначение	Наименование	Кол-во	Примечание
				-		
				<u>Документация</u>	-	
A3			ФЮРА.357871.001 СБ	Сборочный чертеж		
				-		
				<u>Детали</u>		
				-		
A4		1	ФЮРА.711000.001	Крышка	1	
A3		2	ФЮРА.731000.001	Корпус	1	
A4		3	ФЮРА.745110.001	Прокладка	2	
A4		4	ФЮРА.757470.001	Клемма	2	
A4		5	ФЮРА.757650.001	Кристалл	1	
				<u>Стандартные изделия</u>		
		6		Винт М3х15		
				ГОСТ 17473-80	3	
		7		Винт 2.М3х25		
				ГОСТ 17473-80	3	
				ФЮРА.357871.001		
Изм	Лист	№ докум.	Подп.	Дата		
Разраб.		Черепенников Ю.М.			Лит.	Лист
Провер.		Потылицын А.П.				Листов
Утвердил					ТПУ ФТИ каф. ПФ	
					1	8
					Акустомонохроматор	



Име. №	Подп. и дата	Взам. инв. №	Срвае. №	Лера. нрмнен.
№	Подп. и дата	Взам. инв. №	Срвае. №	Лера. нрмнен.
№	Подп. и дата	Взам. инв. №	Срвае. №	Лера. нрмнен.
№	Подп. и дата	Взам. инв. №	Срвае. №	Лера. нрмнен.
№	Подп. и дата	Взам. инв. №	Срвае. №	Лера. нрмнен.
№	Подп. и дата	Взам. инв. №	Срвае. №	Лера. нрмнен.
№	Подп. и дата	Взам. инв. №	Срвае. №	Лера. нрмнен.
№	Подп. и дата	Взам. инв. №	Срвае. №	Лера. нрмнен.
№	Подп. и дата	Взам. инв. №	Срвае. №	Лера. нрмнен.
№	Подп. и дата	Взам. инв. №	Срвае. №	Лера. нрмнен.

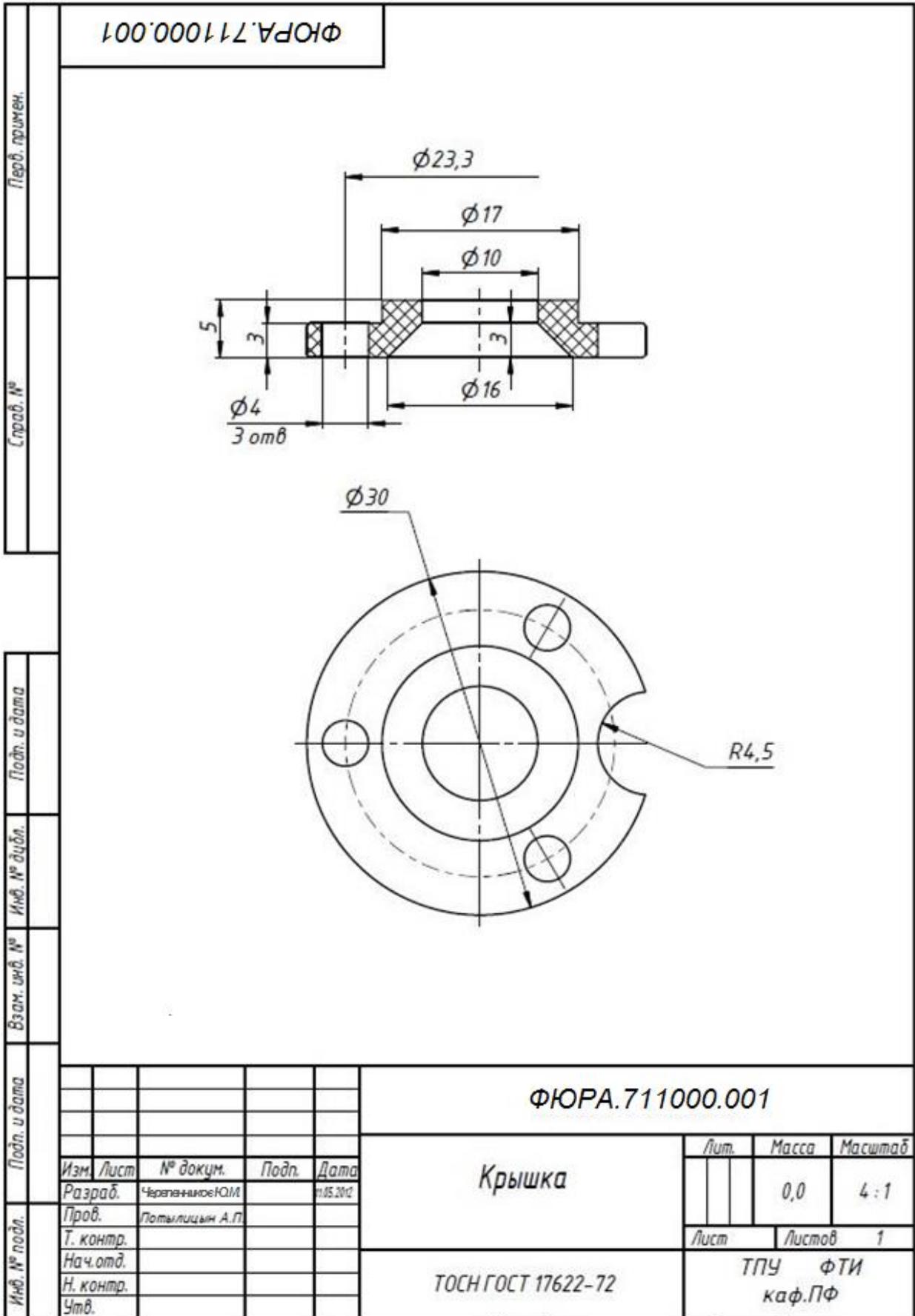
ФЮРА.357871.001 СБ			
Лист	Масса	Масштаб	
	0,0	2,5:1	
Акустомонохроматор			
сборочный чертёж			
Лист	Листов	Т	
ТПУ			ФТИ
			каф.ЛФ
			Формат А3



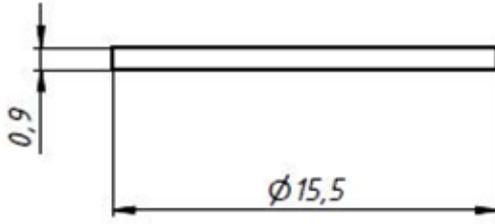
Име. №	Подп. и дата	Взам. инв. №	Справ. №
№	Подп. и дата	Взам. инв. №	№
Име. № подл.	Подп. и дата	Име. № подл.	Име. № подл.
Име. № подл.	Подп. и дата	Име. № подл.	Име. № подл.

Неуказанные радиусы скруглений R0,5

ФЮРА.731000.001		Лист	Масса	Масштаб
Корпус		0,0	0,0	2,5:1
ТОСН ГОСТ 17622-72		Лист	Листов	1
		ТПУ	ФТИ	каф.ПФ
		Формат А3		



Перв. примен.	ФЮРА.745110.001			
Справ. №				
Подп. и дата	Инв. № дубл.	Взам. инв. №	ФЮРА.745110.001	
Подп. и дата				
Инв. № подл.	Изм.	Лист	№ докум.	Подп.
	Разраб.	Черепанников Ю.М.	Дата	4.05.2012
	Пров.	Потылицын А.П.		
	Т. контр.			
	Нач. отд.			
	Н. контр.			
	Утв.			
Прокладка			Лит.	Масса
ТМКЦ ГОСТ 1518086			0,0	Масштаб
			Лист	Листов
			1	1
			ТПУ ФТИ каф. ПФ	

Перв. примен.	ФЮРА.757650.001			
Спроб. №				
				
Подп. и дата	Инв. № дубл.	Взам. инв. №	ФЮРА.757650.001	
Подп. и дата	Инв. № подл.	Кристалл		
Инд. № подл.	Изм.	Лист	№ докум.	Подп.
	Разраб.	Проб.	Т. контр.	Нач. отд.
	Н. контр.	Утв.	Кварц (11-20) - X-срез по МЭК 60758	
			Лит.	Масса
			Лист	Листов
			ТПУ ФТИ каф.ПФ	

Копировал

Формат А4

ПРИЛОЖЕНИЕ В

**Свидетельство о государственной регистрации программы
Контроль сцинтилляционного счетчика и регистрация дифрагированного
излучения (DiSCo)**

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



СВИДЕТЕЛЬСТВО
о государственной регистрации программы для ЭВМ
№ 2015661969

**Контроль сцинтилляционного счетчика и регистрация
дифрагированного излучения (DiSCo)**

Правообладатель: *федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский Томский политехнический
университет» (RU)*

Авторы: *Вуколов Артем Владимирович (RU), Черепенников Юрий
Михайлович (RU), Гоголев Алексей Сергеевич (RU)*

Заявка № **2015618895**
Дата поступления **28 сентября 2015 г.**
Дата государственной регистрации
в Реестре программ для ЭВМ **13 ноября 2015 г.**

*Руководитель Федеральной службы
по интеллектуальной собственности*



Г.П. Излев

**Патент изобретение «Устройство для определения компонентного состава
потока многофазной жидкости»**



Патент на полезную модель «Устройство для рентгеновского абсорбционного спектрального анализа»

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



ПАТЕНТ

НА ПОЛЕЗНУЮ МОДЕЛЬ

№ 132900

**УСТРОЙСТВО ДЛЯ РЕНТГЕНОВСКОГО
АБСОРБЦИОННОГО СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА**

Патентообладатель(ли): *Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Национальный исследовательский Томский политехнический университет" (RU)*

Автор(ы): *см. на обороте*

Заявка № **2013119083**
 Приоритет полезной модели **24 апреля 2013 г.**
 Зарегистрировано в Государственном реестре полезных моделей Российской Федерации **27 сентября 2013 г.**
 Срок действия патента истекает **24 апреля 2023 г.**

Руководитель Федеральной службы
 по интеллектуальной собственности

 Б.П. Симонов



Патент на полезную модель «Концентромер многофазной жидкости»

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



ПАТЕНТ

НА ПОЛЕЗНУЮ МОДЕЛЬ

№ 154702

КОНЦЕНТРАТОМЕР МНОГОФАЗНОЙ ЖИДКОСТИ

Патентообладатель(ли): *Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования "Национальный исследовательский Томский политехнический университет" (RU)*

Автор(ы): *см. на обороте*

Заявка № 2014148937

Приоритет полезной модели 05 декабря 2014 г.

Зарегистрировано в Государственном реестре полезных моделей Российской Федерации 10 августа 2015 г.

Срок действия патента истекает 05 декабря 2024 г.

Заместитель руководителя Федеральной службы по интеллектуальной собственности

Л.Л. Кирий



СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Башмаков, Ю. А., Бондаренко, Т. В., Полозов, С. М. Источник излучения для медицинской рентгенографии, основанный на использовании излучения электронов при каналировании в кристаллах/ Ю. А. Башмаков, Т. В. Бондаренко, С. М. Полозов // Краткие сообщения по физике ФИАН. – 2016. – № 2. – С. 13–18.
2. Грязнов, А. Ю. Разработка аппаратных и методических способов повышения аналитических характеристик энергодисперсионного рентгенофлуоресцентного анализатора: дис. ... канд. техн. наук: 05.27.02/ Грязнов Артем Юрьевич. – Санкт-Петербург, 2004.–132 с.
3. Асадчиков, В.Е., Бузмаков, А.В., Золотов, Д.А., и др. Лабораторные рентгеновские микротомографы на монохроматическом излучении/ В. Е. Асадчиков, А. В. Бузмаков, Д. А. Золотов и др. // Кристаллография.– 2010. – Т. 55. – № 1. – С. 167–176.
4. Золотов, Д. А., Асадчиков, В. Е., Бузмаков, А. В. и др. Рентгеновская томография и топо-томография слабопоглощающих кристаллов на лабораторных источниках/ Д. А. Золотов, В. Е. Асадчиков, А. В. Бузмаков и др. // Рентгеновская оптика 2010: Материалы совещания, г. Черноголовка, 20–23 сентября 2010г. – С. 174–176.
5. Золотов, Д. А. Абсорбционная томография и топо-томография слабопоглощающих кристаллов с использованием лабораторных рентгеновских источников: автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.18 / Золотов Денис Александрович. – М., 2011. – 22 с.
6. Подурец, К.М., Торгашин, А.Н., Погорелый, Д.К. и др. Рефракционная интроскопия на синхротронном излучении для визуализации перестройки костной ткани / К.М. Подурец, А.Н. Торгашин, Д.К. Погорелый и др. // Рентгеновская оптика 2010: Материалы совещания, г. Черноголовка, 20–23 сентября 2010г. – С. 180–182.

7. Владимиров, Ю.А. Зачем нужна белковая кристаллография/ Ю.А. Владимиров // Природа. – 2003.– № 11. – С. 26–34.
8. Куранова, И.П., Ковальчук, М.В. Кристаллы для изучения белковых структур/ И.П. Куранова, М.В. Ковальчук // Природа.–2014.– № 3.– С.12–21.
9. Куранова, И.П. Рентгеноструктурные исследования биологических макромолекул в Институте кристаллографии РАН/ И.П. Куранова // Кристаллография. – 2001. –Т.46.– № 4.– С.667—686.
10. Горделий, В.И., Мембранные белки и Нобелевская премия за 2012 год в области химии [Электронный ресурс] / В.И. Горделий // Материалы 47-й школы ФКС-2013. – Режим доступа: <http://lms.pnpi.spb.ru/media/fks2013/Gordeliy.pdf>.
11. Фетисов, Г.В., Синхротронное излучение. Методы исследования структуры веществ: учебное пособие / Г. В. Фетисов; под ред. Л. А. Асланова. — М.: Физматлит, 2007. — 672 с
12. Кочубей, Д.И. EXAFS-спектроскопия катализаторов: монография / Д. И. Кочубей. — Новосибирск: Наука, 1992. — 145 с.
13. Handbook of practical X-Ray fluorescence analysis / editors B. Beckhoff, B. Kanngießer, N. Langhoff, R. Wedell, H. Wolff. — Berlin: Springer, 2006. — 863 p.
14. Bunker, G. Introduction to XAFS: a practical guide to x-ray absorption fine structure spectroscopy/ G. Bunker. – New York: Cambridge University Press, 2010.–206 p.
15. Боровский, И.Б., Вердинский, Р.В., Крайзман, В.Л., Саченко, В.П., EXAFS-спектроскопия – новый метод структурных исследований/ И.Б. Боровский, Р.В. Вердинский, В.Л. Крайзман, В.П. Саченко // УФН.–1986.– Т.149.– № 2.– С.275–324.
16. Baldelli, P., Taibi, A., Tuffanelli, A., Gambaccini, M. Dose comparison between conventional and quasi-monochromatic systems for diagnostic radiology/ P. Baldelli, A. Taibi, A. Tuffanelli, M. Gambaccini // Physics in Medicine and Biology. – 2004. – Vol. 49. – № 17. – Pp. 4125–4146.

17. Dix W. -R. et al. Intravenous coronary angiography with synchrotron radiation at HASYLAB/ W. -R. Dix et al. // Nuclear Physics A – 1999. – Vol. 654. – № 1. – Pp.1043c–1046c.
18. Takeda, T. et al. Two-dimensional intravenous coronary arteriography using above-K-edge monochromatic synchrotron x-ray/ T. Takeda et al. //Academic radiology. – 1995. – Vol. 2. – № 7. – Pp. 602–608.
19. Freudenberger, J., Hell, E., Knüpfer, W. Perspectives of medical X-ray imaging/ J. Freudenberger, E. Hell, W. Knüpfer //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 2001. – Vol. 466. – № 1. – Pp. 99–104.
20. Arfelli, F. Synchrotron light and imaging system for medical radiology/ F. Arfelli // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 2000. – Vol. 454.–№ 3. – Pp. 11–25.
21. Peristup, M.A., Wu, X., Kaplan, V.V., Uglov, S.R., Cremer, J.T., Rule, D.W., Fiorito, R.B. A design of mammography units using a quasimonochromatic X-ray source/ M.A. Peristup, X.Wu, V.V. Kaplan, S.R. Uglov, J.T. Cremer, D.W. Rule, R.B. Fiorito // Review of Scientific Instruments. – 2001. – Vol. 72.–№ 4. – Pp.2159–2170.
22. Стучебров, С. Г. Томографическая визуализация рентгеновских изображений с субмиллиметровым пространственным разрешением на основе импульсных источников: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.20/ Стучебров Сергей Геннадиевич.– Томск, 2014.–124с.
23. Бакланов, Д. А. и др. Перестраиваемый источник рентгеновского излучения на основе мозаичных кристаллов и его практические применения/ Д. А. Бакланов и др. //Научные ведомости Белгородского государственного университета. Серия: Математика. Физика. – 2009. – Т. 13. – № 17.–С.41–70.
24. Веригин, А. А. Энергодисперсионный рентгеноспектральный анализ. Применение в промышленности / А. А. Веригин. — Томск: Изд-во Томского ун-та, 2005. — 242 с.

25. Попов, А.Н. Радиационные повреждения в экспериментах с синхротронным излучением и стратегия дифракционного эксперимента [Электронный ресурс] / А.Н. Попов// Материалы 47-й школы ФКС-2013 – Режим доступа:<http://lns.pnpi.spb.ru/media/fks2013/Popov.pdf>.
26. Жогин, И.Л., Кондратьев, В.И., Шмаков, А.Н. Углерод-Ме-композитные аноды для рентгеновских трубок/ И.Л. Жогин, В.И. Кондратьев, А.Н. Шмаков// XLVII Школа ФГБУ «ПИАФ» по физике конденсированного состояния: сборник тезисов участников 47-й школы ФКС-2013. 11–16 марта 2013, Санкт-Петербург. – Гатчина, 2013.–С.50.
27. X-FEL Technical Design Report [Электронный ресурс]. – Режим доступа: http://xfel.desy.de/localfsExplorer_read?currentPath=/afs/desy.de/group/xfel/wof/EPT/TDR/XFEL-TDR-ExecutiveSummary.pdf.
28. SLAC national accelerator laboratory[Электронный ресурс]/ LCLS project group. Linac Coherent Light Source, Conceptual Design Report. – Режим доступа: <http://www.slac.stanford.edu>. – свободный. – Загл. с экрана.
29. NLS project group [Электронный ресурс]/ New Light Source project, Science Case. – Режим доступа: <http://www.newlightsource.org/> – свободный. – Загл. с экрана.
30. Винигер, С., Уэллингтон, Дж. Применение томографии для исследования трехфазных течений/ С. Винигер, Дж. Уэллингтон // Приборы для научных исследований. – 1987. – Т. 58. – № 1. – С. 99–112.
31. Найденов, С. В., Рыжиков, В. Д. Радиографический метод определения атомного состава / С. В. Найденов, В. Д. Рыжиков // Техническая диагностика и неразрушающий контроль. – 2001.–№ 4.–С. 28–32.
32. Матвиенко, А. Н., Савин, Д. О., Ясько, А. В. Неразрушающая диагностика многослойных печатных плат/ А. Н. Матвиенко, Д. О. Савин, А. В. Ясько // Дефектоскопия.– 1992. – № 2 –С. 58–65.
33. Завьялкин, Ф. М., Осипов, С. П. Методика оценки погрешности радиационного измерения концентрации бинарных систем в условиях

- сопутствующей примеси/ Ф. М. Завьялкин, С. П. Осипов // Измерительная техника. – 1986. – № 5 – С. 55–56.
34. Недавний, О. И., Осипов, С. П. Методика измерения концентраций трехкомпонентных смесей гамма-абсорбционным способом/ О. И. Недавний, С. П. Осипов // Заводская лаборатория. – 1994.–№ 12–С. 15–18.
35. Недавний, О. И., Осипов, С. П., Сидуленко, О. А. Оценка возможности гамма- абсорбционного способа измерения толщины слоев многослойных изделий/ О. И. Недавний, С. П. Осипов, О. А. Сидуленко // Дефектоскопия. – 1995. – № 11 – С. 74–81.
36. Недавний, О. И., Осипов, С. П. Гамма-абсорбционное распознавание анализируемого вещества/ О. И. Недавний, С. П. Осипов// Дефектоскопия. – 1996. – № 4 – С. 49–54.
37. Осипов, С. П.. Обработка информации при трансмиссионном радиометрическом контроле композиционных материалов и изделий: дис. ... канд. техн. наук: 05.13.01/ Осипов Сергей Павлович.– Томск, 2002.–148с.
38. Falcone, G. Chapter 5 current status and limitations of multiphase flow metering/ G. Falcone // Developments in Petroleum Science. – 2009. – Vol. 54. – Pp. 191–228.
39. Scott, S. L. Status Multiphase Metering/ S. L. Scott// Rogtec: Российские нефтегазовые технологии. – 2007. – № 11. – С. 32–47.
40. Ghaempanah, B. et al. Improving the quality of production data and its effect on allocation factor and reserve estimation/ B. Ghaempanah //SPE Annual Technical Conference and Exhibition.–2006–Vol.7–Pp. 4752–4761.
41. Южанин, В.А. Исследование и разработка метода измерения и ИИС расхода многофазных потоков нефтегазовых скважин: дис. ...кан. тех. наук: 05.11.16/ Южанин Виктор Владимирович.– Москва, 2010.–128с.
42. Кремлевский, П.П. Расходомеры и счетчики количества веществ: справочник / П.П. Кремлевский; под общ. ред. Е.А. Шорникова. – 5-е изд., перераб. и доп. – Санкт-Петербург, 2004. – 412 с.

43. Левашов, Д.С. Оценка покомпонентного состава газонефтеводяной смеси в промышленном трубопроводе: дис. ...кан. тех. наук: 05.11.13/ Левашов Дмитрий Сергеевич.– Санкт-Петербург, 2009.–122с.
44. Березовский, Е.В. Методики контроля количества и параметров нефти, добытой по участку недр, и установки для их реализации: дис. ...кан. тех. наук: 05.11.13/ Березовский Евгений Вячеславович.– Казань, 2011.–125с.
45. Лукманов, П.И. Методы испытаний средств измерений расхода нефти на газожидкостных потоках и установки для их реализации: дис. ...кан. тех. наук: 05.11.13/ Лукманов Павел Индусович.– Казань, 2010.–120с.
46. Иванов В.П., Немиров М.С., Силкина Т.Г. Метрологическое обоснование измерения количества нефти объемным методом/ В.П. Иванов, М.С. Немиров, Т.Г. Силкина // Материалы II научно-технической конференции «Метрологическое обеспечение учета энергетических ресурсов».– М.: 2000. – С. 117–122.
47. Brill, J.P., Mukherjee, H. Multiphase flow in wells/ J.P. Brill, H. Mukherjee. – Texas: Society of Petroleum Engineers Inc., 1999.–156p.
48. Абрамов, Г. С. Практическая расходометрия в промышленности / Г. С. Абрамов, А. В. Барычев, М. И. Зимин. — Москва: ВНИИОЭНГ, 2000. — 472 с.
49. Немиров, М.С., Лукманов, П.И. Применение кориолисовых массовых расходомеров для измерений газожидкостных потоков/ М.С. Немиров, П.И. Лукманов// Приборы.– 2010.–№ 6.–С.1–5.
50. Березовский, Е.В., Акчурин, А.Д. Исследования влияния газа содержащегося в нефти на показания преобразователей объемного расхода нефти/ Е.В. Березовский, А.Д. Акчурин // Автоматизация, телемеханизация и связь в нефтяной промышленности. –2011. –№ 4.– С. 43–45.
51. Газин, Д.И., Кратиров, В.А. Современные радиоизотопные средства измерения содержания свободного газа в потоках товарной нефти/ Д.И. Газин, В.А. Кратиров// Датчики и системы.–2008.–№ 1.–С.32–37.

52. Многофазный расходомер PhaseTester [Электронный ресурс]. – Режим доступа:
http://www.slb.com/~media/Files/testing/product_sheets/multiphase/phasetester_ps_rus.pdf.
53. Emerson Process Management [Электронный ресурс] / Roxar Multiphase meter (MPFM). – Режим доступа: <http://www2.emersonprocess.com/en-US/brands/roxar/FlowMetering/meteringsystems/Pages/RoxarMultiphasemeter2600.aspx>. – свободный. – Загл. с экрана.
54. Винсент, Вьег. Рост в использовании многофазных измерителей и ключевые проблемы, которые они помогают решать/ Вьег Винсент // Rogtec: Российские нефтегазовые технологии. – 2010. – № 21. – С. 92–98.
55. Pinguet, B. G. Worldwide review of 10 years of the multiphase meter performance based on a combined nucleonic fraction meter and venturi in heavy oil/ B. G. Pinguet// 29-th International North Sea Flow Measurement Workshop: Proceedings, Norway, 25–28 October, 2011. – 63 p.
56. Базыкин Д. Сдвиг по фазе, или перспективы развития многофазных измерений продукции нефтегазовых скважин [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.kipinfo.ru/info/stati/?id=244>. – свободный. – Загл. с экрана.
57. ГОСТ Р 8.615–2005 ГСИ. Измерения количества извлекаемой из недр нефти и нефтяного газа. Общие метрологические и технические требования. – М.: Стандартинформ, 2006. – 20с.
58. Scheers, A.M., Slijkerman, W.F.J. Multiphase flow measurement using multiple energy gamma ray absorption (MEGRA) composition measurement/ A.M. Scheers, W.F.J. Slijkerman// SPE Annual Technical Conference and Exhibition. – 1996. – SPE-36593-MS.
59. Патент РФ № 2009149431/03, 31.12.2009. Коркин, Р.В. Способ измерения многофазного потока с применением одного высокоактивного и одного или более низкоактивных радиоактивных источников // Патент России № 2477790. 2013. Бюл. № 8.

60. Патент РФ № 2010146142/28, 21.01.2009. Ло, Пинань, Хэ, Джианглин Способ и система для определения содержания компонентов в многофазном флюиде // Патент России № 2466383. 2012. Бюл. № 31.
61. Патент РФ № 2007123032/28, 19.06.2007. Гроувз, Джоэл, Валле, Этьенн, Рейт, Питер Устройство и способ определения доли фазы флюида с использованием рентгеновских лучей // Патент России № 2432570. 2008. Бюл. № 30.
62. Patent US № 2/902,473, 12.10.2010. Tjugum, S.-A. X-ray based densitometer for multiphase flow measurement // Patent US № 20120087467. 2012.
63. Patent US № 07/194,631, 16.05.1988. Хардинг, Дж. Radiation source for generating essentially monochromatic X-rays // Patent США № 4903287. 1990.
64. Patent US № 07/704,241, 22.05.1991. Хардинг, Дж. Monochromatic X-ray tube radiation with a screen of high atomic number for higher fluorescent radiation output // Patent US № 5157704. 1992.
65. Энергетическая стратегия России на период до 2030 года. // Прил. к обществ. - дел. журн. «Энергетическая политика». – М.: ГУ ИЭС, 2010.–184 с.
66. Вагнер, А. Р. Монохроматизация пучков рентгеновского излучения электронных ускорителей: дис. ... кан. физ.-мат. наук: 01.04.01/ Вагнер Александр Рудольфович. – Томск, 2009.–110с.
67. Гончаров, В. К., Кречотень, О. В., Макаров, В. В. Экспериментальная установка для получения мощного импульсного рентгеновского излучения на основе сильноточного диодного ускорителя электронов с острым латунным катодом и алюминиевым анодом-мишенью/ В. К. Гончаров, О. В. Кречотень, В. В. Макаров // Вестник БГУ. Серия 1, Физика. Математика. Информатика. – 2015. – № 1. – С. 13–17.
68. Потылицын, А. П. Излучение электронов в периодических структурах / А. П. Потылицын. – Томск: Изд-во НТЛ, 2009. – 280 с.
69. Гоголев, А. С. Генерация параметрического рентгеновского излучения умеренно релятивистскими заряженными частицами: дис. ... кан. физ.-мат. наук: 01.04.01/ Гоголев Алексей Сергеевич. – Томск, 2009–108с.

70. Kaplin, V. V. et al. Tunable, monochromatic x rays using the internal beam of a betatron/ V. V. Kaplin et al. //Applied physics letters. – 2002. – Vol. 80. – № 18. – Pp. 3427–3429.
71. Гоголев, А.С., Потылицын, А.П., Источник параметрического рентгеновского излучения с регулируемой длиной волны/ А.С. Гоголев, А.П. Потылицын // ЖТФ. – 2008. – Т.78. – № 11–С. 64–71.
72. Внуков, И. Е., Жандармов, Ю. В., Шатохин, Р. А. Источник рентгеновского излучения с перестраиваемой энергией для медицинских целей/ И.Е. Внуков, Ю.В. Жандармов, Р.А. Шатохин //Вестник Харьковского национального университета имени В.Н. Каразина. – 2008. – Т. 808. – С. 25–36.
73. Kumakhov, M. A. X ray capillary optics: History of development and present status/ M. A. Kumakhov// Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering.–2000. – Vol. 4155. – Pp.2–12.
74. Dabagov, S. Channeling of neutral particles in micro- and nanocapillaries/ S. Dabagov// Physics-Uspekhi.–2003– Vol. 46. – № 10.–Pp. 1053–1075.
75. Hampai, D., Dabagov, S. B., Cappuccio, G., Longoni, A., Frizzi, T., Cibir, G., Guglielmotti, V., Sala, M. Elemental mapping and microimaging by X-ray capillary optics/ D. Hampai, S. B. Dabagov, G. Cappuccio, A. Longoni, T. Frizzi, G. Cibir, V. Guglielmotti, M. Sala // Optics Letters. – 2008. – Vol. 33. – № 23. – Pp. 2743–2745.
76. Hampai, D., Dabagov, S., Cappuccio, G., Cibir, G., Sessa, V. X-ray microimaging by capillary optics/ D. Hampai, S. Dabagov, G. Cappuccio, G. Cibir, V. Sessa // Spectrochimica Acta-Part B Atomic Spectroscopy. – 2009. – Vol. 64. – № 11–12.–Pp. 1180 –1184.
77. Hampai, D., Dabagov, S. B., Della Ventura, G., Bellatreccia, F., Magi, M., Bonfigli, F., Montereali, R. M. High-resolution X-ray imaging by polycapillary optics and lithium fluoride detectors combination/ D. Hampai, S. B. Dabagov, G. Della Ventura, F. Bellatreccia, M. Magi, F. Bonfigli, R. M. Montereali //EPL.– 2011. – Vol. 96. – № 6. – Article number 60010.

78. Hampai, D., Marchitto, L., Dabagov, S.B., Allocca, L., Alfuso, S., Innocenti, L. Desktop X-ray tomography for low contrast samples/ D. Hampai, L. Marchitto, S.B. Dabagov, L. Allocca, S. Alfuso, L. Innocenti //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. – 2013. – Vol. 309. – Pp. 264–267.
79. Marchitto, L., Allocca, L., Hampai, D., Alfuso, S., Dabagov, S. B., Liedl, A., Polese, C. 3D structure of liquid sprays: X-ray μ -radiography and tomography by polycapillary based technique/ L. Marchitto, L. Allocca, D. Hampai, S. Alfuso, S. B. Dabagov, A. Liedl, C. Polese //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. – 2015. – Vol. 355. – Pp. 285–288.
80. Kirkland, J.P., Kovantsev, V.E., Dozier, C.M., Gilfrich, J.V., Gibson, W.M., Xiao, Q.-F., Umezawa, K. Wavelength-dispersive X-ray fluorescence detector/ J.P. Kirkland, V.E. Kovantsev, C.M. Dozier, J.V. Gilfrich, W.M. Gibson, Q.-F. Xiao, K. Umezawa// Rev. Sci.Instrum.–1995.– Vol. 66. – Pp. 1410–1412.
81. Gogolev, A. S., Cherepennikov, Y. M., Vukolov, A. V., Rezaev, R. O., Stuchebrov, S. G., Hampai, D., Dabagov, S. B., Liedl, A., Polese, C. WD-XRA technique in multiphase flow measuring/ A. S. Gogolev, Y. M. Cherepennikov, A. V. Vukolov, R. O. Rezaev, S. G. Stuchebrov, D. Hampai, S. B. Dabagov, A. Liedl, C. Polese // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B: Beam Interactions with Materials and Atoms –2015. – Vol. 355. – Pp. 276–280.
82. Fox, G.W., Cork, J.M. The regular reflection of x-rays from quartz crystals oscillating piezoelectrically / G.W. Fox, J.M. Cork // Physical Review. – 1931. – Vol. 38. – № 8. – Pp. 1420–1423.
83. Entin, A. R. Theoretical and experimental study of X-Ray acoustic resonance in perfect silicon crystals/ A. R. Entin // physica status solidi (b).–1978. – Vol. 90. – № 2. – Pp. 575–584.
84. Haruta, K. Intensity of X-rays diffracted from an elastically vibrating single-crystal plat/ K. Haruta //J. Appl. Phys.–1967. – Vol. 38. – № 8. – Pp. 3312–3316.

85. Ассур, К.П., Энтин, И.Р. Влияние ультразвуковых колебаний на динамическую дифракцию рентгеновских лучей в геометрии Брэгга/ К.П. Ассур, И.Р. Энтин //ФТТ.–1982.– Т. 24.–№ 7.–С.2122–2129.
86. Blagov, A.E., Koval'chuk, M.V., Kohn, V.G., Lider, V.V., Pisarevski, Yu. V. Possibilities of controlling an X-ray beam with a crystal subjected to long-wave ultrasonic vibrations/ A.E. Blagov, M.V. Koval'chuk, V.G. Kohn, V.V. Lider, Yu. V. Pisarevski // Journal of Experimental and Theoretical Physics.–2005. – Vol. 101. – № 5. – Pp. 770–778.
87. Blagov, A.E., Koval'chuk, M.V., Kohn, V.G., Pisarevski, Yu. V. Dynamic variation in the lattice parameter of a crystal under ultrasonic treatment in X-ray diffraction experiments/ A.E. Blagov, M.V. Koval'chuk, V.G. Kohn, Yu. V. Pisarevski //Crystallography Reports.–2006. – Vol. 51. – № 5. – Pp. 729–733.
88. Мкртчян, А.Р., Навасардян, М.А., Мирзоян, В.К. Полная переброска рентгеновского излучения, дифрагированного монокристаллом от направления прохождения в направление отражения под действием температурного градиента/ А.Р. Мкртчян, М.А. Навасардян, В.К. Мирзоян //Письма в ЖТФ. –1982. –Т.8. – № 11.– С. 677–680.
89. Мкртчян, А.Р., Навасардян, М.А., Габриелян, Р.Г. и др. Полное зеркальное отражение излучения ангстремных длин волн на ультразвуковой сверхрешотке в случае Лауэ-геометрии/ А.Р. Мкртчян, М.А. Навасардян, Р.Г. Габриелян и др. //Письма в ЖТФ. –1983.– Т.9. –№ 11.–С.1181.
90. Gabrielyan, R.G., Mkrтчyan, A.R., Aslanyan, H.A., Kotandyan, Kh.V. On the Theory of X-Ray diffraction in oscillating piezocrystals/ R.G. Gabrielyan, A.R. Mkrтчyan, H.A. Aslanyan, Kh.V. Kotandyan// Physica Status Solidi (A) Applied Research. –1985. – Vol. 92.–№ 2. –Pp.361–368.
91. Габриелян, Р.Г., Асланян, А.А. О теории полной переброски сферической рентгеновской волны/ Р.Г. Габриелян, А.А. Асланян //Изв. АН Арм. ССР. Физика.–1986.–Т.21.–№ 6.–С.337–339.
92. Нореян, С.Н., Мирзоян, В.К., Кочарян, В.Р. Зависимость угловой апертуры полного перебрасываемого рентгеновского излучения от толщины

- монокристалла при наличии температурного градиента/ С.Н. Нореян, В.К. Мирзоян, В.Р. Кочарян //Известия НАН Армения, Физика.– 2004.–Т.39.– № 2.– С.124–130.
93. Мирзоян, В.К., Нореян, С.Н., Кочарян, В.Р. Рентгенодифракционный метод определения радиуса кривизны отражающих атомных плоскостей монокристаллов/ В.К. Мирзоян, С.Н. Нореян, В.Р. Кочарян //Известия НАН Армения, Физика.–2005.–Т.40.–№ 1.– С.53–58.
94. Mkrtchyan, A.R., Navasardian, M.A., Gabrielyan, R.G., Kocharian, L.A., Kuzmin R.N. Controlled focusing of the Å wavelength radiation in case of the ultrasound modulation or temperature gradient/ A.R. Mkrtchyan, M.A. Navasardian, R.G. Gabrielyan, L.A. Kocharian, R.N. Kuzmin //Solid State Communications. –1986. – Vol. 59.–№ 3. –Pp.147–149.
95. Мирзоян, В.К., Мкртчян, А.Р., Нореян, С.Н. Влияние температурного градиента на дифракционную фокусировку рентгеновского излучения в монокристаллах кварца/ В.К. Мирзоян, А.Р. Мкртчян, С.Н. Нореян // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования.– 2008.– № 6.–С. 95–97.
96. Мкртчян, А.Р., Габриелян, Р.Г., Асланян, А.А. и др. Фокусировка и дефокусировка рентгеновского излучения под действием температурного градиента и ультразвуковых колебаний/ А.Р. Мкртчян, Р.Г. Габриелян, А.А. Асланян и др.//Изв. АН Арм. ССР. Физика.–1986.–Т.21.–№ 6.–С. 297–305.
97. Takagi, S. Dynamical Theory of diffraction applicable to crystals with any kind of small distortion / S.Takagi //Acta Crystallographica. – 1962. – Vol. 15.–№ 12– Pp.1311–1312.
98. Мирзоян, В.К., Нореян, С.Н., Нореян, А.А., Кочарян, В.Р. Влияние акустических колебаний на фронтальное распределение интенсивности отраженного и проходящего рентгеновских пучко/ В.К. Мирзоян, С.Н. Нореян, А.А. Нореян, В.Р. Кочарян // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2005.– № 2.– С. 92–94.

99. Мирзоян, В.К., Довлатян, Т.Г., Мирзоян, П.В. Дифракция рентгеновского излучения от монокристалла кварца в присутствии акустической сверхрешетки/ В.К. Мирзоян, Т.Г. Довлатян, П.В. Мирзоян //Поверхность, рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2002. – № 9. – С. 80– 83.
100. Мирзоян, В.К., Егиазарян, А.А., Багдасарян, Э.Г., Мирзоян, П.В. Пространственная модуляция дифрагированного рентгеновского пучка объемными акустическими волнами/ В.К. Мирзоян, А.А. Егиазарян, Э.Г. Багдасарян, П.В. Мирзоян //Известия НАН Армении, Физика. – 2007. – Т.42. – № 6. – С. 355–362.
101. Навасардян, М.А., Назарян, Ю.Р., Мирзоян, В.К. Модуляция дифрагированного рентгеновского излучения в низкочастотном диапазоне с целью передачи сигналов/ М.А. Навасардян, Ю.Р. Назарян, В.К. Мирзоян // Изв. АН Арм ССР, Физика. – 1979. – Т.14. – № 6. –С. 425–428.
102. Кочарян, Л.А., Сукиасян, Р.Р., Борназян, А.С., Бегларян, А.Г., Гаспарян, А.Р. Двойная модуляция дифрагированного в монокристалле кварца рентгеновского излучения поверхностными высокочастотными и низкочастотными акустическими волнами/ Л.А. Кочарян, Р.Р. Сукиасян, А.С. Борназян, А.Г. Бегларян, А.Р. Гаспарян //Изв. АН Арм. ССР. Физика. –1986. – Т.21. – № 6. – С.317–319.
103. Кочарян, Л.А., Бегларян, А.Г., Унанян, О.А., Галоян, К.Г., Арутюнян, Э.М. О модуляции рентгеновского излучения звуковыми колебаниями разной формы в условиях полной переброски/ Л.А. Кочарян, А.Г. Бегларян, О.А. Унанян, К.Г. Галоян, Э.М. Арутюнян //Известия АН Арм. ССР Физика. – 1986. – Т. 21. – № 6. – С. 323–325.
104. Gabrielyan, R.G., Aslanyan, H.A. Modulation of γ and X-Rays by Ultrasonic Vibrations in Crystal/ R.G. Gabrielyan, H.A. Aslanyan // physica status solidi (b). – 1984. – Vol.123. – № 2.–Pp.K97–K99.
105. Мкртчян, А.Р., Навасардян, М.А., Кочарян, Л.А., Мирзоян, В.К., Унанян, О.А., Айрапетян, К.Т. Модуляция синхротронного излучения акустическими

- колебаниями/ А.Р. Мкртчян, М.А. Навасардян, Л.А. Кочарян, В.К. Мирзоян, О.А. Унанян, К.Т. Айрапетян //Известия АН Арм. ССР Физика. – 1986. – Т. 21. – № 6. – С. 326–330.
106. Zolotoyabko, E., Quintana, J.P. Control of synchrotron X-ray diffraction by means of standing acoustic waves/ E. Zolotoyabko, J.P. Quintana //Review of scientific instruments. – 2004. – Vol. 75. – № 3. – Pp.699–708.
107. А. с. N1327716 СССР. Мкртчян, А.Р., Навасардян, М.А., Мирзоян, В.К., Кочарян, Л.А., Галстян, С.С., Унанян, О.А., Галоян, К.Г. Способ передачи сигналов низкой частоты с помощью рентгеновского излучения //Авторское свидетельство N1327716, 1 апреля 1987г.
108. Мкртчян, А.Р., Мирзоян, В.К., Норейн, С.Н. Избирательный фильтр рентгеновского излучения на основе явления полной переброшки/ А.Р. Мкртчян, В.К. Мирзоян, С.Н. Норейн //Изв. АН Арм. ССР. Физика. – 1990. – Т.25. – № 1. – С.47–51.
109. Мкртчян, А.Р., Навасардян, М.А., Мирзоян, В.К. Рентген-монохроматор с большой и управляемой светосилой/ А.Р. Мкртчян, М.А. Навасардян, В.К. Мирзоян //Изв. АН Арм. ССР. Физика. – 1986. – Т.21. – № 6. – С.340–344.
110. Мирзоян, В.К., Норейн, С.Н. Бесщелевой коллиматор монохроматического рентгеновского излучения/ В.К. Мирзоян, С.Н. Норейн //Изв. АН Армении, Физика. – 1991. – Т.26. – № 1.– С. 33–36.
111. Lapin, E.G., Samsonov, V.M., Solodov, G.P., Sumbaev, O.I., Tyunis, A.V. Piezo-quasi-mosaic effect in x-ray diffraction /E.G. Lapin, V.M. Samsonov, G.P. Solodov, O.I. Sumbaev, A.V. Tyunis //ЖЭТФ. – 1977. – Vol.46. – № 3. – Pp. 538.
112. Зеркальная рентгеновская оптика / под ред. А. В. Виноградова. — Ленинград: Машиностроение, 1989. — 463 с.
113. Smither, R.K. New method for focusing x rays and gamma rays/ R.K. Smither// Review of scientific instruments. – 1977. – Vol. 53. – № 2. – Pp. 131–141.
114. Snigirev, A. et al. A compound refractive lens for focusing high-energy X-rays/ A Snigirev et al // Nature. – 1996. – Vol. 384. – № 6604. – Pp. 49–51.

115. Aristov, V.V., Kuznetsov, S.M., Kouyumchyan, A.V., Snigirev, A.A. X-Ray Dynamic diffraction on multiblock interferometers in laue and bragg geometry/ V.V. Aristov, S.M. Kuznetsov, A.V. Kouyumchyan, A.A. Snigirev // *physica status solidi (a)*. – 1991. – Vol. 125. – № 1. – Pp. 57–66.
116. Колегаев, Ю. Б. Идентификация однородных компонентов многофазных смесей при построении ИИС для процессов промышленной подготовки и учета нефти: дис. ... кан. тех. наук: 05.11.16/ Колегаев Юрий Борисович. – Уфа, 2003.–173с.
117. Geant 4 [Электронный ресурс]/ Applications. – Режим доступа: <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>– свободный. – Загл. с экрана.
118. Белорусский государственный университет, кафедра ядерной физики. Ознакомление со средой моделирования GEANT4.0, методические указания к лабораторным работам.– Минск, 2007.– 45 с.
119. Потрахов, Н. Н. Исследование и разработка методов микрофокусной рентгенографии в стоматологии и челюстно-лицевой хирургии: дис. ... д-ра. техн. наук: 05.11.10/ Потрахов Николай Николаевич. – Санкт-Петербург, 2008. – 226 с.
120. Коваленко, Н.В. Оптимизация параметров излучения рентгеновской трубки для целей медицинской диагностики/ Н.В. Коваленко // Возможности и методы цифровой рентгенодиагностики и радиационной безопасности населения: Сборник докладов научной конференции – Управление Роспотребнадзора по Новосибирской области, 2007. – С. 16-18
121. Cherepennikov, Y. M. Method to reduce radiation exposure in the medical X-ray diagnostics/ Y. M. Cherepennikov, A. S. Gogolev // 7th International Forum on Strategic Technology (IFOST – 2012): Proceedings: in 2 vol., Tomsk, September 18–21, 2012. – Tomsk: TPU Press, 2012. – Vol. 2. – Pp. 244–248.
122. Cherepennikov, Y. M. Determination of optimal parameters of the X-ray source on the basis of compact electron accelerators/ Y. M. Cherepennikov, A. S. Gogolev, A. R. Vagner, A. D. Yuzhakov // *Advanced materials research*. – 2015. – Vol. 1084. – Pp. 111–114.

123. Черепенников, Ю. М. Метод снижения дозовой нагрузки при рентгеновской диагностике/ А. С. Гоголев, Ю. М. Черепенников, И. И. Кузнецов // Известия вузов. Физика. – 2012 – Т. 55– №. 11/2. – С. 313–317.
124. Черепенников, Ю. М. Источники монохроматического рентгеновского излучения на базе малогабаритных ускорителей электронов/ Ю. М. Черепенников // Всероссийский конкурс научно-исследовательских работ студентов и аспирантов в области физических наук в рамках Всероссийского фестиваля науки: Сборник тезисов лауреатов, Томск, 25 Мая–5 Сентября 2011. – Томск: ТПУ, 2011. – С. 154–156.
125. Черепенников, Ю. М. Моделирование основных параметров источника монохроматического рентгеновского излучения [Электронный ресурс]/ Ю. М. Черепенников // Современные техника и технологии: сборник трудов XVIII Международной научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых: в 3 т., Томск, 9–13 Апреля 2012. – Томск: ТПУ, 2012. – Т. 3. – С. 67–68. – 1 электрон. опт. диск (CD-ROM).
126. Черепенников, Ю. М. Определение оптимальных параметров источника рентгеновского излучения на базе малогабаритного ускорителя электронов [Электронный ресурс] / Ю. М. Черепенников // Современные техника и технологии: сборник трудов XVII Международной научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых: в 3 т., Томск, 18–22 Апреля 2011. – Томск: ТПУ, 2011. – Т. 3. – С. 91–92. – 1 электрон. опт. диск (CD-ROM).
127. Программа для ЭВМ 2015618895, 28.09.2015. Вуколов, А. В., Черепенников, Ю. М., Гоголев, А. С. Контроль сцинтилляционного счетчика и регистрация дифрагированного излучения (DiSCo) // Программа для ЭВМ 2015661969.2015.
128. Cherepennikov, Y. M. Acoustic "pumping effect" for quartz monochromators/ A. S. Gogolev, S. G. Stuchebrov, A. R. Vagner, Y. M. Cherepennikov, A. P. Potylitsyn // Journal of Physics: Conference Series. – 2012. – Vol. 357. – № 1.– Article number 012031. – Pp. 1–4.

129. Cherepennikov, Y. M. Acoustic “pumping effect” for quartz monochromators/ A. S. Gogolev, S. G. Stuchebrov, A. R. Vagner, Y. M. Cherepennikov, A. P. Potylitsyn// Radiation from relativistic electrons in periodic structures (RREPS-11): Book of Abstracts of IX International Symposium, Egham, September 12–16, 2011. – Tomsk: TPU Press, 2011. – Pp. 108.
130. Черепенников, Ю. М. Определение оптимальных параметров источника рентгеновского излучения на базе малогабаритного ускорителя электронов/ А. С. Гоголев, Ю. М. Черепенников // Известия Томского политехнического университета. – 2012. – Т. 320. – № 2. – С. 35–38.
131. Черепенников, Ю. М. Рассеяние рентгеновского излучения в деформированных кристаллах/ А. С. Гоголев, Ю. М. Черепенников, С. Г. Стучебров, А. Р. Вагнер // Известия вузов. Физика. – 2011 – Т. 54 – № 11/2. – С. 262–266.
132. Черепенников, Ю. М. Моделирование основных параметров источника рентгеновского излучения для низкодозовой медицинской диагностики/ Ю. М. Черепенников, А. С. Гоголев // Всероссийский конкурс научно-исследовательских работ студентов и аспирантов в области физических наук: Сборник трудов, Москва, 2 Мая-20 Сентября 2012. – Москва: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2012. – С. 229–233.
133. Cherepennikov, Y. M. Using acoustic "pumping effect" to produce high-intensive monochromatic X-ray beams/ Y. M. Cherepennikov// RACIRI Summer School 2016: Convergent Science and Technology for Society: Participant's talks, Repino, August 21-28, 2016. – Moscow: Kurchatov Institute, 2016 - p. 11.
134. Патент РФ 2014122059/28, 31.05.2014. Гоголев, А. С., Резаев, Р.О., Черепенников, Ю. М. Устройство для определения компонентного состава потока многофазной жидкости // Патент России 2559119. 2015. Бюл. № 22.
135. Патент РФ 2014148937/28, 05.12.2014. Гоголев, А. С., Черепенников, Ю. М., Резаев, Р.О., Концентраомер многофазной жидкости // Патент России 154702. 2015. Бюл. № 25.

136. Патент РФ 2013119083/28, 24.04.2013. Гоголев, А. С., Черепенников, Ю. М., Кочарян, В. Р. Устройство для рентгеновского абсорбционного спектрального анализа // Патент России 132900. 2013. Бюл. № 27.
137. Многофазные расходомеры Vx [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://ozna.ru/upload/iblock/002/МФР Vx. Характеристики. Метрология.pdf>.
138. Cherepennikov, Y. M. Device for X-ray spectral absorption analysis with use of acoustic monochromator/ Y. M. Cherepennikov, A. S. Gogolev // Journal of Physics: Conference Series. –2014. – Vol. 517. – № 1.–Article number 012037. – Pp. 1–5.
139. Cherepennikov, Y. M. Comparison of one-and two-crystals scheme for dual wave X-ray absorptiometry/ Y. M. Cherepennikov, A. S. Gogolev, R. O. Rezaev, A. V. Ogrebo // Charged and neutral particles channeling phenomena: Book of Abstracts of 6th International Conference, Capri, October 5–10, 2014. – Frascati: INFN, 2014. – Pp. 139.
140. Cherepennikov, Y. M. The device for X-ray absorption spectral analysis with using of acoustic monochromator/ Y. M. Cherepennikov, A. S. Gogolev // Radiation from relativistic electrons in periodic structures (RREPS-13): Book of Abstracts of X International Symposium, Erevan, September 23–27, 2013. – Tomsk: TPU Publishing House, 2013. – Pp. 103.
141. Cherepennikov, Y. M. Dual-wave X-ray absorptiometry in multiphase flow metering/ Y. M. Cherepennikov, R. O. Rezaev, S. G. Stuchebrov, A. R. Vagner // Radiation from relativistic electrons in periodic structures (RREPS-15): Book of Abstracts of XI International Symposium, Saint Petersburg, September 6–11, 2015. – Tomsk: TPU Publishing House, 2015. – Pp. 43.
142. Cherepennikov, Y. M. Monochromatic X-ray source for dual-wave X-ray absorptiometry/ A. S. Gogolev, Y. M. Cherepennikov, R. O. Rezaev, A. V. Ogrebo // Advanced Materials Research. – 2015. – Vol. 1084. – Pp. 252–255.
143. Cherepennikov, Y. M. WD-XRA technique in multiphase flow measuring/ A. S. Gogolev, Y. M. Cherepennikov, A. V. Vukolov, R. O. Rezaev, S. G. Stuchebrov, D. Hampai, S. B. Dabagov, A. Liedl, C. Polese // Nuclear Instruments and

- Methods in Physics Research B: Beam Interactions with Materials and Atoms – 2015. – Vol. 355. – Pp. 276–280.
144. Cherepennikov, Y. M. Dose rate in one-photon and two-photon X-ray investigations/ S. G. Stuchebrov, Y. M. Cherepennikov, A. S. Gogolev, A. A. Krasnykh, A. R. Vagner // Charged and neutral particles channeling phenomena: Book of Abstracts of 6th International Conference, Capri, October 5–10, 2014. – Frascati: INFN, 2014. – Pp. 141.
145. Черепенников, Ю. М. Устройство для рентгеновского абсорбционного спектрального анализа/ А. С. Гоголев, Ю. М. Черепенников, А. В. Бегаев // Известия вузов. Физика. – 2013. – Т. 56. – № 11/3. – С. 284–288.
146. Черепенников, Ю. М. Волнодисперсионный рентгеновский анализ в многофазной расходомерии/ Ю. М. Черепенников, А. С. Гоголев // Современные проблемы физики и технологий: тезисы докладов IV международной молодежной научной школы-конференции: в 2 т., Москва, 17–22 Марта 2015. – Москва: НИЯУ МИФИ, 2015. – Т. 2. – С. 218.
147. Черепенников, Ю. М. Двухфотонная рентгеновская абсорбциометрия [Электронный ресурс]/ Ю. М. Черепенников, А. С. Гоголев, А. В. Вуколов, Р. О. Резаев, С. Г. Стучебров // Физико-технические проблемы атомной науки, энергетики и промышленности: сборник тезисов докладов VI Международной научно-практической конференции, Томск, 5–7 Июня 2014. – Томск: ТПУ, 2014. – С. 92. – Режим доступа: <http://www.lib.tpu.ru/fulltext/c/2014/C49/C49.pdf>.
148. Черепенников, Ю. М. Двухволновая рентгеновская абсорбциометрия/ Ю. М. Черепенников, А. С. Гоголев // Информационные технологии неразрушающего контроля: сборник трудов Российской школы конференции с международным участием, Томск, 27–30 Октября 2015. – Томск: ТПУ, 2015. – С. 210–213.
149. Черепенников, Ю. М. Двухволновая рентгеновская абсорбциометрия в многофазной расходомерии/ Ю. М. Черепенников, А. С. Гоголев // VI Школа-конференция молодых атомщиков Сибири: сборник тезисов

- докладов, Томск, 14–16 Октября 2015. – Северск: СТИ НИЯУ МИФИ, 2015. – С. 110.
150. Черепенников, Ю. М. Рентгеноабсорбционный анализатор потока многокомпонентной жидкости/ Ю. М. Черепенников, А. С. Гоголев // IV Международная школа-конференция молодых атомщиков Сибири: сборник тезисов докладов, Томск, 23–25 Октября 2013. – Томск: ТПУ, 2013. – С. 49.
151. Черепенников, Ю. М. Рентгеновский анализатор потока многофазной жидкости/ Ю. М. Черепенников // Студент и научно-технический прогресс: материалы 51-й Международной научной студенческой конференции, Новосибирск, 12–18 Апреля 2013. – Новосибирск: НГУ, 2013. – Т. Инструментальные методы и техника экспериментальной физики. – С. 33.
152. Cherepennikov, Y. M. Estimation of the sensitivity in dual wave X-ray absorptiometry/ Y. M. Cherepennikov, A. S. Gogolev, R. O. Rezaev, A. V. Vukolov, T. S. Gogoleva // Journal of Physics: Conference Series. –2016. – Vol. 732. – № 1.–Article number 012032. – Pp. 1–6.