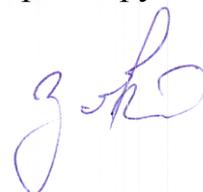


Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Национальный исследовательский Томский государственный университет»

На правах рукописи

Завьялова Ксения Владимировна



**ТРЕХМЕРНОЕ РАДИОВИДЕНИЕ НА ОСНОВЕ ИЗМЕРЕНИЯ
АМПЛИТУДЫ ПОЛЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ**

01.04.03 – Радиофизика

Диссертация
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
профессор Якубов Владимир Петрович
Научный консультант:
кандидат физико-математических наук
Суханов Дмитрий Яковлевич

Томск – 2014

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ.....	6
Глава 1. Современные методы радиолокации и радиотомографии	25
1.1. Основные физические модели, рассматриваемые при решении задач радиотомографии	25
1.1.1. Распространение радиоволн в однородной среде	25
1.1.2. Однократное рассеяние волн.....	26
1.1.3. Дифракция волн	26
1.2. Методы зондирования	27
1.2.1. Локационная схема зондирования	28
1.2.2. Трансмиссионная схема зондирования	29
1.2.3. Радар бокового обзора с синтезированной апертурой.....	29
1.2.4. Фазированные антенные решётки	30
1.3. Методы обработки результатов измерений рассеянного поля	31
1.3.1. Метод пространственно-согласованной фильтрации	31
1.3.2. Метод миграции во временной области.....	32
1.3.3. Технология радара с синтезированной апертурой.....	34
1.3.4. Метод Столта	34
1.4. Метод радиоголографии.....	36
1.5. Оценка разрешающей способности	37
1.5.1. Оценка поперечного пространственного разрешения	37
1.5.2. Оценка продольного пространственного разрешения.....	38
1.6. Основные выводы	38
Глава 2. Радиоголографический метод радиовидения на основе измерения амплитуды поля при моностатическом зондировании	39
2.1. Радиоголографический метод восстановления трёхмерных радиоизображений на основе измерения амплитуды интерференционной картины опорного и предметного сигналов на различных частотах в широкой полосе.....	39

2.1.1. Схема измерений	40
2.1.2. Решение прямой задачи распространения радиоволн в промежутке между исследуемым объектом и областью сканирования.....	41
2.1.3. Восстановление рассеивающих объектов в трёхмерном объёме с помощью метода согласованной фильтрации	43
2.1.4. Быстродействующий алгоритм трёхмерной фокусировки	44
2.1.5. Результаты численного моделирования голографического метода радиовидения трёхмерных изображений объектов	46
2.2. Экспериментальные исследования предложенного метода трёхмерного голографического радиовидения	49
2.2.1. Применение широкополосных импульсных сигналов	49
2.2.2. Использование скалярного анализатора цепей	54
2.2.3. Обработка и анализ экспериментальных данных	56
Глава 3. Радиоголографические методы восстановления радиоизображений объектов по измерениям интенсивности поля интерференции разрежённой матрицей элементов с применением источников сферических волн.....	59
3.1. Радиоголография при использовании сферической волны в качестве опорного сигнала.....	59
3.1.1. Постановка задачи	60
3.1.2. Восстановление радиоизображений	62
3.1.3. Численное моделирование радиоголографической системы	63
3.2. Радиоголография на основе смещённого сферического источника опорной волны.....	65
3.2.1. Решение прямой задачи	65
3.2.2. Решение обратной задачи	68
3.2.3. Результаты численного моделирования для восстановления изображения исследуемого плоского объекта по результатам	

измерения амплитуды интерференционной картины поля.....	69
3.2.4. Результаты численного моделирования предложенной радиоголографической схемы измерений в среде Microwave Studio	72
3.2.5. Экспериментальные исследования радиоголографической схемы с вынесенным излучателем при радиозондировании узкополосным сигналом с использованием двухкоординатного сканера	75
3.2.6. Численные и экспериментальные исследования радиоголографической схемы измерений с вынесенным излучателем с использованием ультразвуковых волн со сканированием в широкой полосе частот	80
3.3. Восстановление радиоизображений по измерениям интенсивности поля интерференции разреженной матрицей элементов с применением нескольких опорных источников	88
3.3.1. Постановка задачи	88
3.3.2. Восстановление радиоизображений	90
3.3.3. Оптимизация матриц излучающих и приёмных элементов.....	92
3.3.4. Численное моделирование радиоголографической системы с множеством излучателей	96
Глава 4. Метод восстановления трёхмерных радиоизображений объектов по амплитудным измерениям рассеянного поля за дифракционной решёткой в широкой полосе частот	99
4.1. Схема измерений.....	99
4.2. Решение прямой задачи распространения радиоволн в промежутке между исследуемым объектом и плоскостью измерений.....	101
4.3. Восстановление амплитудно-фазового распределения в отверстиях дифракционной решётки по амплитудным измерениям	104
4.4. Фокусировка восстановленных комплексных амплитуд в трёхмерном	

объёме с помощью технологии синтезирования апертуры	106
4.5. Экспериментальные исследования по восстановлению изображения источника по измерениям амплитуды поля за дифракционной решетки	115
Глава 5. Метод восстановления изображений плоских объектов по результатам амплитудных измерений без использования опорных сигналов	119
5.1. Трансмиссионное некогерентное ультразвуковое видение плоских объектов	119
5.1.1. Решение прямой задачи	120
5.1.2. Решение обратной задачи	122
5.1.3. Экспериментальные исследования	125
5.2. Локационное сверхширокополосное радиовидение плоских объектов с использованием некогерентного во времени излучения	128
5.2.1. Схема измерений	128
5.2.2. Решение прямой задачи	129
5.2.3. Решение обратной задачи	131
5.2.4. Численное моделирование.....	133
5.3. Использование системы приёмных антенн особой конфигурации для восстановления плоских радиоизображений объектов.....	135
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	144
Список литературы	147

ВВЕДЕНИЕ

В диссертации приводятся результаты исследований по радиоволновой томографии на основе измерения амплитуды поля [1-20].

Актуальность диссертационной работы

Системы радиовидения или радиотомографии в миллиметровом и терагерцовом диапазоне в настоящее время имеют множество перспективных приложений: от контроля качества [21-24] различных материалов, конструкций и сооружений, медицинской диагностики [25] до систем обеспечения безопасности в виде досмотра пассажиров и багажа [26-27].

Под радиовидением понимается метод получения видимого изображения объектов с помощью радиоволн (отраженных или излучаемых) [28-29]. С помощью радиовидения осуществляется послойное дистанционное неразрушающее изучение внутренней структуры объектов, непрозрачных в оптическом диапазоне волн и наблюдения объектов, находящихся в оптически непрозрачной среде (полупрозрачной для радиоизлучения). Для радиовидения обычно используют радиоволны миллиметрового (от 30-300 ГГц, длина волн 1-10 мм) и сантиметрового (от 3 - 30 ГГц, длина волн 10-100 мм) диапазонов, что позволяет различать на восстановленном изображении достаточно мелкие детали структуры объекта. Информация о строении и состоянии объектов исследуемой среды, которую несут в себе излученные (пассивное радиовидение) или рассеянные (активное радиовидение) радиоволны, содержится в распределении амплитуды (интенсивности) и фазы радиоволн. Основная задача радиовидения — извлечь информацию о рассеивающих объектах из волнового поля и отобразить её в виде изображения, послойно восстановить структуру и распределение неоднородностей в среде. Это достигается с помощью применения специальных приборов и методов (технологий) обработки (восстановления) изображения

объектов. При этом следует отметить, что длина волны в радиовидении соизмерима или меньше размеров исследуемых неоднородностей.

Большинство существующих решений задачи восстановления изображений по результатам зондирования радиоволнами основано на технологии синтеза апертуры, использующей полную информацию о радиоволновом поле (с амплитудой и фазой, которые однозначно описывает монохроматическое поле) [30-35]. Однако применение технологии синтеза апертуры в задачах радиовидения значительно затруднено необходимостью измерения фазы волнового поля, что требует дорогостоящих комплектующих, в частности дорогих высокочастотных смесительных диодов и волноводных СВЧ трактов. В то время как измерение только амплитуды поля технически намного более простая задача, чем измерение фазы или связанных с ней квадратурных составляющих. Именно измерение только амплитуды, без прямого измерения фазы, позволяет значительно удешевить и упростить систему радиовидения. Однако перевод обработки сигналов от аппаратной (аналоговой) части в цифровую с минимизацией набора технических устройств и стремлением уменьшить количество элементов блок-схемы какого-либо устройства, тем самым максимально технически упростить систему путём усложнения в цифровой области, ведут к усложнению математической обработки. В данном случае речь идёт о решении одной из фундаментальных проблем – фазовой проблемы, которая заключается в извлечении (восстановлении) фазовой информации из измеренной интенсивности рассеянного волнового поля. Задача восстановления фазы наблюдаемого поля на основе измерения только его интенсивности возникает во многих областях [36-40]: физике, в частности, в атмосферной оптике, биофизике (кристаллографии биополимеров), геофизике, астрономии, медицинской визуализации, компьютерной томографии, дистанционном зондировании поверхности Земли, спектральном анализе и в задачах неразрушающего контроля. Использование фазовой информации позволяет выходить на предельно высокое пространственное разрешение, что важно при

построении томографических систем. Достигаемое при этом разрешение становится сравнимым с длиной волны используемого излучения, что и определяет дифракционный предел.

В ряде случаев, например, при работе с некогерентным излучением измерение фазы невозможно в принципе. Такая ситуация возникает при использовании радиотеплового излучения или рентгеновского излучений. Здесь можно говорить только об относительных измерениях фазы через измерение результатов интерференции, так называемых, опорной и предметной волн.

В настоящее время достигнутая точность, например, в рентгеновской томографии [41-44] определяется диаметром коллимационных отверстий сканирующих узлов. Обычно этот диаметр составляет десятые и сотые доли миллиметра. Повышение разрешения при этом требует уменьшение этого диаметра, что неизбежным образом приводит к потере энергетической чувствительности системы в целом и, как следствие, к увеличению лучевой нагрузки на зондируемый объект. При этом резко увеличивается время накопления в каждой точке и снижается общее быстродействие. Заметим, что дифракционный предел для рентгеновского излучения имеет порядок нанометров и меньше. Отсюда становится понятным, что извлечение фазовой информации, пусть косвенным путем, становится актуальнейшей задачей. В конечном счете, это позволит резко снизить и лучевую нагрузку на объекты зондирования и повысить быстродействие зондирующих систем.

Разработка подобных методов и алгоритмов, использующих результаты измерения только амплитуды поля, является актуальной задачей в свете разработки коммерчески доступных, быстродействующих, бесконтактных и безопасных для здоровья человека различных систем зондирования. Актуальность выбранной темы исследования связана еще и с тем, что, в настоящее время, достаточно остро стоит проблема улучшения и усиления мер обеспечения безопасности в различных транспортных системах (аэропорты, вокзалы, метро) и других местах массового скопления людей, в связи с

нарастающей террористической угрозой.

Системы радиовидения в миллиметровом и терагерцовом [36] диапазоне могут иметь множество перспективных сфер применения как для всевозможных систем обеспечения безопасности, досмотра людей, багажа [26-27], обнаружение запрещенных опасных скрытых предметов, так и для многих отраслей промышленности для контроля качества продукции [21-24]. Радиоволны сантиметрового диапазона находят широкое применение в подповерхностной радиотомографии для обнаружения скрытых объектов [45-48], в частности под землёй [49-53]. Одной из наиболее критических задач подповерхностной локации является обнаружение мин [54-61]. Аналогичные методы радиотомографии широко применяются в археологии [62-65] для обнаружения скрытых под землёй археологических ценностей. Так же подповерхностная радиотомография применяется в коммунальном хозяйстве для обнаружения подземных трубопроводов [66-67] и для инспекции состояния дорог [68-74]. Многие алгоритмы и методы подповерхностной радиотомографии были заимствованы из сейсмологии [75-76] и применяются в геологии [77]. Методы радиотомографии находят применение и в исследовании культурного наследия, например картин [78].

Но при этом существующие системы радиоволнового досмотра [26-27] обладают рядом существенных недостатков: дороговизна (порядка нескольких миллионов долларов); неудобство эксплуатации (как правило, требуют установки) и, вследствие этого исключают возможность скрытого сканирования, что было бы актуально для обнаружения и слежения за объектами, труднодоступными или скрытыми за различными предметами, а так же для увеличения пропускной способности систем сканирования; обладают недостаточно высокой скоростью получения изображений (проблема осуществление обработки данных измерений в реальном масштабе времени); некоторые из них имеют медицинские ограничения (не безопасны для человека). Из всего вышесказанного следует, что существует потребность в создании

доступных, быстродействующих и дистанционных систем досмотра и обнаружения запрещённых предметов, обладающих возможностью скрытого сканирования и большим ресурсом работы. Сканирование людей должно стать быстрым, безопасным и незаметным.

Предложенные в данной работе алгоритмы и методы восстановления изображений основаны на использовании информации только об амплитуде сигнала в точках приёма, из-за применения несинхронизованных приёмника и передатчика. Под синхронизацией понимается создание общей точки отсчёта времени или фазы в устройстве излучения сигнала и в устройстве приёма сигнала. Так как, в работе рассматриваются случаи, когда зондирование осуществляется монохроматическим излучением со сканированием по частоте в широкой полосе частот, то под критерием синхронизации понимается наличие общей точки отсчёта фазы в приёмнике и передатчике. Вследствие несинхронизованности передатчика и приёмника не производится измерения фазы сигнала в точке приёма, что эквивалентно использованию некогерентного во времени излучения.

Стоит отметить, что под трёхмерным радиовидением понимается восстановление трёхмерного числового массива (трёхмерного изображения), описывающего распределение рассеивателей в среде.

Исходя из анализа научных публикаций других авторов в области радиовидения ближнего радиуса действия [21-63], можно сделать вывод, что представленные в диссертации результаты исследований являются уникальными в части постановки схемы измерений радиоволнового поля, а также алгоритмов восстановления изображений. Полученные алгоритмы и методы восстановления изображений реализуются с применением алгоритма быстрого преобразования Фурье и могут стать основой для построения систем радиовидения реального масштаба времени. По сравнению с имеющимися аналогами разработанные алгоритмы требуют меньше вычислительных ресурсов и могут работать на более дешёвом аппаратном обеспечении, а сами системы могут быть созданы на

существующей радиоэлектронной элементной базе.

Объектом исследования в диссертационной работе являются: процессы интерференции, рассеяния и дифракции электромагнитных волн в сверх высоко частотном (СВЧ) диапазоне и в ближней зоне аппаратуры радиозондирующей системы.

Цель диссертационной работы – доказать возможность восстановления изображений объектов в радиотомографии без измерения фазы путем разработки методов обработки распределения амплитуды поля.

Задачи

1. Постановка задачи и разработка схемы измерений.
2. Построение математической модели и решение прямой задачи распространения волн между источником излучения и областью с предполагаемым расположением исследуемого объекта, и определение амплитуды рассеянного волнового поля в плоскости измерений по заданному распределению неоднородностей.
3. Решение обратной задачи распространения волн между исследуемым объектом и плоскостью измерения амплитуды поля интерференции, то есть определение комплексного волнового поля в плоскости исследуемого объекта по измеренному полю в плоскости сканирующей системы.
4. Разработка алгоритма быстрой обработки измеренных данных интенсивности поля и восстановления изображения объекта.
5. Построение численной модели и проведение численных экспериментов.
6. Разработка лабораторного макета (экспериментальной установки).
7. Проведение экспериментов по измерению амплитуды поля интерференции с различными тестовыми объектами.

8. Анализ полученных в результате численного моделирования и экспериментальных исследований данных и сравнение их с истинным (исходным) изображением объекта

9. Уточнение предложенных схем измерений амплитуды и разработанных методов обработки и восстановления изображений. Подборка оптимальных значений и параметров системы радиовидения.

Методы исследования

- Для решения прямых задач были построены математические модели, основанные на аналитических решениях уравнения Гельмгольца через разложения поля в спектр плоских волн. Рассеяние на объектах рассматривалось в скалярном приближении однократного рассеяния.

- Для решения обратных задач используется метод пространственно-согласованной фильтрации (фокусировки).

- В численном моделировании распространения радиоволн в однородной среде применяется скалярное представление полей и приближение Кирхгофа. Численное моделирование волновых процессов проводилось в среде Mathcad, C++ и Microwave Studio

- Экспериментальные исследования проводились на калиброванном лабораторном оборудовании, в частности применялся скалярный анализатор цепей научно-производственной фирмы Микран Р2М-18/2, система двухкоординатного позиционирования на основе шаговых двигателей ДШИ-200-1-1, с использованием антенн типа «Улитка», разработанные на кафедре радиофизики Томского государственного университета доцентом Ю.И. Буяновым, а также ультразвуковые датчики МА40S4/R.

Предмет исследования: способы обработки пространственного распределения амплитуды поля для восстановления томографических изображений рассеивающих объектов.

Научные положения

1. Полная трёхмерная томограмма рассеивающих объектов восстанавливается из пространственного распределения квадратурной составляющей предметной монохроматической волны, получаемой из измеренного распределения амплитуды поля интерференции вычитанием амплитуды опорного сигнала при последовательном многопозиционном моностабильном сканировании на плоскости, и подвергаемой следующим процедурам:

- фокусировке, состоящей в поэлементном домножении восстановленной квадратуры поля на компенсирующий фазовый множитель, описывающий запаздывание фазы волны от излучателя до неоднородности и далее к приёмнику;
- поэлементному взвешенному суммированию на множестве используемых СВЧ частот.

При этом достигаемое пространственное разрешение неоднородностей, расположенных в пределах ближней зоны дифракции Френеля, ограничивается минимальной длиной волны используемого излучения.

2. Изображение рассеивающего объекта размерами больше или порядка длины волны в пределах ближней зоны дифракции Френеля для измерительной системы восстанавливается на основе измерений разрежённой матрицей гексагонально расположенных приёмных антенн амплитуды поля интерференции предметных и объектных волн, исходящих от нескольких разнесённых, и поочередно включаемых опорных монохроматических источников сферических волн путём:

- обобщенного метода согласованной фильтрации с фокусировкой;
- поэлементного суммирования восстановленных изображений с учетом выравнивания фаз волн для каждого положения активного излучателя.

3. Рассеянное объектом монохроматическое излучение, пропущенное через дифракционную решётку с отверстиями, размером порядка половины длины волны и центральным отверстием размером порядка длины волны, даёт интерференционную картину, обработка пространственного распределения амплитуды в которой методом согласованной фильтрации с фокусировкой восстанавливает амплитудно-фазовое распределение поля в плоскости решётки, а обратная фокусировка полученного поля восстанавливает изображение объекта за решеткой. При этом плотность размещения отверстий должна быть порядка длины волны, способ размещения отверстий несущественен.

Достоверность

Все принятые приближения (однократного рассеяния, скалярное представление электромагнитных полей, изотропность излучателей) физически и математически обоснованы и находятся в полном согласии с известными положениями теории распространения радиоволн в неоднородных средах.

В ходе работы были проведены аналитические, численные расчёты и экспериментальные исследования. Все разработанные системы радиовидения были смоделированы численно, и показана их работоспособность. Результаты численного моделирования согласуются с результатами эксперимента. Достоверность всех защищаемых положений и других результатов диссертационной работы подтверждается совпадением восстановленного изображения объекта и заданного изображения объекта по результатам численных и экспериментальных исследований.

Точность восстанавливаемых изображений определяется разрешающей способностью и составляет не менее половины длины волны используемого излучения.

- *Достоверность первого положения:* экспериментально подтверждена совпадением восстановленных изображений с формой заданных тестовых объектов с точностью до разрешающей способности системы. Разрешение

полученных изображений близко к дифракционному пределу для используемой полосы частот (4-14 ГГц), который составляет 1 см. Кроме того, в полученном трёхмерном изображении имеется разрешение объектов по дальности. Об этом свидетельствует различие двух объектов: гипсового объекта с общими размерами 15 на 15 см и металлического объекта с общими размерами 30 на 30 см разнесёнными по дальности на 10 см. Теоретическая оценка разрешения по дальности для полосы частот 4-14 ГГц составляет 3 см.

- *Достоверность второго положения:* подтверждается совпадением заданного изображения объекта и восстановленного изображения объекта путем численного моделирования с точностью до разрешающей способности. Разрешение полученного изображения близко к дифракционному пределу для системы с рассматриваемой апертурой и составляет 15 мм. Проведены экспериментальные исследования с одиночным излучателем, по результатам которых было осуществлено восстановление изображений тестового объекта с точностью до разрешающей способности.

- *Достоверность третьего положения:* подтверждается совпадением полученного в ходе численного моделирования изображения исследуемого объекта с исходным объектом с точностью до разрешающей способности; экспериментальными результатами восстановления точечного источника (в качестве излучателя и приёмника использовались датчики MA40S4/R) по измерениям амплитуды поля через дифракционную решётку (с шагом отверстий 10 мм, размером отверстий 4 мм и квадратным центральным отверстием со сторонами 10 мм) для ультразвуковых волн в воздухе на частоте 40 Гц. Положение ультразвукового излучателя на восстановленном изображении совпадает с его фактическим положением с точностью до разрешающей способности системы (длины звуковой волны).

Новизна

1. Новизна первого положения состоит в осуществлении трёхмерной радиотомографии по измерениям амплитуды поля на различных частотах в широкой полосе путём предложенной обработки сигналов.

2. Новизна второго положения состоит в применении множества опорных источников, разреженной матрицы приёмников и измерении только амплитуды поля для восстановления плоских радиоизображений.

3. Новизна третьего положения состоит в создании макета дифракционной решётки с особым центральным отверстием для радиотомографии по амплитуде поля дифракции, сформированной решёткой.

Научная ценность определяется

1. Демонстрацией принципиальной возможности получения разрешения по дальности при измерениях только лишь амплитуды поля на различных частотах.

2. Вопреки сложившимся представлениям о разреженных фазированных антенных решётках показана возможность восстановления изображения объекта при разрежённых измерениях причём, только при измерении амплитуды.

3. Разработанная модель радиовидения для восстановления плоских изображений объектов по разрежённым измерениям амплитуды поля измерительной матрицей открывают путь для дальнейшей разработки методов с разрешением по дальности путем применения СШП сигналов и другими критериями оптимизации матриц приемных и передающих элементов.

4. Содержание третьего положения позволяет выдвинуть как самостоятельную научную задачу диверсификации и оптимизации дифракционных экранов в радиотомографии по амплитудным измерениям. Дальнейшее развитие данного метода может быть направлено на исследование применения сверхширокополосных сигналов с целью получения разрешения по дальности.

Практическая значимость

- Все разработанные методы технически проще и значительно дешевле существующих аналогов, при этом разрешение получаемых изображений сравнимо с теоретическим пределом для широкополосных радиолокаторов с синтезированной апертурой, использующих информацию о фазе. Пространственное разрешение полученных разработанных методов в плоскости, параллельной плоскости сканирования, определяется размерами апертуры (области сканирования) и составляет около 15 – 20 мм. Разрешение по дальности определяется шириной полосы используемых частот и составляет порядка 3 см.

- Все предложенные схемы измерений с заданными параметрами системы реализуемы на недорогой радиоэлектронной элементной базе. Так как отсутствует измерение фазы и, следовательно, не требуется использование дорогостоящих высокочастотных СВЧ устройств (смесителей, волноводных трактов, антенных решеток).

- Плоская геометрия разработанных методов позволяет размещение их, к примеру, в стене из радиопрозрачного материала обеспечивая скрытое сканирование.

- Использование матриц измерений амплитуды поля совместно с разработанными алгоритмами обработки полученных данных позволяет осуществлять измерения интенсивности в режиме реального времени и тем самым решить вторую по значимости, после цены, проблему существующих радиотомографов – низкая скорость сканирования из-за использования механического сканирования.

Спектр применения подобных методов весьма широк: дефектоскопия, контроль качества диэлектрических материалов, досмотровые системы безопасности.

Внедрение результатов диссертации и рекомендации по дальнейшему использованию

По теме диссертации имеется патент на полезную модель совместно с доцентом кафедры радиофизики, кандидатом физико-математических наук Сухановым Д. Я. «Радиоголографический сверхширокополосный томограф» регистрационный № 2014108126 от 03.03.2014 г.

Автор входит в состав исполнителей ряда научно-исследовательских работ и проектов. Результаты работы были использованы при выполнении следующих 7 грантов, по которым в рамках Научно-образовательного центра «Технологии безопасности» (НИЧ ТГУ) и Научно-образовательного центра «Радиофизика и радиоэлектроника (СФТИ ТГУ) написано 18 отчетов о НИР:

Результаты были использованы при выполнении следующих проектов:

1. АВЦП «Физико-математическая модель радиолокационного томографа» № 2.1.2/12874 и № 2.1.2/3339 на 2010-2012 годы. Руководитель: д.-р физ.-мат наук, профессор В.П. Якубов.

2. ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы, мероприятие 1.3, ГК от 03 сентября 2009 года № П1468: «Разработка методов радиовидения скрытых объектов». Руководитель: доцент, канд. физ.-мат. наук Суханов Д.Я.

3. НИР «Фокусировка волновых процессов проекций неоднородных сред в сверхширокополосной радиотомографии скрытых объектов», Тематический план ТГУ 2009-2011 гг. Шифр 1.10.09. Руководитель: д.-р физ.-мат наук, профессор В.П. Якубов.

4. НИР «Радиоволновой томосинтез неоднородных сред и объектов» Тематический план ТГУ 2012-2014 гг. Рег. Номер НИР: 7.3747.2011. № гос. регистрации 01201257789. Руководитель: д.-р физ.-мат наук, профессор В.П. Якубов.

5. ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы. ГК от 06 сентября 2010 года № 14.740.11.0076:

«Исследование волновых процессов в неоднородных средах и создание основ радиовидения высокого разрешения с использованием метода синтеза апертуры». Руководитель: д.-р физ.-мат наук, профессор В.П. Якубов.

6. РФФИ на 2012-2013 годы проект № «12-02-31470 мол_а» «Восстановление трёхмерных радиоизображений на основе многопозиционных измерений интенсивности поля». Договор (соглашение) № 12-02-31470\12 от 3 октября 2012 года. Руководитель: канд. физ.-мат. наук Суханов Д.Я.

7. РФФИ на 2013-2014 годы проект № «13-02-98025 р_сибирь_а» «Фундаментальные ограничения в ближнеполевой электродинамике сложных излучающих систем». Договор (соглашение) № 13-02-98025\13 от 27 августа 2013 года. Руководитель: д.-р. физ.-мат. наук Беличенко В.П.

Под непосредственным руководством автора были выполнены следующие проекты (НИОКР):

1. “Разработка лабораторного макета установки трёхмерного радиовидения на основе измерения только амплитуды поля за дифракционной решёткой» договор № 4/13125 от 14 января 2011 года с ООО «ТРИУМФ», государственный контракт № 8691р/13125 от 14 января 2011 г.

2. “Разработка лабораторного макета установки трёхмерного радиовидения на основе измерения только амплитуды поля на различных частотах в широкой полосе” договор № 3/14240 от 11 января 2012 года с ООО «ТРИУМФ», контракт № 9902р/14260 от 11.01.2012 г.

3. Программа развития деятельности студенческих объединений Национального исследовательского Томского государственного университета "Инновации и творчество" на 2012-2013 гг., "Конкурс проектов студенческих конструкторских, исследовательских бюро и лабораторий", протокол от 03.06.2013. Название проекта: "Разработка технологий трёхмерного

радиовидения, бесконтактной ультразвуковой дефектоскопии и магнитной томографии", 2013 год.

Публикации

По материалам диссертации опубликовано 20 работ, из них 13 статей в журналах, входящих в Перечень рецензируемых научных журналов и изданий, рекомендованных Высшей аттестационной комиссией при Министерстве образования и науки Российской Федерации для опубликования основных результатов диссертаций индексируемых в наукометрической базе РИНЦ (из них 5 статей в журналах, включенных в библиографические базы Web of Science и Scopus), патент на полезную модель регистрационный № 2014108126 от 03.03.2014 г, 7 публикаций в материалах региональных научных конференций.

Апробация результатов исследований

Результаты исследований по теме диссертации докладывались и обсуждались на III Всероссийской научной конференции «Сверхширокополосные сигналы в радиолокации, связи и акустике – СРСА 2010» – (Муром, 2010); на II, III и V Научно-практических конференциях с международным участием «Информационно-измерительная техника и технологии» – (Томск, 2011, 2012, 2014); на шестой, седьмой и восьмой конференциях студенческого научно-исследовательского инкубатора – (Томск, 2009, 2010 и 2011); на третьей, четвертой и пятой Международных научно-практических конференциях «Актуальные проблемы радиофизики» – (Томск, 2010, 2012 и 2013); на 15 Международной конференции «Ground Penetrating Radar – (GPR 2014)» – (Brussels, Belgium, 2014); на 24-ой Международной Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» – (КрыМиКо'2014) – (Севастополь, 2014); на XVII Международной научно-практической конференции "Естественные и математические науки в современном мире" – (Новосибирск, 2014)

Личный вклад автора

Все основные теоретические и практические результаты диссертационной работы получены либо лично автором, либо при его непосредственном участии в качестве основного исполнителя. Так автором диссертации проведены: постановка задач, определение схем измерений, построение численных моделей решения прямых, разработка алгоритмов решения обратных задач, построение конструкций лабораторных макетов, подборка комплектующих, проведение экспериментов с использованием радио и ультразвуковых волн, а также анализ полученных результатов диссертации.

Определение направления и выбор методов исследований осуществлено научным руководителем профессором Якубовым Владимиром Петровичем. Совместно с научным консультантом доцентом Сухановым Дмитрием Яковлевичем проведены: численное моделирование с применением пакета программ CST Microwave, обсуждение идей и методов постановки и методики проведения экспериментальных и теоретических исследований. Научный консультант является соавтором всех основных публикаций автора диссертации.

Автор диссертации выражает свою искреннюю благодарность научному руководителю и научному консультанту за большую непосредственную помощь в выполнении диссертационной работы, а также всему коллективу кафедры радиофизики ТГУ за внимание и полезные обсуждения в ходе работы над диссертацией.

Структура и объём диссертации

Диссертационная работа состоит из введения, 5 глав, заключения, списка литературы из 98 наименований. Материал изложен на 160 страницах, содержит 80 рисунков.

Краткое содержание диссертации

Во введении приводится поаспектная характеристика диссертационной

работы: актуальность выбранной темы, объект, цель, задачи, методы и предмет исследования, научные положения, обоснование достоверности истинности полученных положений и результатов, их научной и прикладной значимости.

В первой главе изложены основные математические модели распространения радиоволн, используемые в диссертации. Рассмотрены основные физические процессы, которые необходимо принимать во внимание, при решении задач радиотомографии: распространение радиоволн в однородной среде, теория однократного рассеяния, дифракции волн; основные методы зондирования среды: локационная схема зондирования, трансмиссионная схема зондирования, радар бокового обзора с синтезированной апертурой, применение фазированных антенных решёток. Рассмотрены методы, используемые при обработке результатов измерений рассеянного поля для восстановления распределения неоднородностей, предложенные ранее другими исследователями: метод пространственно-согласованной фильтрации, метод миграции во временной области, метод Столта, метод обратного распространения поля; так же приведены способы оценки разрешающей способности: оценка пространственного разрешения и оценка разрешения по дальности. Кратко рассказано о радиоголографических методах исследования и сделаны выводы.

Во второй главе предлагается моностатический радиоголографический метод измерений амплитуды поля. Предполагается, что излучающая и приёмная антенны располагаются на фиксированном расстоянии друг от друга и вместе перемещаются на плоскости. Прямой сигнал от излучающей антенны в приёмную является опорным сигналом и интерферирует с сигналом, рассеянным объектами в среде (предметный сигнал). На выходе приёмной антенны измеряется амплитуда суммарного сигнала.

Представлено решение прямой задачи в приближении однократного рассеяния. Предложен метод извлечения распределения фазы предметного

сигнала с точностью до $\pm\pi/2$, который состоит в вычитании интенсивности опорного сигнала из интенсивности измеренного сигнала с последующим домножением на фазовый множитель, определяющийся фазовым набегом волны от источника к приёмнику. Далее на основе извлеченной фазовой информации с помощью метода пространственно-согласованной фильтрации осуществляется восстановление изображений рассеивающих объектов. Приведены результаты численных и экспериментальных для монохроматических и сверхширокополосных сигналов. Предложен быстрый алгоритм восстановления трёхмерных изображений на основе трёхмерного преобразования Фурье при обработке данных сверхширокополосного зондирования. Показана работоспособность предложенного метода и приведены результаты обработки по восстановлению изображений рассеивающих объектов.

В третьей главе предложен метод восстановления плоских изображений рассеивающих объектов на основе измерений амплитуды поля разреженной матрицей приёмных антенн и нескольких опорных изотропных излучателей. Предлагается оптимизированная геометрия размещения излучателей и приёмников в гексагональной сетке. Приводятся результаты численного моделирования с множеством излучателей, а также результаты экспериментальных исследований с одиночным излучателем.

В четвёртой главе представлен метод восстановления амплитудно-фазового распределения поля, падающего на дифракционный экран по измерениям распределения амплитуды поля дифракции за экраном. Экран представляет собой дифракционную решётку с отверстиями размерами менее полдлины волны, шагом размещения полдлины волны и центральным отверстием размерами больше или сравнимо с длиной волны. Предложен метод восстановления изображений рассеивающих объектов на основе восстановленного поля, падающего на дифракционный экран. Рассмотрен случай

использования стороннего источника излучения и собственного источника излучения. Для собственного сверхширокополосного источника предложен метод восстановления трёхмерных изображений, который был проверен путём численного моделирования. Для стороннего монохроматического источника были проведены экспериментальные исследования на ультразвуковых волн в воздухе на частоте 40 кГц.

В пятой главе предложен метод изображений плоских объектов по измерениям амплитуды поля без использования опорного сигнала. Рассматривается как трансмиссионный так и локационный случаи зондирования. Предложенный метод является итерационным, основанный на начальном приближении о том, что фаза волны в плоскости объекта известна и известна амплитуда волны в плоскости измерений. Трансмиссионная схема зондирования проверена экспериментально на ультразвуковых волнах в воздухе на частоте 40 кГц. Локационная схема зондирования была проверена путём численного моделирования.

ГЛАВА 1. СОВРЕМЕННЫЕ МЕТОДЫ РАДИОЛОКАЦИИ И РАДИОТОМОГРАФИИ

В данной главе рассматриваются основные математические модели физических процессов происходящих в системах радиотомографии. Приведены наиболее распространенные схемы зондирования и наиболее универсальные методы обработки данных зондирования для восстановления радиоизображений.

1.1. Основные физические модели, рассматриваемые при решении задач радиотомографии

Наибольший интерес в задачах радиотомографии представляют процессы распространения волн в однородной среде, процессы рассеяния на неоднородностях, а также процессы дифракции.

1.1.1. Распространение радиоволн в однородной среде

Для решения прямых задач распространения радиоволн целесообразно использовать известные решения уравнения Гельмгольца [79], которое является аналогом волнового уравнения для частотной области. Как правило, рассматриваются решения для однородных сред, в частности функция Грина свободного пространства.

Будем рассматривать электромагнитные волновые поля в скалярном приближении в частотной области. Распространение радиоволн в частотной области описывается уравнением Гельмгольца:

$$\Delta U + k^2 U = 0. \quad (1.1)$$

Решение данного уравнения осуществляется методом функции Грина в однородном пространстве. Функция Грина является решением уравнения:

$$\Delta G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) + k^2 G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) = -\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0). \quad (1.2)$$

С помощью функции Грина можно описать поле произвольного источника:

$$U(\mathbf{r}) = \iiint_V S(\mathbf{r}')G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')d\mathbf{r}', \quad (1.3)$$

где $S(\mathbf{r}')$ - функция, описывающая распределение источников поля.

Решение (1.3) может быть применено для моделирования поля излучателя произвольной формы.

1.1.2. Однократное рассеяние волн

В большинстве случаев, описание процесса рассеяния волн достаточно проводить в приближении однократного рассеяния, поскольку многократно рассеянные поля имеют много меньшую амплитуду, чем однократно рассеянные. Данное приближение справедливо для слабоконтрастных неоднородностей.

Однократно рассеянное поле [80] можно записать в виде:

$$U(\mathbf{r}) = k^2 \iiint_V \tilde{\epsilon}(\mathbf{r}')U_0(\mathbf{r}')G(\mathbf{r}', \mathbf{r})d\mathbf{r}', \quad (1.4)$$

где $\tilde{\epsilon}(\mathbf{r}')$ – контраст диэлектрической проницаемости (разница между настоящим распределением и средним), $U_0(\mathbf{r}')$ – поле, падающее на рассеивающие неоднородности, $k = \omega\sqrt{\epsilon_0\epsilon\mu_0\mu}$ – волновое число в фоновой среде.

С помощью данного решения возможно моделирование рассеяния на объектах произвольной формы. Как правило, приближение однократного рассеяния выполняется и для сильноконтрастных неоднородностей, если геометрия рассеивающих объектов такова, что не появляется многократно рассеянных волн.

1.1.3. Дифракция волн

Дифракция является эффектом огибания волнами препятствий [81-83]. В общем случае, поле дифракции, это поле, прошедшее через неоднородности

среды. Точное решение задач дифракции требует применение громоздкого математического аппарата. Могут быть получены аналитические решения для конкретных частных случаев, например дифракция на сфере или дифракция на клине [83]. Однако для произвольного случая целесообразно применять приближённые решения, которые могут быть рассчитаны численно.

Наиболее распространенным приближением при рассмотрении задач дифракции является приближение Кирхгофа [79]. Данное приближение используется для описания поля дифракции на плоских экранах. Предполагается, что поле сразу за экраном равно полю в свободном пространстве там, где есть отверстия в экране, и равно нулю там, где нет отверстий. Далее, поле за экраном вычисляется, также как поле в однородной среде.

Математически дифракция на экране записывается в виде:

$$U(\mathbf{r}) = \iint_S M(x', y') U_0(\mathbf{r}') \frac{\partial G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial n'} dx' dy', \quad (1.5)$$

где $M(x', y')$ – функция пропускания экрана, которая равна нулю там, где экран не пропускает волны, и равна единице там, где пропускает, $U_0(\mathbf{r}')$ – поле волны падающей на экран, $\mathbf{r}' = (x', y', 0)$ – точка интегрирования на экране,

$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}$ – функция Грина свободного пространства, $\frac{\partial}{\partial n'}$ – производная по нормали к поверхности экрана направленная в сторону источника.

Данное решение наиболее удобно применять для описания явления дифракции на дифракционных экранах.

1.2. Методы зондирования

Существуют различные схемы зондирования, каждая из которых, применима для определённых частных случаев. В зависимости от геометрии исследуемого объекта, его размеров, возможностей размещения приёмных и передающих

антенн, а также типов зондирующих сигналов изменяется целесообразность применения каждой схемы измерений.

1.2.1. Локационная схема зондирования

Под локационной схемой зондирования подразумевается схема зондирования, в которой излучатель и приёмник располагаются по одну сторону от исследуемого объекта (рисунок 1.1). Волны падают на исследуемый объект, рассеиваются и попадают в приёмную антенну. В таких системах радиоизлучение направляется в определенную область пространства и по отраженному сигналу создается радиоизображение предметов, от которых оно отражается. Таким образом, исследуется распределение коэффициента отражения объекта.

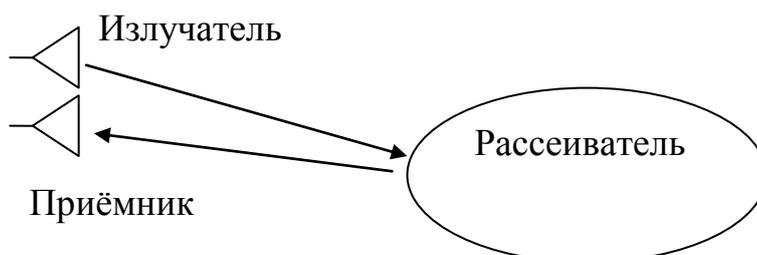


Рисунок 1.1 – Локационная схема измерений

Локационная схема зондирования позволяет оценить дальность до объекта, и получить разрешение по дальности при использовании сверхширокополосного излучения. Восстанавливаемые таким образом изображения соответствуют отражательным характеристикам объектов.

При этом возможны две схемы локационной томографии:

1. Нет возможности сформировать опорный сигнал.
2. Поле волны источника можно использовать в качестве опорного сигнала.

Следует отметить, что в приближении однократного рассеяния без учёта самозатенения локационный сверхширокополосный способ зондирования

позволяет восстанавливать трёхмерные радиоизображения, то есть осуществлять трёхмерное радиовидение.

1.2.2. Трансмиссионная схема зондирования

Трансмиссионная схема зондирования подразумевает измерения на просвет, то есть когда излучатель и приёмник находятся по разные стороны от исследуемого объекта (рисунок 1.2). В данной схеме производится исследование коэффициента пропускания исследуемого объекта.



Рисунок 1.2 – Трансмиссионная схема измерений

При трансмиссионной однокурсной схеме измерений невозможно получить разрешение по глубине даже при использовании сверхширокополосного излучения. Поэтому целесообразно использовать монохроматические сигналы при трансмиссионном зондировании. Восстанавливаемые изображения, при такой схеме, соответствуют коэффициенту поглощения или коэффициенту пропускания зондируемого объекта.

1.2.3. Радар бокового обзора с синтезированной апертурой

Радиолокатор бокового обзора представляет собой широкополосный радиолокатор с направленной в бок антенной и движущийся по линейной траектории (Рисунок 1.3) [28]. В каждой точке траектории движения с шагом в четверть длины производится измерения амплитуды и фазы рассеянного поверхностью сигнала. Предполагается, что зондируемая поверхность

преимущественно плоская. Разрешение вдоль траектории сканирования достигается за счёт синтеза апертуры, а разрешение в поперечном направлении – за счёт ширины спектра зондирующего сигнала.

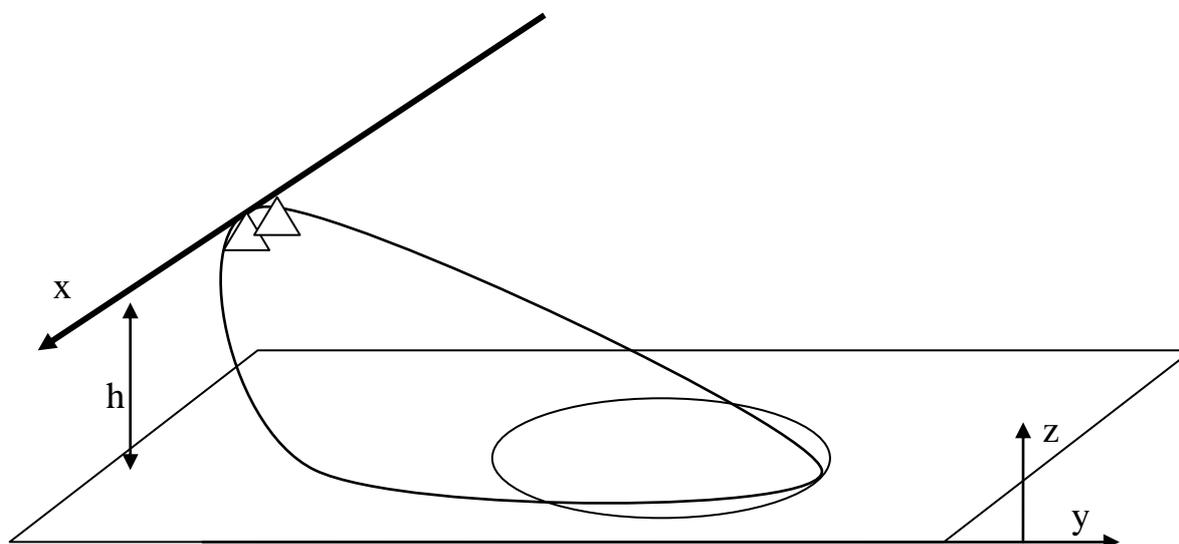


Рисунок 1.3 – Локатор бокового обзора

Радиолокатор бокового обзора находит широкое применение в спутниковых и авиационных системах зондирования.

1.2.4. Фазированные антенные решётки

Фазированные антенные решётки представляют собой антенные решётки с фазовращателями, установленными на каждую антенну [28]. Управление фазами сигналов в каждой антенне позволяет формировать произвольную диаграмму направленности, а также фокусировать излучение в заданную точку пространства в пределах ближней зоны решётки.

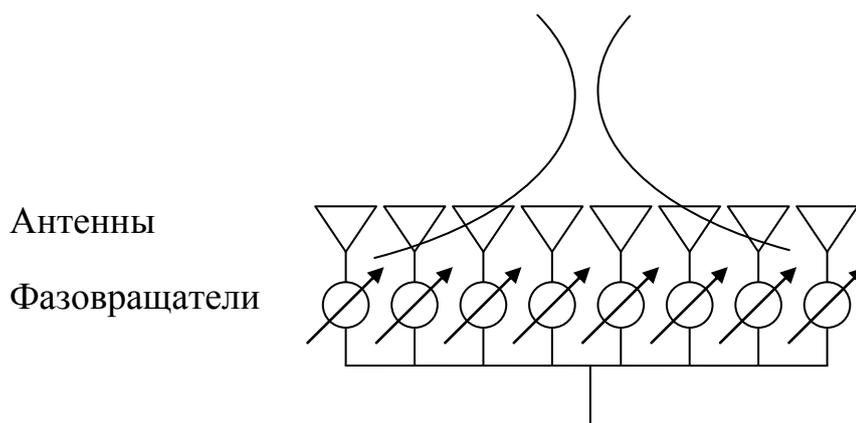


Рисунок 1.4 – Фазированная антенная решётка

Шаг размещения антенн не должен превышать половины длины волны, иначе будет проявляться многолепестковость диаграммы направленности. Чем больше размер решётки (апертура) по отношению к длине волны, тем уже формируемые диаграммы направленности. Узкая диаграмма направленности позволяет получить высокое разрешение по углу, что находит применение в радиолокационных станциях для обнаружения и определения координат воздушных целей.

1.3. Методы обработки результатов измерений рассеянного поля

Для визуализации изображения рассеивающих неоднородностей в исследуемой среде необходимо произвести математическую обработку полученных данных измерений.

1.3.1. Метод пространственно-согласованной фильтрации

Метод пространственно-согласованной фильтрации предназначен для восстановления изображений рассеивающих объектов в частотной области [84-85].

В линейном приближении однократного рассеяния результат измерений произвольной зондирующей системой можно записать в виде:

$$U(x_1 \dots x_n) = \iiint_V \rho(\mathbf{r}) A(\mathbf{r}, x_1 \dots x_n) d^3 \mathbf{r}, \quad (1.6)$$

где $\rho(\mathbf{r})$ – распределение рассеивающих неоднородностей, $A(\mathbf{r}, x_1 \dots x_n)$ – аппаратная функция системы, то есть реакция системы на точечный рассеиватель, находящийся в точке \mathbf{r} при положении измерительной системы в координатах $x_1 \dots x_n$. Под $x_1 \dots x_n$ подразумеваются всё множество комбинаций положений излучающих и приёмных антенн, в которых производятся измерения. $U(x_1 \dots x_n)$ есть результат измерений поля в приёмной антенне.

Решение обратной задачи методом пространственно-согласованной фильтрации записывается в виде:

$$p(\mathbf{r}) = \int_{x_1} \dots \int_{x_n} U(x_1 \dots x_n) A^*(\mathbf{r}, x_1 \dots x_n) dx_n \dots dx_1, \quad (1.7)$$

где интегрирование ведётся по всем значениям координат излучающей и приёмной антенны, для которых производилось зондирование, $p(\mathbf{r})$ – восстановленное распределение рассеивающих неоднородностей, которое приблизительно описывает исходное распределение.

1.3.2. Метод миграции во временной области

Метод миграции во временной области [75] является одним из наиболее универсальных методов обработки данных сверхширокополосного радиовидения, поскольку основан на суммировании сигналов в точке измерения, обеспечивающем устойчивость к шумам, а также рассчитан на обработку короткими импульсами при произвольной траектории сканирования и размещение приёмных и передающих антенн.

Решение прямой задачи можно записать во временной области через решение в запаздывающих потенциалах в скалярном приближении:

$$U_n(t) = \iiint_V \rho(\mathbf{r}) \frac{S\left(t - \frac{|\mathbf{T}_n - \mathbf{r}| + |\mathbf{r} - \mathbf{R}_n|}{c}\right)}{|\mathbf{T}_n - \mathbf{r}| |\mathbf{r} - \mathbf{R}_n|} d\mathbf{r}, \quad (1.8)$$

где $\rho(\mathbf{r})$ – распределение рассеивающих неоднородностей, $S(t)$ – зондирующий сигнал, \mathbf{T}_n – множество положений излучателя, \mathbf{R}_n – множество положений приёмника, \mathbf{r} – текущая точка интегрирования в объеме, n принимает целые значения от 1 до N , $U_n(t)$ – сигнал в точке приёма, c – скорость света в среде.

Решение обратной задачи, согласно методу миграции во временной области записывается в виде суммы, с учётом, что импульс излучается в момент времени $t = 0$:

$$p(\mathbf{r}) = \sum_{n=1}^N U_n \left(\frac{|\mathbf{T}_n - \mathbf{r}| + |\mathbf{r} - \mathbf{R}_n|}{c} \right). \quad (1.9)$$

где $p(\mathbf{r})$ – восстановленное изображение.

По сути, данный метод является аналогом метода пространственно согласованной фильтрации для временной области. Полученное при этом изображение не совсем совпадает с реальным распределением неоднородностей $\rho(\mathbf{r})$, поскольку не учитываются явления многократных переотражений, самозатенения и дифракции на неоднородностях и из-за ограниченности полосы частот и области измерений. Если сигнал короткий, то его длительность будет определять разрешающую способность системы. Даже если сигнал сверхширокополосный, но при этом не импульсный, то путём согласованной линейной фильтрации его можно преобразовать к виду короткого импульсного.

Недостатком данного метода является требовательность к вычислительным ресурсам, так как для каждого положения антенны происходит операция суммирования каждой точки трёхмерного изображения.

1.3.3. Технология радара с синтезированной апертурой

Технология радара с синтезированной апертурой основана на измерении амплитудно-фазового распределения поля на некоторой поверхности – области синтеза апертуры [30-35]. Данная технология позволяет получить наиболее качественные трёхмерные радиоизображения, с разрешением близким к дифракционному пределу, с применением сверхширокополосных сигналов [86], с пространственным перемещением радиолокатора или решётку антенных элементов. Использование сверхширокополосного излучения и технологии радара с синтезированной апертурой позволяет получать разрешение по дальности и в плоскости сканирования. При этом, чем больше апертура системы, тем лучше ее разрешающая способность. Технология радара с синтезированной апертурой требует измерения фазы радиолокационного сигнала, рассеянного объектом, поскольку в ее основе лежит согласованная фильтрация поля, измеренного в плоскости синтезируемой апертуры. Достоинством технологии синтезируемой апертуры является возможность апостериорной фокусировки измеренного поля в любые точки пространства с помощью аналоговой или численной обработки.

1.3.4. Метод Столта

Метод Столта изначально был разработан для решения обратных задач сейсмологии, но также с успехом применяется для решения обратных задач радиотомографии [75]. Применение метода Столта ограничивается геометрией зондирования: необходимо, чтобы траектория зондирования была плоской, а также излучатель и приёмник должны быть совмещены (моностатическое зондирование).

Метод Столта заключается в следующих операциях, сначала осуществляется переход в область пространственных спектров:

$$\tilde{S}(k_x, k_y, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(x, y, \omega) e^{-ik_x x - iyk_y y} dx dy, \quad (1.10)$$

где $S(x, y, \omega)$ – поле в области измерений на частоте ω , (x, y) – координаты на плоскости, ω частота зондирующего сигнала.

Далее осуществляется переход из системы координат плоских пространственных спектров в систему координат трёхмерных пространственных спектров:

$$\tilde{P}(k_x, k_y, k_z) = \tilde{S}\left(k_x, k_y, \frac{c}{2} \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}\right), \quad (1.11)$$

где $\frac{\sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}}{2} = k$ – это волновое число зондирующей волны. Так

осуществляется восстановление спектра пространственных частот распределения рассеивающих неоднородностей. Деление на 2 связано с заменой рассеивающих неоднородностей на эквивалентные синфазные источники, излучающие на удвоенной частоте. Это вытекает из теоремы взаимности, которая при данной геометрии зондирования играет существенную роль: волны, распространяющиеся от излучателя до рассеивателя, и от рассеивателя до приёмника проходят один и тот же путь и приобретают один и тот же фазовый набег (одинаковы по амплитуде и фазе), а это эквивалентно фазовому набегу на удвоенной частоте волны, распространяющейся от рассеивателя до приёмника в одну сторону. Последним шагом является трёхмерное преобразование Фурье и переход в пространственную область:

$$P(x, y, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{P}(k_x, k_y, k_z) e^{ik_x x + iyk_y y + izk_z z} dk_x dk_y dk_z. \quad (1.12)$$

Преимуществом данного метода является возможность вычисления трёхмерного изображений с помощью алгоритма быстрого преобразования Фурье. То есть данный алгоритм обладает высоким быстродействием.

1.4. Радиоголография

Радиоголография – это способ записи, восстановления и преобразования фронта электромагнитных волн радиодиапазона. Радиоголография является одним из методов радиовидения по некогерентному излучению на основе радиоголографического метода приёма.

Радиоголографические методы [25,36-40] являются перспективным развитием систем радиотомографии терагерцового и субтерагерцового диапазонов, поскольку требуют измерения только интенсивности поля и не требуют измерения фазы. В рассматриваемом диапазоне частот измерение фазы является сложной технической задачей. Тем не менее, фазовая информация необходима для восстановления радиоизображения с разрешением близким к дифракционному пределу. В радиоголографических системах за счёт интерференции опорного и предметного сигналов возможно частичное сохранение фазовой информации в интенсивности интерференционной картины. Это позволяет восстанавливать радиоизображения с предельно возможным разрешением [46].

В радиоголографии происходит измерение амплитуды поля интерференции прямой волны от излучателя (опорной волны) $B_0 = A_0 \exp(i\varphi_0)$ и волны, рассеянной исследуемым объектом $B_1 = A_1 \exp(i\varphi_1)$ (предметной волны), где A_0, A_1 – амплитуды волн, φ_0, φ_1 – фазы волн.

Предполагается, что амплитуда опорной волны много больше амплитуды предметной волны $A_1 \ll A_0$. При этом амплитуда интерференционной картины напрямую связана с одной из квадратурных составляющих поля предметной волны: $C^2 = (B_0 + B_1)(B_0 + B_1)^* = A_0^2 + 2A_0A_1 \cos(\varphi_1 - \varphi_0) + A_1^2$. Фазовый множитель можно извлечь путём вычитания интенсивности опорного сигнала: $D \approx \frac{C^2 - A_0^2}{2A_0}$.

Таким образом, косинусная квадратура D относительно фазы опорного сигнала определяется из интенсивности интерференционного сигнала. Фаза определяется с точностью до постоянного фазового множителя – фазы опорной волны. Этой информации достаточно, чтобы применить метод синтеза апертуры с последующей фокусировкой и восстановить распределение рассеивающих неоднородностей в исследуемой среде.

1.5. Оценка разрешающей способности

Под разрешающей способностью системы будем понимать минимальное расстояние между двумя точечными рассеивателями, на котором их можно различить по восстанавливаемым изображениям [86]. Критерий различения изображений рассеивателей выбирается в зависимости от требований, предъявляемых к качеству изображений.

1.5.1. Оценка поперечного пространственного разрешения

Разрешающая способность определяется классическим соотношением для радара с синтезированной апертурой:

$$\Delta x = \frac{z\lambda}{B}, \quad (1.13)$$

где B – размер синтезируемой апертуры (размер области перемещения антенн), λ – центральная длина волны, z – расстояние от области сканирования до объекта.

Чем больше размер апертуры B , тем выше частота зондирования и меньше расстояние до цели, тем лучше разрешение. Эта формула справедлива для больших дальностей $z \gg B$. Для случая $z < B$, разрешение определяется половиной длины волны при моностатическом зондировании.

1.5.2. Оценка продольного пространственного разрешения

Разрешение по дальности при широкополосном зондировании определяется как:

$$\Delta z = \frac{c}{(f_{\max} - f_{\min})}, \quad (1.14)$$

где c – скорость света, f_{\max} – максимальная частота в используемом спектре частот, f_{\min} – минимальная частота в используемом спектре частот.

То есть разрешение по дальности будет тем лучше, чем шире полоса частот зондирующего сигнала.

1.6. Основные выводы

Для восстановления трёхмерных радиоизображений ключевым моментом является фазовая информация. Голографические методы позволяют частично сохранять фазовую информацию, что может быть использовано для трёхмерной томографии по амплитудным измерениям.

ГЛАВА 2. РАДИОГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОД РАДИОВИДЕНИЯ НА ОСНОВЕ ИЗМЕРЕНИЯ АМПЛИТУДЫ ПОЛЯ ПРИ МОНОСТАТИЧЕСКОМ ЗОНДИРОВАНИИ

Одним из возможных методов восстановления фазы является радиоголографический метод [25,36-40], который заключается в измерении интенсивности поля интерференции предметного и опорного сигналов. В данной главе рассматриваются случаи, когда опорная волна имеет вид плоской волны, падающей по нормали на область измерений [3-4, 16-18, 20]. Подобный вид опорной волны реализуется за счёт совместного перемещения излучателя и приёмника (приёмно-передающий модуль), то есть при моностатическом зондировании.

2.1. Радиоголографический метод восстановления трёхмерных радиоизображений на основе измерения амплитуды интерференционной картины опорного и предметного сигналов на различных частотах в широкой полосе

Перемещение излучателя вместе с приёмной антенной на фиксированном расстоянии эквивалентно облучению области измерений плоской и однородной по амплитуде волной. При этом исследуемый объект облучается сферическими волнами из различных точек сканирующей плоскости, что обеспечивает одинаковое облучение всех областей исследуемого пространства. Такая схема измерений схожа со схемой измерений радара с синтезированной апертурой, но здесь не производится измерения фазы волны.

В данном разделе предлагается радиоголографический метод получения трёхмерных радиоизображений, основанный на измерении амплитуды интерференционной картины опорного и предметного сигналов на различных частотах в широкой полосе, а также быстрый алгоритм обработки данных

измерений для восстановления трёхмерных радиоизображений. Целью является: восстановление распределения коэффициента рассеяния исследуемого объекта по результатам измерения амплитуды рассеянного поля на различных частотах. Рассматривается задача локационного сверхширокополосного видения объёмных изображений объектов с использованием монохроматических несинхронизированных передатчика и приёмника. При этом не используется фокусировка с помощью линз и системы зеркал для направления опорной или предметной волн. Зондирование производится монохроматическим сигналом со сканированием по частоте в широкой полосе.

2.1.1. Схема измерений

Предлагается следующая схема измерений (Рисунок 2.1): передающая и приёмная антенны находятся друг от друга на фиксированном расстоянии d и образуют приёмно-передающий модуль. Приёмно-передающий модуль перемещается с определённым шагом в плоскости XOY , и производит измерения амплитуды поля на различных частотах (Рисунок 2.7). Передающая антенна подключена к перестраиваемому генератору монохроматических сигналов, и излучает радиоволны в сторону исследуемого объекта и в сторону приёмной антенны. Волна, отражённая от объекта (предметная волна), интерферирует с прямой волной от источника (опорной волной). К приёмной антенне подключен детекторный диод, с помощью которого, через аналого-цифровой преобразователь (АЦП), измеряется интенсивность (квадрат амплитуды) волны.

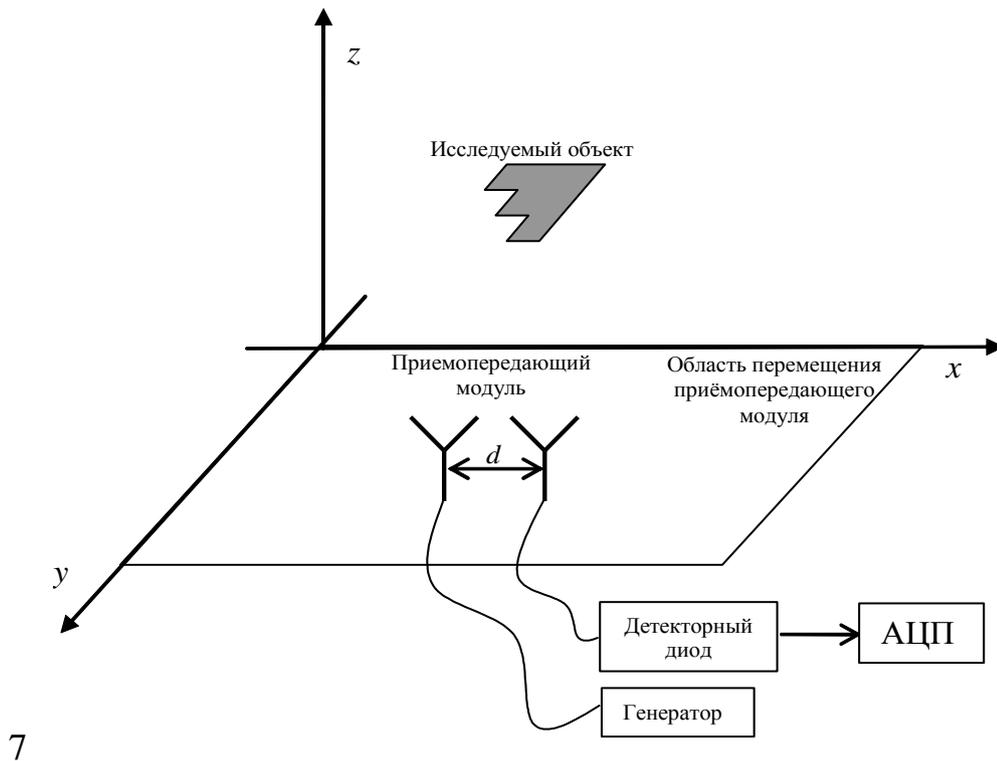


Рисунок 2.1 – Схема измерений

Измерения производятся при излучении монохроматического сигнала на определённой частоте, затем частота перестраивается, и измерения повторяются в каждой точке области сканирования. Подобные измерения производятся на нескольких частотах в широкой полосе, таким образом, реализуются широкополосные радиоголографические измерения.

Необходимо восстановить распределение неоднородностей в среде по результатам локационных широкополосных радиоизмерений.

2.1.2. Решение прямой задачи распространения радиоволн в промежутке между исследуемым объектом и областью сканирования

Для описанной схемы измерений предлагается математическая модель, которая позволяет определить результат измерений по заданному распределению неоднородностей в среде, то есть решение прямой задачи. Рассматривается скалярное приближение однократного рассеяния. Исследуемый объект

представим как множество изотропных, точечных рассеивателей, которое описывается трёхмерной скалярной функцией $\rho(x, y, z)$.

Поле в приёмной антенне на частоте f можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} U(x, y, f) &= A \iiint_V \rho(x', y', z') \frac{\exp(ik(r_1 + r_2))}{(4\pi)^2 r_1 r_2} dx' dy' dz' + \hat{B} \frac{\exp(ikd)}{4\pi d} = \\ &= A \cdot S_1(x, y, f) + B \cdot S_0(f), \end{aligned} \quad (2.1)$$

где первое слагаемое описывает предметную волну $S_1(x, y, f)$, а второе слагаемое

– опорную $S_0(f)$, причём $|S_0(f)|=1$; нормирующие коэффициенты A и $B = \frac{\hat{B}}{4\pi d}$

описывают соотношение амплитуд предметной и опорной волн;

$r_1 = \sqrt{(x'-x_0)^2 + (y'-y_0)^2 + z'^2}$ – расстояние от передающей антенны до точки в объёме интегрирования, $(x_0, y_0, 0)$ – координата источника, $r_2 = \sqrt{(x'-(x_0+d))^2 + (y'-y_0)^2 + z'^2}$ – расстояние от приёмной антенны до точки в объёме интегрирования, $(x_0+d, y_0, 0)$ – координата приёмной антенны.

Сигнал из приёмной антенны поступает в детектор, сигнал с которого оцифровывается в АЦП. Будем считать, что напряжения на входе АЦП пропорциональны интенсивности поля в приёмной антенне:

$$\begin{aligned} W(x, y, f) &= |U(x, y, f)|^2 = \\ &= [A \cdot S_1(x, y, f) + B \cdot S_0(f)] \cdot [A \cdot S_1(x, y, f) + B \cdot S_0(f)]^* = \\ &= A^2 |S_1|^2 + B^2 |S_0|^2 + ABS_1 S_0^* + ABS_1^* S_0 = \\ &= A^2 |S_1|^2 + B^2 |S_0|^2 + 2AB [\operatorname{Re}(S_1) \cdot \operatorname{Re}(S_0) + \operatorname{Im}(S_1) \cdot \operatorname{Im}(S_0)]. \end{aligned} \quad (2.2)$$

2.1.3. Восстановление рассеивающих объектов в трёхмерном объёме с помощью метода согласованной фильтрации

Используя измеренную функцию $W(x, y, f)$ необходимо восстановить изображение рассеивателей в среде $\rho(x, y, z)$, то есть решить обратную задачу. Следует отметить, что информация о рассеивающих объектах содержится в функции $S_1(x, y, f)$, которая входит в $W(x, y, f)$. В выражении (2.2) учтём, что амплитуда опорной волны (B) много больше амплитуды предметной волны (A), тогда первым слагаемым в этом выражении можно пренебречь. Так же величины B и $S_0(f)$ априорно известны и являются неизменными характеристиками измерительной системы. Для удобства решения обратной задачи (восстановления трёхмерного изображения объекта) вводится новая функция:

$$\tilde{W}(x, y, f) = \frac{W(x, y, f) - B^2 |S_0|^2}{2B} = A[\operatorname{Re}(S_1) \cdot \operatorname{Re}(S_0) + \operatorname{Im}(S_1) \cdot \operatorname{Im}(S_0)], \quad (2.3)$$

где $\tilde{W}(x, y, f)$ фактически является скалярным произведением или проекцией вектора $\operatorname{Re}(S_1)x_0 + \operatorname{Im}(S_1)y_0$ на вектор $\operatorname{Re}(S_0)x_0 + \operatorname{Im}(S_0)y_0$, где x_0 – единичный вектор оси X , y_0 – единичный вектор оси Y декартовой системы координат. Следовательно, $\tilde{W}(x, y, f)$ содержит информацию о фазе S_1 с точностью до π , но такой точности определения фазы достаточно для восстановления изображений методом пространственно-согласованной фильтрации.

Далее рассматривается величина:

$$\tilde{S}_1 = \tilde{W}(x, y, f) \cdot \exp(ikd). \quad (2.4)$$

Величина \tilde{S}_1 является комплексной величиной, и имеет фазу близкую к фазе S_1 , с точностью до $\pm \frac{\pi}{2}$. Так же \tilde{S}_1 имеет амплитуду, равную $|\tilde{W}(x, y, f)|$, которая не больше чем $A \cdot |S_1|$.

Изображение рассеивающих объектов восстанавливается путём

пространственно-согласованной фильтрации (фокусировки) функции $\tilde{S}_1(x, y, f)$.
 Пространственно-согласованный фильтр имеет вид:

$$H(x, y, z, f) = \frac{\exp(-ik(r_1 + r_2))}{(4\pi)^2 r_1 r_2}, \quad (2.5)$$

где $r_1 = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$, $r_2 = \sqrt{(x-d)^2 + y^2 + z^2}$.

Трёхмерное изображение восстанавливается следующим образом:

$$\tilde{\rho}(x, y, z) = \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} \iint_S \tilde{S}_1(x', y', f) H(x-x', y-y', z, f) dx' dy' df. \quad (2.6)$$

Выражение (2.6) позволяет получить трёхмерное изображение, которое пропорционально коэффициенту рассеяния объектов в исследуемом пространстве $\rho(x, y, z)$. Однако использование этого выражения на практике затруднено, поскольку оно требует значительных вычислительных ресурсов. Для решения данной проблемы предлагается быстродействующий алгоритм трёхмерной фокусировки.

2.1.4. Быстродействующий алгоритм трёхмерной фокусировки

Для начала рассматривается спектр плоских волн функции \tilde{S}_1 :

$$\hat{S}(k_x, k_y, k) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{S}_1(x, y, f) \exp(ik_x x + ik_y y) dx dy, \quad (2.7)$$

где $k = 2\pi f / c$ – волновое число свободного пространства, которое, по сути, заменяет в нашем описании частоту.

Поскольку пространственно-согласованная фильтрация (2.6), является интегралом свёртки по пространственным координатам, то в спектре плоских волн интегрирование по x и y может быть представлено в виде умножения:

$$\hat{V}(k_x, k_y, k) = \hat{S}(k_x, k_y, k) \hat{H}(k_x, k_y, k), \quad (2.8)$$

где

$$\hat{H}(k_x, k_y, z, k) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} H(x, y, z, f) \exp(ik_x x + ik_y y) dx dy. \quad (2.9)$$

Вычислим интеграл (2.9) приближённо методом стационарной фазы. Для простоты вычисления будем приближённо считать, что $d \ll x, y, z$, а также в выражении (2.5) будем считать знаменатель слабо меняющейся функцией, которую можно заменить константой, следовательно, выражение (2.5) можно упростить:

$$H(x, y, z, f) \approx C \exp(-ik_2 r), \quad (2.10)$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$, C – некоторая действительная константа.

Тогда точка стационарной фазы в интеграле (2.9) имеет следующие координаты: $x = \frac{k_x z}{\sqrt{4k^2 - k_x^2 - k_y^2}}$, $y = \frac{k_y z}{\sqrt{4k^2 - k_x^2 - k_y^2}}$, следовательно, из выражения (2.9) приближённо, без учета амплитудных множителей, получаем пространственный спектр согласованного фильтра:

$$\hat{H}(k_x, k_y, z, k) \approx \tilde{C} \exp\left[-iz\sqrt{4k^2 - k_x^2 - k_y^2}\right]. \quad (2.11)$$

Таким образом, из формулы (2.8) можно записать решение обратной задачи:

$$\begin{aligned} \tilde{\rho}(x, y, z) &\sim \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{V}(k_x, k_y, k) \exp(-ik_x x - ik_y y) dk dk_x dk_y = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{S}(k_x, k_y, k) \hat{H}(k_x, k_y, k) \exp(-ik_x x - ik_y y) dk dk_x dk_y \cong \\ &\cong \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{C} \hat{S}(k_x, k_y, k) \exp\left(-ik_x x - ik_y y - iz\sqrt{4k^2 - k_x^2 - k_y^2}\right) dk dk_x dk_y. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Для быстрого вычисления интеграла (2.12) предлагается свести его к трёхмерному преобразованию Фурье, которое может быть вычислено с помощью

алгоритма быстрого преобразования Фурье. Для этого введём в интеграле (2.12) замену переменной интегрирования следующим образом: $\alpha = \sqrt{4k^2 - k_x^2 - k_y^2}$, отсюда $k = \sqrt{\alpha^2 + k_x^2 + k_y^2} / 2$, $dk = \alpha d\alpha / \left[2\sqrt{\alpha^2 + k_x^2 + k_y^2} \right]$. В этом случае, интеграл (2.12) примет вид:

$$\tilde{\rho}(x, y, z) \sim \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{C} \hat{S} \left(k_x, k_y, \frac{\sqrt{\alpha^2 + k_x^2 + k_y^2}}{2} \right) \frac{\alpha \exp(-ik_x x - ik_y y - iz\alpha)}{2\sqrt{\alpha^2 + k_x^2 + k_y^2}} d\alpha dk_x dk_y. \quad (2.13)$$

Интеграл (2.13) фактически является трёхмерным обратным преобразованием Фурье из области пространственных частот (k_x, k_y, α) в область пространства (x, y, z) . Модуль функции $\tilde{\rho}(x, y, z)$ является искомым трёхмерным изображением исследуемой среды.

2.1.5. Результаты численного моделирования голографического метода радиовидения трёхмерных изображений объектов

Предложенный метод был смоделирован численно для диапазона частот от 5 ГГц до 10 ГГц на области пространства $1 \times 1 \times 1 \text{ м}^3$. В численной модели источник и приёмник разнесены на расстояние 10 см, и перемещаются вместе на области $1 \times 1 \text{ м}^2$, с шагом 4 мм. Исследуемая неоднородность представляла собой плоский объект ступенчатой формы с размером ступеньки 5 см (Рисунок 2.2), который был расположен на расстоянии 30 см от области сканирования.

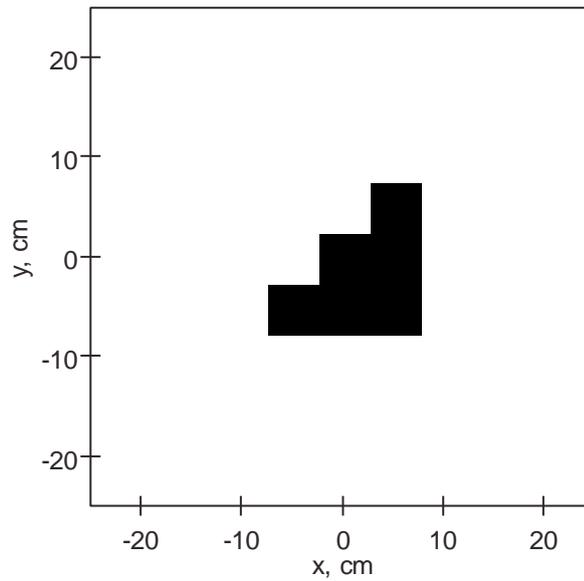


Рисунок 2.2 – Изображение исследуемого объекта
(размер изображения: 50 см на 50 см)

Для представленного объекта было произведено численное моделирование результата измерений предложенной радиоголографической системой (Рисунок 2.3). На результате можно видеть характерную голографическую интерференционную картину.

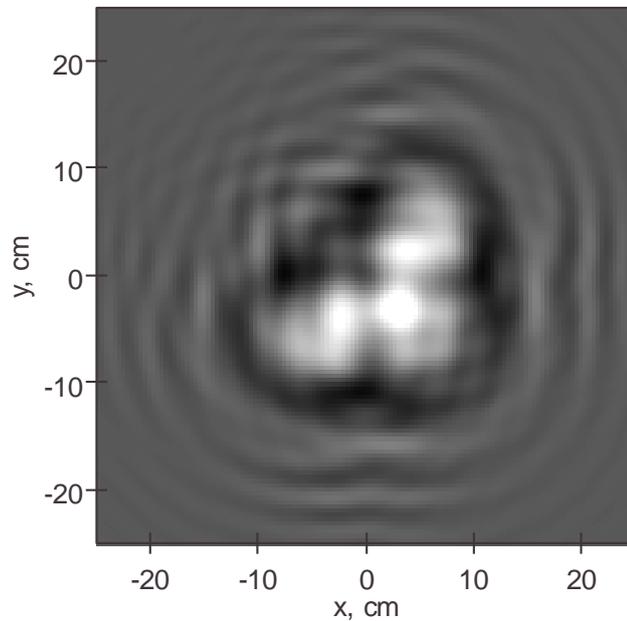


Рисунок 2.3 – Численно смоделированный результат измерений на входе АЦП
(область сканирования: 80 см на 85 см)

Используя результат решения прямой задачи (Рисунок 2.3) и формулы (2.3), (2.4), (2.7) и (2.13) было произведено восстановление трёхмерного изображения исследуемого объекта. На рисунке 2.4 представлено сечение восстановленного трёхмерного изображения плоскостью параллельной XOY на дальности $z = 30$ см.

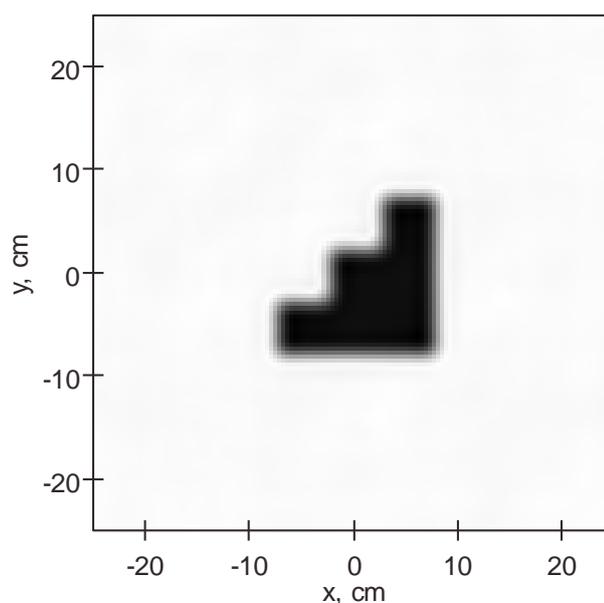


Рисунок 2.4 – Результат восстановления изображения исследуемого объекта в плоскости XOY

На рисунке 2.5 представлен вид восстановленного изображения по оси z при $x=0$, $y=0$. Из представленных рисунков можно видеть, что достигнуто разрешение близкое к дифракционному пределу для систем с синтезированием апертуры. В данном случае разрешение в плоскости сканирования около 15 мм. Достигнутое разрешение по дальности составляет около 6 см, которое определяется шириной используемой полосы частот. Для используемой полосы в 5 ГГц теоретический предел разрешающей способности по дальности составляет 6 см.

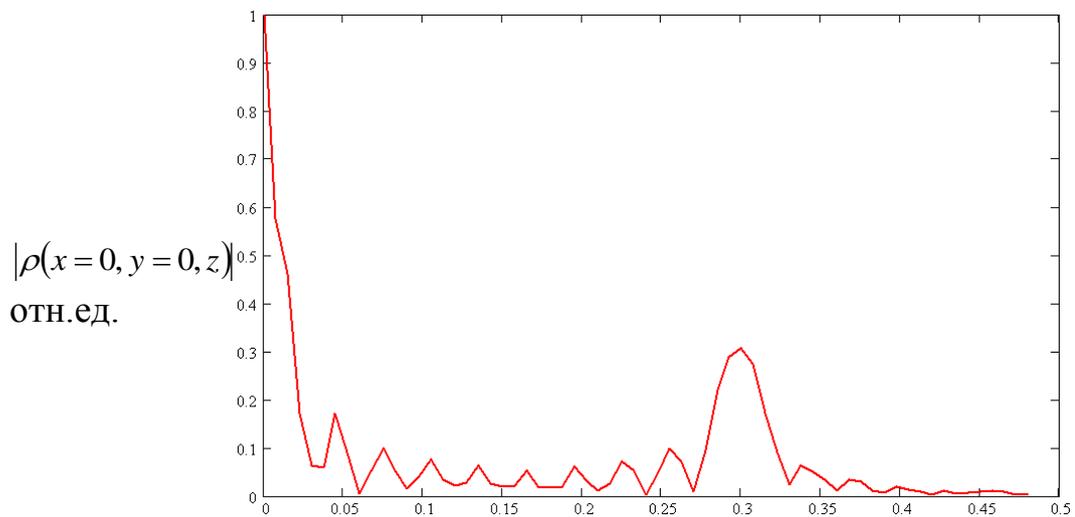


Рисунок 2.5 – Вид восстановленного трехмерного изображения по оси z для демонстрации разрешения по дальности

Таким образом, численное моделирование показывает принципиальную возможность получения трёхмерных радиоизображений путем измерения только амплитуды поля на различных частотах при сканировании в широкой полосе частот. Трёхмерное изображение, полученное предложенным способом, имеет сравнимое качество с изображениями, получаемыми методами на основе технологии синтезирования апертуры с измерением фазы.

2.2. Экспериментальные исследования предложенного метода трёхмерного голографического радиовидения

Для подтверждения достоверности и работоспособности разработанного метода были созданы лабораторные макеты установок и проведены натурные эксперименты.

2.2.1. Применение широкополосных импульсных сигналов

Для предварительной оценки возможности восстановления изображений по измерениям только амплитуды поля были проведены контрольные эксперименты с применением стробоскопического осциллографа. Подобные измерения

обеспечивают измерения не только амплитуды, но и фазы волны. Сигнал с стробоскопического осциллографа подвергается преобразованию Фурье. В результате осуществляется переход в частотную область, в которой спектр сигнала содержит и амплитуду, и фазу волн на различных частотах. Далее из полученного спектра извлекаются амплитуды, которые используются в предложенном алгоритме восстановления трёхмерных изображений. Следует отметить, что измеренная фаза может быть использована для восстановления изображений методом синтезирования апертуры и проверки точности восстанавливаемого изображения, а также сравнения результатов. Сравнение результатов обработки позволит сделать выводы об искажениях, вносимых при отсутствии изменения фазы.

В соответствии со схемой, представленной на рисунке 2.1, были проведены экспериментальные исследования. В эксперименте использовался диапазон частот от 1 ГГц до 13 ГГц, с шагом 200 МГц. Измерения проводились для металлического объекта ступенчатой формы (Рисунок 2.6), с размером ступеньки 5 см, на удалении 40 см от области перемещения приёмо-передающего модуля (области сканирования).



Рисунок 26 – Фотография исследуемого объекта сложной ступенчатой формы

Сканирование производилось двухкоординатным сканером на области 40 см на 40 см, с шагом 1 см (Рисунок 2.7). Двухкоординатный механический сканер представляет собой квадратную раму размерами 110 см на 110 см с двумя взаимоперпендикулярными направляющими, передвигаемыми стальными тросами. Движение тросов осуществляется с помощью двух шаговых двигателей. Каждый двигатель управляет одной из двух направляющих. На пересечении направляющих находится крестовина, на которой крепится приёмо-передающий модуль. Приёмо-передающий модуль представляет собой две антенны типа «Улитка» разработки Буянова Юрия Иннокентиевича, с широкой диаграммой направленности. Одна антенна используется для излучения сигнала, а вторая для приёма сигнала. Антенны разделены медной пластиной для ослабления прямого сигнала от излучателя к приёмнику. Однако прямой сигнал остаётся достаточно сильным, чтобы его можно было использовать в качестве опорного сигнала.

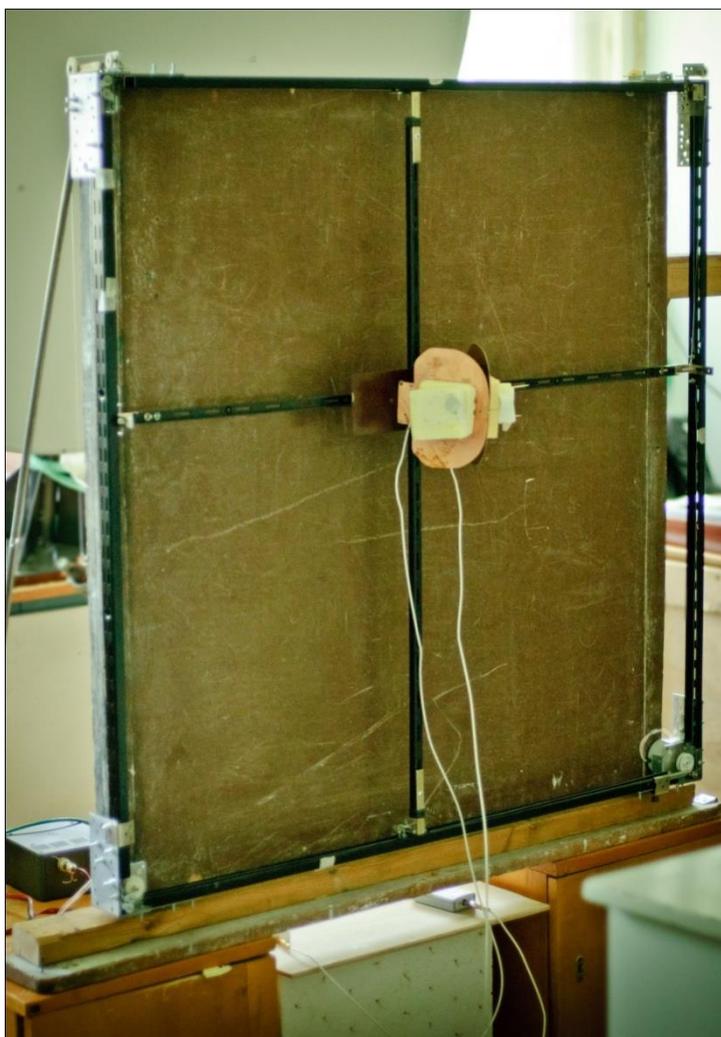


Рисунок 2.7 – Фотография двухкоординатного сканера

Результат измерений амплитуды поля на частоте 10 ГГц представлен на рисунке 2.8. На других частотах были получены аналогичные изображения. Можно наблюдать некоторую интерференционную картину, которая должна содержать информацию об исследуемом объекте.

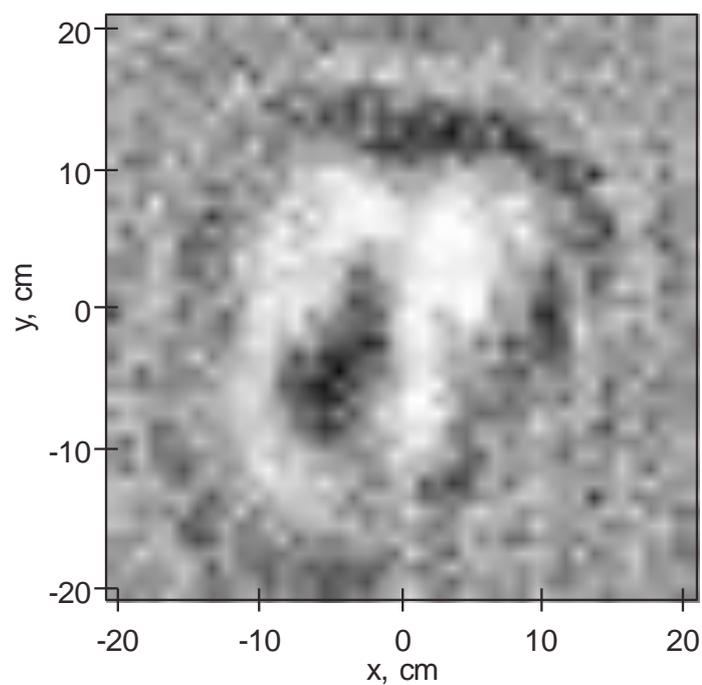


Рисунок 2.8 – Негативное изображение измеренной амплитуды поля на частоте 10 ГГц (размер изображения: 40 см на 40 см)

Полученные экспериментальные данные были обработаны с помощью метода предложенного в разделе 2.1.4 «Быстродействующий алгоритм трехмерной фокусировки» данной работы. В результате было получено изображение тестового объекта (Рисунок 2.9).

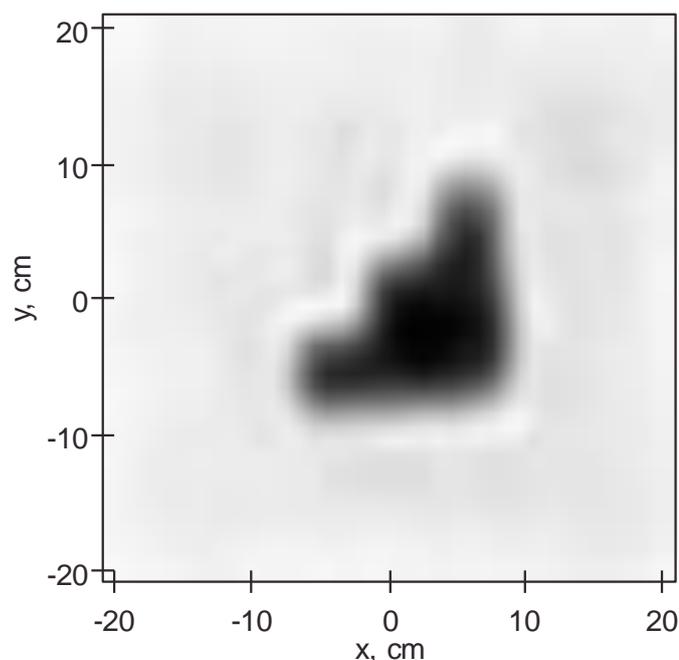


Рисунок 2.9 – Результат восстановления изображения тестового объекта (размер изображения: 40 см на 40 см)

Можно видеть, что получено разрешение в плоскости порядка 15-20 мм, что близко к дифракционному пределу для использованного диапазона частот. Полученное изображение практически неотлично от изображения восстанавливаемого с учётом фазы волны. Эксперимент показал, что предложенный радиоголографический метод получения трёхмерных изображений применим на практике. Также можно видеть соответствие экспериментальных результатов и результатов численного моделирования, что подтверждает достоверность полученных результатов и работоспособность предложенной радиоголографической схемы измерений. Пространственное разрешение предложенного метода в плоскости параллельной плоскости сканирования определяется размерами апертуры (области сканирования). Разрешение по дальности определяется шириной полосы используемых частот.

2.2.2. Использование скалярного анализатора цепей

Для демонстрации возможности восстановления трёхмерных изображений по измерениям только амплитуды поля на различных частотах, был применён

скалярный анализатор цепей. Скалярный анализатор цепей не измеряет фазу волны, а только её амплитуду, поэтому единственным способом извлечения фазовой информации является предложенный метод радиоголографии.

Для создания экспериментальной установки использовались следующие приборы (Рисунок 2.10): скалярный анализатор цепей научно-производственной фирмы Микран Р2М-18/2, система двухкоординатного позиционирования на основе шаговых двигателей ДШИ-200-1-1, антенны типа «Улитка», разработанные на кафедре радиофизики Томского государственного университета доцентом Ю.И. Буяновым. Фотография экспериментальной установки представлена на рисунке 2.10. Сканирование производилось двухкоординатным сканером на области 80 см на 80 см, с шагом 1 см.



Рисунок 2.10 – Фотография экспериментальной установки

Измерения производились на 512 частотах в диапазоне частот от 8 ГГц до 18 ГГц с равномерным шагом. В качестве исследуемого объекта использовались

два тестовых объекта ступенчатой формы, разной плотностью и размеров: 1) гипсовый объект, с размером ступеньки 5 см на расстоянии 36 см; 2) металлический объект с размером ступеньки 10 см на удалении 56 см от области перемещения приёмо-передающего модуля (области сканирования). Результаты измерений на частоте 10 ГГц и 15 ГГц представлены на рисунке 2.11.

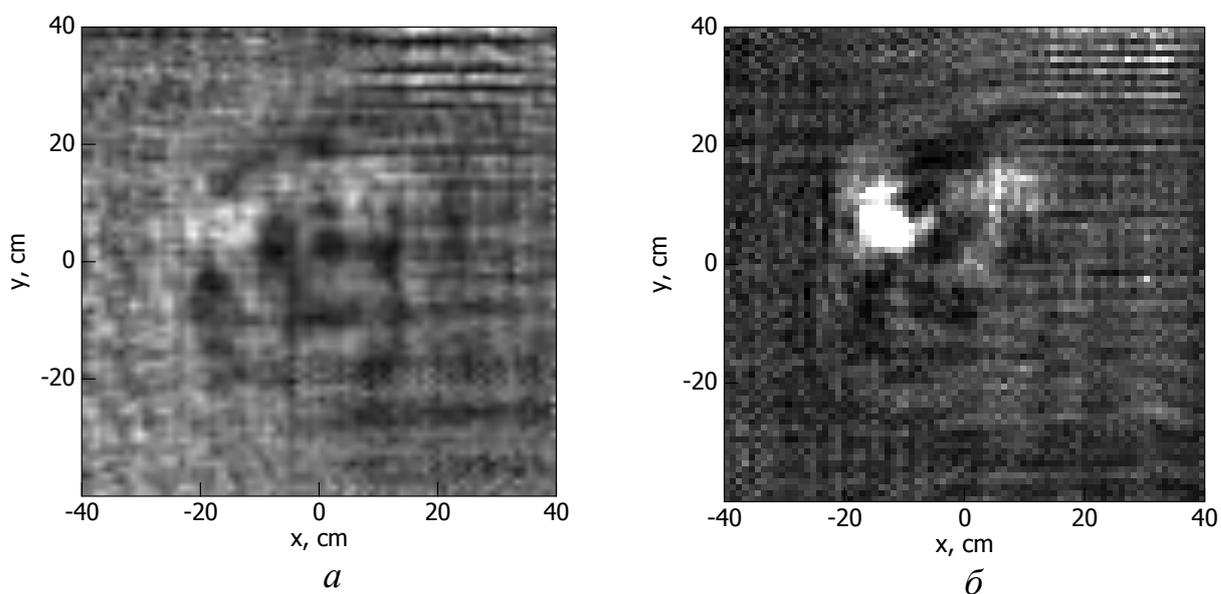


Рисунок 2.11 – Результаты измерений амплитуды поля на частоте 10 ГГц (*a*) и частоте 15 ГГц (*б*)

Можно видеть сложную интерференционную картину, которая даёт основание предполагать, что информация о фазе объектной волны содержится в измеренных данных.

2.2.3. Обработка и анализ экспериментальных данных

На первом этапе, восстановления изображения объектов, к измеренным данным (Рисунок 2.11) применяется формула (2.1-2.7). На следующем этапе производятся операции пространственно-согласованной фильтрации и получение трёхмерного радиоизображения.

На рисунке 2.11 представлены результаты восстановления изображения гипсового и металлического объектов. Можно видеть, что гипсовый объект

восстановлен менее качественно, что связано с небольшим коэффициентом отражения гипса по сравнению с металлом. На изображении металлического объекта, который расположен на большей дальности, можно видеть тень гипсового объекта. Поскольку гипсовый объект полупрозрачен для радиоволн выбранного диапазона, то объект за ним визуализируется.

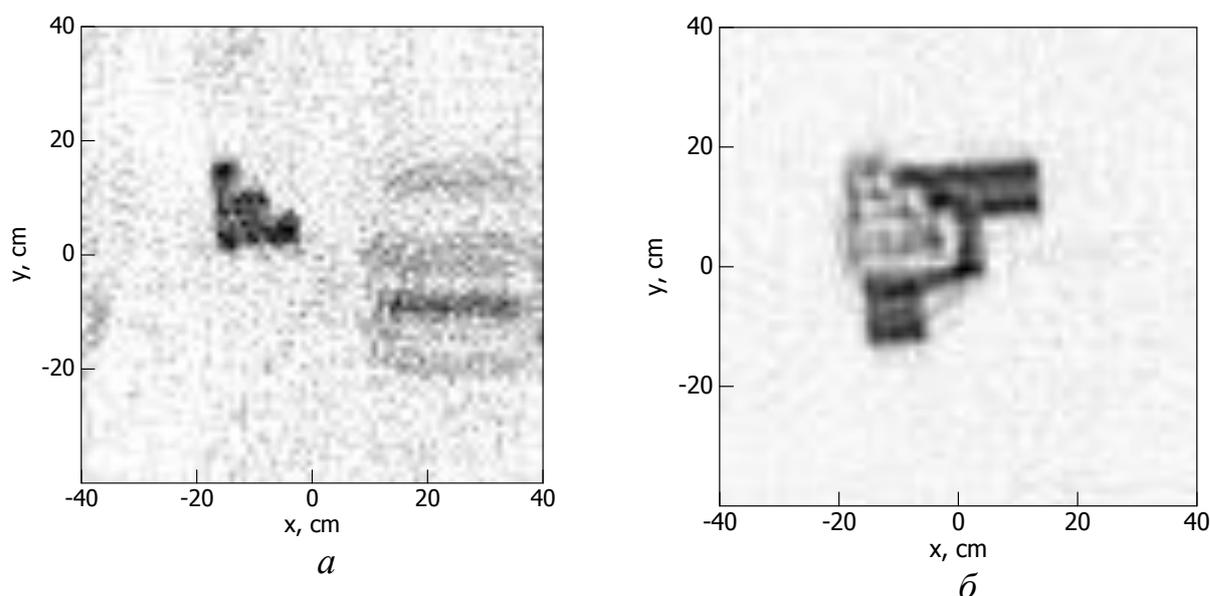


Рисунок 2.11 – Результат восстановления изображений тестовых объектов (*a* – объект из гипса размерами 15 см на 15 см на дальности 36 см, *б* – объект из металла размерами 30 см на 30 см на дальности 56 см)

Разрешение полученных изображений близко к дифракционному пределу для данной полосы частот и составляет около 1 см. Кроме того, следует отметить, что в полученном трёхмерном изображении имеется разрешение объектов по дальности. Об этом свидетельствует различие двух объектов на различной дальности. Теоретическая оценка разрешения по дальности для полосы частот 8-18 ГГц составляет 3 см.

Так же был проведён эксперимент с одиночным металлическим ступенчатым объектом с размером ступеньки 5 см на расстоянии 46 см от плоскости сканирования. На рисунке 2.12 приведён результат восстановления изображения данного тестового объекта.

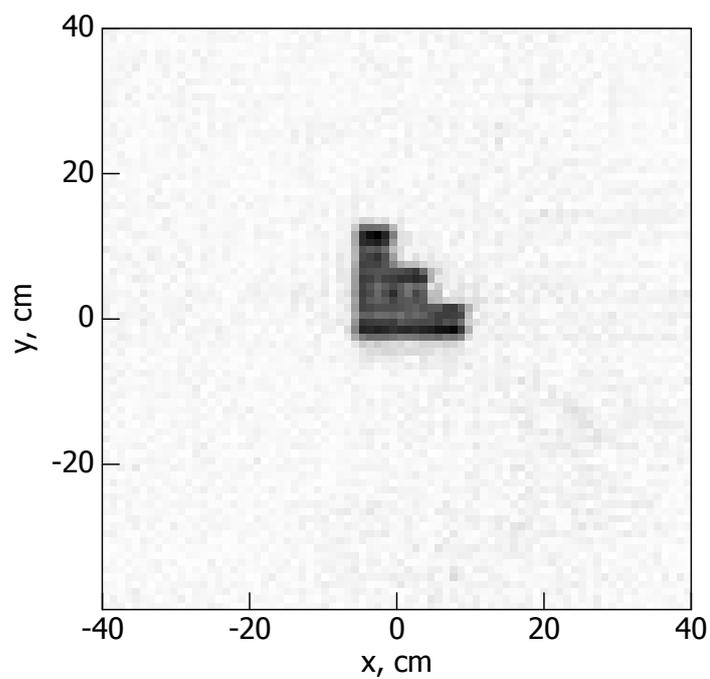


Рисунок 2.12 – Результат восстановления изображения металлического тестового объекта размерами 15 см на 15 см на расстоянии 46 см.

Объект отчётливо различим и уровень шума не превышает 2%.

ГЛАВА 3. РАДИОГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ВОССТАНОВЛЕНИЯ РАДИОИЗОБРАЖЕНИЙ ОБЪЕКТОВ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ ИНТЕНСИВНОСТИ ПОЛЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ РАЗРЕЖЁННОЙ МАТРИЦЕЙ ЭЛЕМЕНТОВ С ПРИМЕНЕНИЕМ ИСТОЧНИКОВ СФЕРИЧЕСКИХ ВОЛН

Как говорилось ранее, радиоголографические методы требуют измерения только интенсивности поля без измерения фазы и за счёт интерференции опорного и предметного сигналов возможно частичное сохранение фазовой информации в интенсивности интерференционной картины. Для ускорения измерений целесообразно использовать матрицы приёмных антенн допускающих одновременные измерения амплитуды поля в нескольких точках. Основной проблемой применения радиоголографического метода является необходимость измерения амплитуды поля с шагом полдлины волны, что требует применения дорогостоящих заполненных матриц элементов, измеряющих амплитуду поля. При этом удобно использовать один или несколько источников сферических волн.

Необходима разработка метода, позволяющего восстанавливать трёхмерные изображения объектов используя радиоголографический метод, применяя разреженные измерения амплитуды поля, но не приводящего к появлению артефактов и вторичных максимумов.

3.1. Радиоголография при использовании сферической волны в качестве опорного сигнала

Предлагается узкополосный радиоголографический метод восстановления плоских радиоизображений на основе измерений интенсивности поля интерференции опорного и предметного сигналов, с использованием сферической волны в качестве опорного сигнала [6, 19].

3.1.1. Постановка задачи

Рассматривается задача узкополосной радиоголографии по измерениям интенсивности поля с применением источника сферических волн в качестве опорного сигнала (Рисунок 3.1). Предполагается, что амплитуда поля измеряется при помощи заполненной матрицы датчиков, расположенных с шагом менее половины длины волны, которая находится в плоскости на расстоянии h_2 от плоскости размещения излучателя. Исследуемый объект, имеющий форму ступенчатого многоугольника, находится на расстоянии h_1 от плоскости излучателя. Считаем излучатель точечным и изотропным. Источник зондирующих радиоволн, обозначенный на рисунке 3.1 звёздочкой, излучает волны, как в сторону исследуемого объекта, так и в сторону измерительной области. Исследуемый объект рассеивает зондирующий сигнал в направлении измерительной области. Поле от объекта попадает в область измерения интенсивности, где интерферирует с полем волны источника зондирующего сигнала, которое играет роль опорного сигнала.

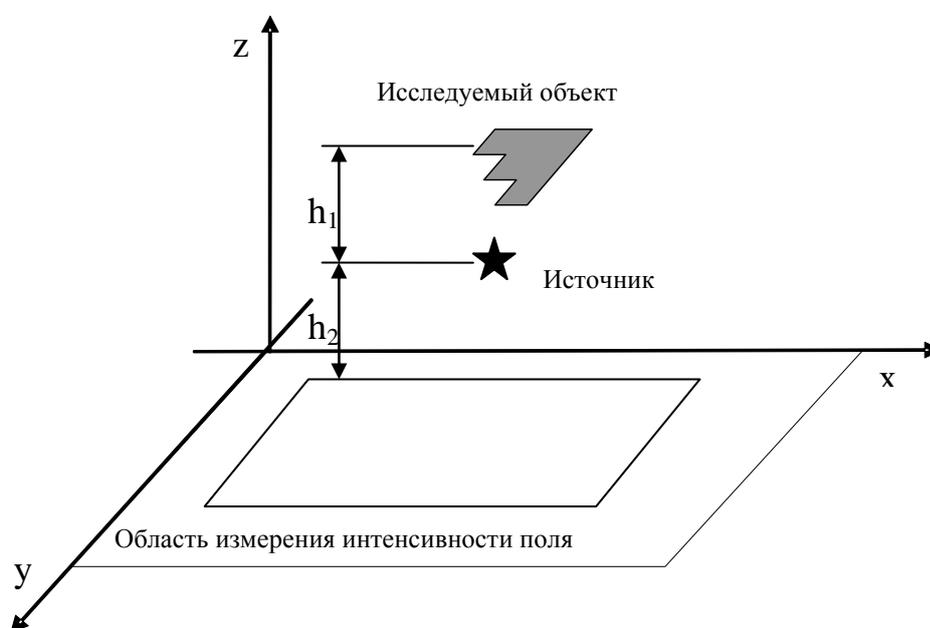


Рисунок 3.1 – Схема измерений

По измеренной интенсивности поля интерференции необходимо восстановить изображение исследуемого объекта. Будем рассматривать задачу в скалярном приближении.

Запишем поле в плоскости измерений в виде:

$$U(\mathbf{r}) = A(\mathbf{r}) + B(\mathbf{r}), \quad (3.1)$$

где $A(\mathbf{r})$ – поле, рассеянное объектом (предметная волна), $B(\mathbf{r})$ – поле прямой волны от источника на области измерений (опорная волна). Будем считать, что амплитуда опорной волны много больше амплитуды предметной волны.

Учтём, что в рассматриваемой задаче измеряется интенсивность поля, то есть величина:

$$W(\mathbf{r}) = |U(\mathbf{r})|^2. \quad (3.2)$$

Запишем предметную волну $A(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s)$ в точках измерения \mathbf{r} при работе излучателя в точке \mathbf{r}_s в приближении однократного рассеяния [79]:

$$A(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s) = - \iint_{S'} p(\mathbf{r}') B(\mathbf{r}', \mathbf{r}_s) \frac{\partial G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial n} d^2 \mathbf{r}', \quad (3.3)$$

где $\mathbf{r} = (x, y, z = 0)$ – точка измерения поля, $\mathbf{r}_s = (x_s, y_s, z_s = h_2)$ – координата излучателя, $\mathbf{r}' = (x', y', z')$ – координата интегрирования по точкам объекта, где предполагается плоский объект на дальности $z = h_1 + h_2$, S' – поверхность объекта, на которой производится интегрирование, $B(\mathbf{r}', \mathbf{r}_s)$ – поле источника, на поверхности объекта, $p(\mathbf{r}')$ – коэффициент рассеяние точек объекта, $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \exp(ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|) / (4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|)$ – функция Грина свободного пространства.

Поле опорной волны запишем на основе функции Грина свободного пространства:

$$B(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s) = a \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}_s|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_s|}, \quad (3.4)$$

где a – размерный коэффициент, описывающий амплитуду источника поля.

3.1.2. Восстановление радиоизображений

Для восстановления радиоизображений рассеивающих объектов рассмотрим выражение (3.2) с учётом выражения (3.1):

$$W(\mathbf{r}) = |U(\mathbf{r})|^2 = |A(\mathbf{r}) + B(\mathbf{r})|^2 = (A+B)(A+B)^* = |A|^2 + |B|^2 + AB^* + A^*B, \quad (3.5)$$

где учтём, что $|A| \ll |B|$, при том, B – априорно известная функция. Так же можно считать, что $(AB^* + A^*B) \gg |A|^2$, тогда можем вычислить функцию вида:

$$C(\mathbf{r}) = \frac{(AB^* + A^*B)}{2|B|} \approx \frac{W(\mathbf{r}) - |B(\mathbf{r})|^2}{2|B|}. \quad (3.6)$$

Если расписать комплексные числа $A = a_1 + ia_2$ и $B = b_1 + ib_2$, то выражение $(AB^* + A^*B) = 2(a_1b_1 + a_2b_2)$, по сути, является удвоенным скалярным произведением векторов (a_1, a_2) и (b_1, b_2) , то есть $C(\mathbf{r})$ представляет собой проекцию вектора (a_1, a_2) на единичный вектор $(b_1, b_2)/|B|$. Величина $\tilde{C} = C \frac{B}{|B|}$ будет иметь фазу двух возможных значений: либо $\arg(B)$, либо $\arg(B) + \pi$. Если считать, что фаза предметной волны A распределена равномерно от $-\pi$ до π , то фаза \tilde{C} будет иметь максимальное отличие от фазы A не больше $\pm \pi/2$. Данной точности определения фазы достаточно для метода пространственно-согласованной фильтрации и восстановления изображения исследуемого объекта. Формула (6) позволяет вычислить из измеренной интенсивности поля, по сути, C - квадратуру сигнала в точке измерений, фаза которого отсчитывается от фазы опорного сигнала B .

Для восстановления радиоизображения объекта воспользуемся методом

пространственно-согласованной фильтрации, где величину \tilde{C} будем рассматривать в качестве комплексного волнового поля в области измерений. Изображение, восстанавливаемое на основе измерений, при работе источника сферических волн, имеет вид:

$$P(x, y, x_s, y_s) = \iint \tilde{C}(x', y', x_s, y_s) M_R(x', y') G^*(\mathbf{r}', \mathbf{r}) G^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s) dx' dy', \quad (3.7)$$

где $|\mathbf{r}' - \mathbf{r}| = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + z^2}$ м – расстояние от точки измерения до точки фокусировки на объекте, $|\mathbf{r} - \mathbf{r}_s| = \sqrt{(x_s - x)^2 + (y_s - y)^2 + h_1^2}$ – расстояние от излучателя до точки фокусировки на объекте, $\mathbf{r}_s = (x_s, y_s, h_2)$ – координата излучателя на плоскости, $\mathbf{r}' = (x', y', 0)$ – точка расположения приёмника, $\mathbf{r} = (x, y, z)$ – точка на объекте, $\tilde{C}(x', y', x_s, y_s)$ – поле в плоскости измерений, $M_R(x', y')$ – функция, описывающая положение приёмных элементов, являющаяся суммой дельта функций, каждая из которых соответствует положению приёмника.

Функция $P(x, y, x_s, y_s)$ в выражении (3.7) является решением задачи восстановления радиоизображения объекта, расположенного на известной дальности.

3.1.3. Численное моделирование радиоголографической системы

Предложенный метод радиоголографии был смоделирован численно на частоте 20 ГГц. Форма исследуемого объекта представлена на рисунке 3.2, размер ступеньки 5 см. Расстояние от приёмной матрицы до объекта – 100 см, расстояние от излучателя до объекта – 80 см.

С помощью формул (3.1-3.3) была решена прямая задача, то есть, определена интенсивность поля интерференции в области измерений. На рисунке 3.3 представлена интенсивность поля от источника сферических волн. Можно видеть отчётливую интерференционную картину, образованную полем источника и полем, рассеянного объектом.

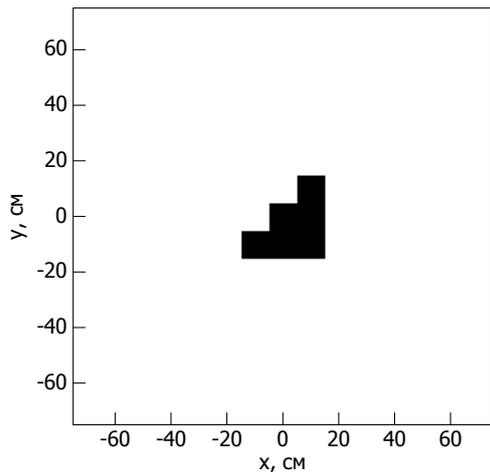


Рисунок 3.2 – Изображение исследуемого объекта

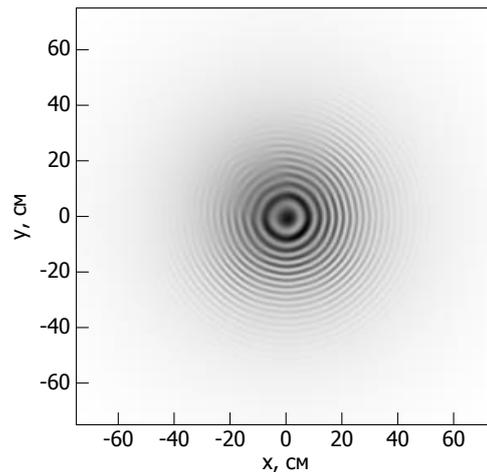


Рисунок 3.3 – Интенсивность поля интерференции предметного и опорного сигналов в области измерений от источника

Значения интенсивности поля, полученные при решении прямой задачи, были обработаны с помощью формул (3.6-3.7). В результате применения формулы (3.7) было получено изображение объекта на основе данных измерений при использовании сферической волны в качестве опорного сигнала (Рисунок 3.4). Изображение объекта однозначно идентифицируется.

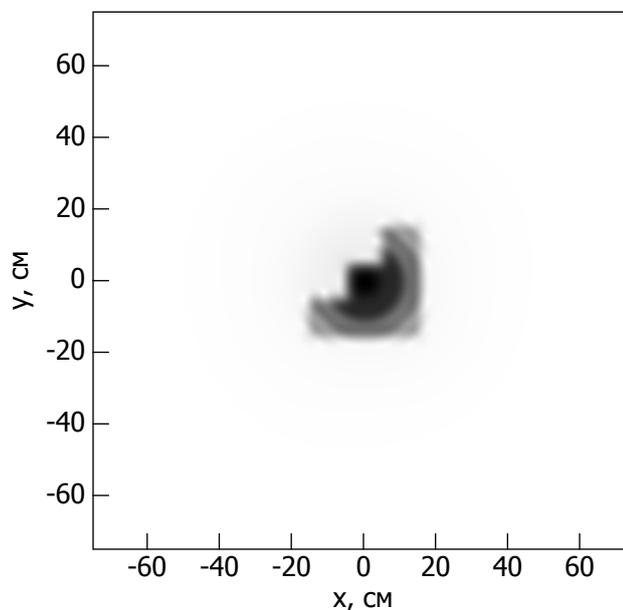


Рисунок 3.4 – Восстановленные изображения исследуемого объекта

Отметим, что разрешение полученного изображения близко к дифракционному пределу для системы с рассматриваемой апертурой и составляет 15 мм.

3.2. Радиоголография на основе смещённого сферического источника опорной волны

Рассмотрим случай, когда излучатель сферической опорной волны смещён от центра зондирующей системы [13]. В этом случае возникает эффект отражения предметных волн от плоского объекта в сторону от области измерений, что может привести к невозможности восстановления изображения объекта. В данном разделе подробно с помощью численного моделирования и экспериментальных исследований рассматривается данный случай.

3.2.1. Решение прямой задачи

Предлагается следующая радиоголографическая схема измерений (Рисунок 3.5): имеется сторонний источник, расположенный на некоторой высоте от плоскости сканирования, излучает зондирующий монохроматический радиосигнал, как в сторону исследуемого объекта, так и в сторону области измерения. Приёмник перемещается в ограниченной области измерений, с определенным шагом, и измеряет амплитуду волнового поля. Исследуемый объект повернут на определенный угол к излучателю, и рассеивает падающий на него сигнал в направлении сканирующей системы. Поле от объекта попадает на измерительную плоскость, где интерферирует с полем волны источника зондирующего сигнала, которое играет роль опорного сигнала. Амплитуда поля измеряется в радиоприёмнике, настроенном на определенную частоту, с помощью нелинейного преобразования волны в детекторе.

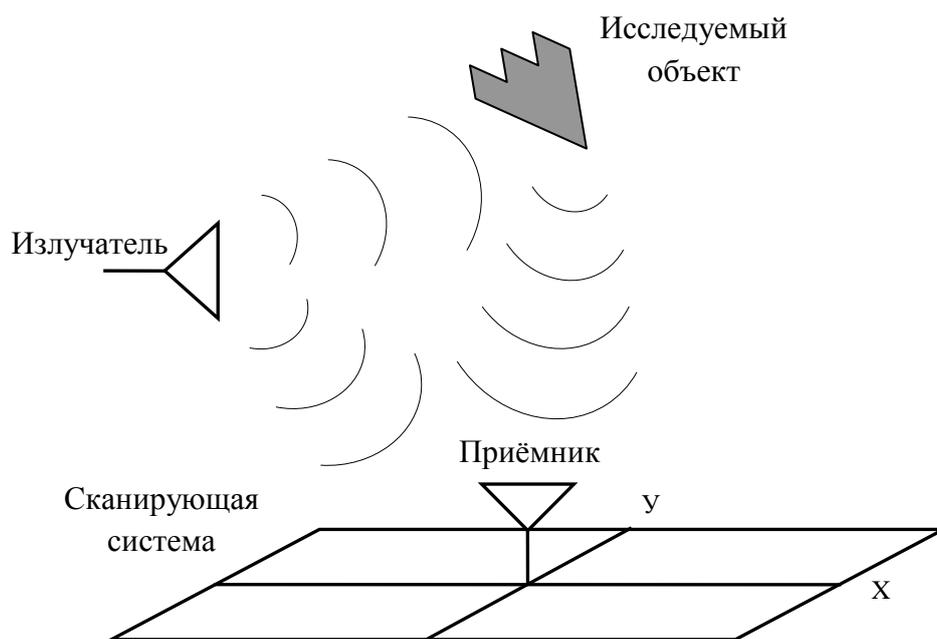


Рисунок 3.5 –Схема измерений

Для восстановления изображения объекта по измеренной амплитуде решаются прямая и обратная задачи распространения волн между полем источника и исследуемым объектом, и исследуемым объектом и системы измерения амплитуды.

Прямая задача состоит в определении комплексной амплитуды рассеянного волнового поля в плоскости измерений, и включает в себя следующую последовательность операций:

- Задаём изображение объекта в виде двумерной функции ($M(x, y)$). Наклон объекта описывается линейно изменяющейся фазой коэффициента отражения объекта ($\rho(x, y)$):

$$\rho(x, y) = M(x, y) \exp(ik \cdot y \cdot \operatorname{tg}(\alpha)), \quad (3.8)$$

где α – угол наклона объекта относительно горизонтальной плоскости XU .

- Рассчитываем поле источника в плоскости объекта как функцию Грина свободного пространства:

$$G_{SRC}(x, y) = \frac{\exp(ikr)}{4\pi r}, \quad (3.9)$$

где $r = \sqrt{(x - x_{SRC})^2 + (y - y_{SRC})^2 + z_{SRC}^2}$, x_{SRC} – координата источника по оси x , y_{SRC} – координата источника по оси y , z_{SRC} – расстояние от источника до плоскости объекта по оси z .

- Рассчитываем поле, рассеянное объектом, в плоскости объекта:

$$U(x, y) = G_{SRC}(x, y) \cdot \rho(x, y). \quad (3.10)$$

- Рассчитываем поле в плоскости источника, рассеянное объектом, в виде интеграла свёртки:

$$V(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(x', y') G_0(x - x', y - y', z_{SRC} + h) dx' dy', \quad (3.11)$$

где $G_0(x, y) = \frac{\exp(ikr)}{4\pi r}$, $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z_{SRC}^2}$.

- Добавляем в найденное поле $V(x, y)$ поле источника:

$$\tilde{V}(x, y) = V(x, y) + G_1(x, y). \quad (3.12)$$

где $G_1(x, y) = \frac{\exp(ikr)}{4\pi r}$, $r = \sqrt{x^2 + y^2 + h^2}$, h – расстояние от плоскости измерений до источника по оси z .

- Рассчитываем поле интерференции полей от объекта и от источника с помощью интеграла свёртки:

$$\tilde{\tilde{V}}(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{V}(x', y') G_1(x - x', y - y') dx' dy', \quad (3.13)$$

где $G_1(x, y) = \frac{\exp(ikr)}{4\pi r}$, $r = \sqrt{x^2 + y^2 + h^2}$, h – расстояние от плоскости измерений до

источника по оси z .

- Вычисляем квадрат амплитуд поля (интенсивность) в плоскости измерений – что фактически является результатом эксперимента:

$$W(x, y) = \tilde{V}(x, y) \cdot \tilde{V}^*(x, y). \quad (3.14)$$

3.2.2. Решение обратной задачи

Обратная задача заключается в определении распределения неоднородностей в среде по измеренной интенсивности в плоскости сканирующей системы ($W(x, y)$), и также включает в себя несколько операций:

- Для начала восстанавливаем поле в плоскости источника $\tilde{V}(x, y)$ по измеренной интенсивности результирующего поля:

$$P(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} W(x', y') G_{REF}^*(x', y') G_1(x - x', y - y') dx' dy', \quad (3.15)$$

где $G_{REF}(x, y) = \frac{\exp(ikr)}{4\pi r}$ – опорный сигнал от источника,

$$r = \sqrt{(x - x_{SRC})^2 + (y - y_{SRC})^2 + h^2}.$$

- Обнуляем область источника, чтобы выделить только поле от объекта:

$$P(x_{SRC}, y_{SRC}) = 0. \quad (3.16)$$

- Фокусируем поле $P(x, y)$ в плоскость объекта, что является результатом восстановления изображения объекта:

$$\rho(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(x', y') G_0^*(x - x', y - y') dx' dy' \quad (3.17)$$

Решение формулы 3.17 есть результат восстановления изображения исследуемого объекта.

3.2.3. Результаты численного моделирования для восстановления изображения исследуемого плоского объекта по результатам измерения амплитуды интерференционной картины поля

В соответствии с описанной выше схемой измерений (Рисунок 3.5) был проведён численный эксперимент для восстановления изображения исследуемого плоского объекта по результатам измерения только амплитуды интерференционной картины поля.

Для численной модели в среде Mathcad сначала задавалась двумерная сетка пространственных координат на области 160 см на 160 см (вдвое больше области сканирования), затем сетка частот, а также координаты объекта, источника и области измерений соответственно. В качестве исследуемого объекта использовался плоский экран ступенчатой формы, с размером ступеньки 10 см на 10 см (Рисунок 3.6).

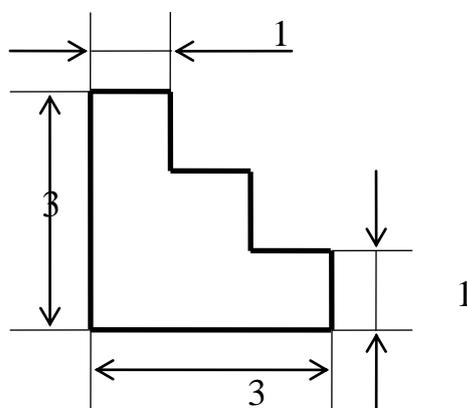


Рисунок 3.6 – Изображение исследуемого объекта

Численное моделирование проводилось на одной частоте: $f = 10$ ГГц. При этом исследуемый объект находился на высоте 97 см от сканирующей системы, и сдвинут относительно источника на расстояние 61,5 см. Передатчик находился в фиксированной точке пространства на высоте 59 см от плоскости сканирования.

Последовательность операций при численном моделировании включает решение прямой и обратной задачи и описана в пунктах 3.2.1 – 3.2.2.

На рисунке 3.7 представлен результат численного моделирования амплитуды волнового поля, рассеянного объектом, в плоскости источника (результат решения прямой задачи).

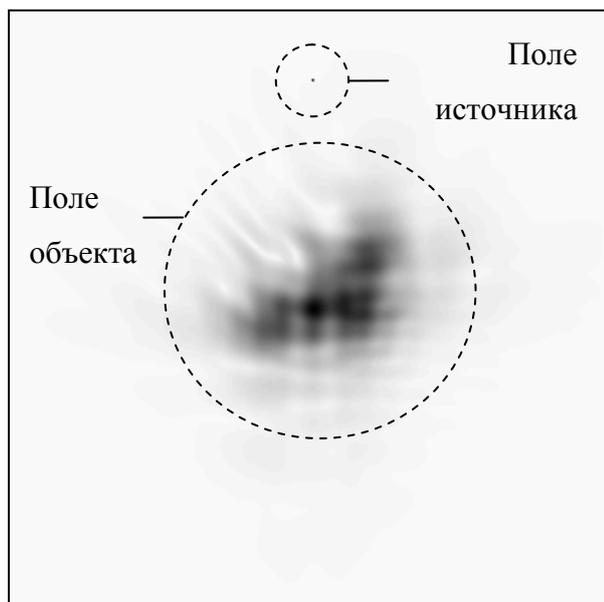


Рисунок 3.7 – Результат численного моделирования полного поля (комплексной амплитуды) в плоскости источника на области измерений: 160 см на 160 см

Можно видеть как изображение самого источника в виде чёрной точки, так и изображение поля исследуемого объекта. В последнем тёмные области соответствуют максимальным значениям амплитуды.

На рисунках 3.8 – 3.9 приведены результаты численного эксперимента интенсивности результирующего поля в плоскости измерений амплитуды на частоте 10 ГГц.

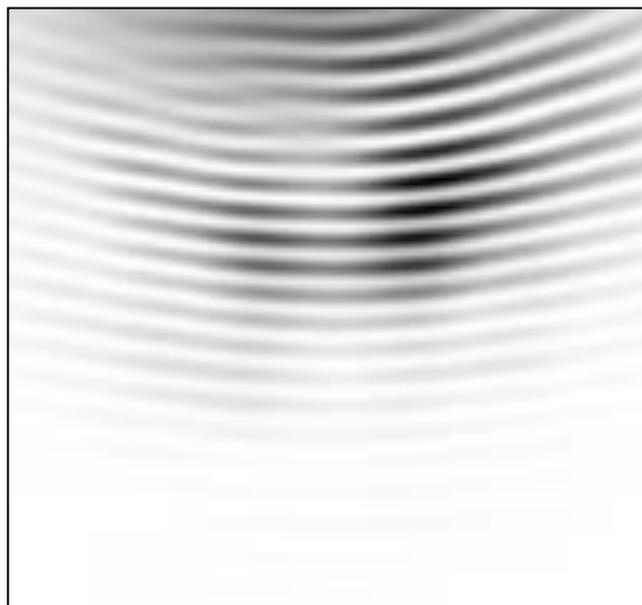


Рисунок 3.7 – Результат моделирования амплитуды интерференционной картины в плоскости измерений: 80 см на 80 см



Рисунок 3.8 – Результат моделирования амплитуды интерференционной картины в плоскости измерений: 160 см на 160 см

Полученная интерференционная картина даёт основания предполагать, что поле, рассеянное объектом, и опорное поле источника интерферируют друг с другом в плоскости измерения амплитуды, и, следовательно, полученное изображение содержит информацию об исследуемом объекте.

Результат численного моделирования восстановления произвольно заданного изображения плоского объекта ступенчатой формы для данной модели представлен на рисунке 3.9 (результат решения обратной задачи - $\rho(x, y)$).

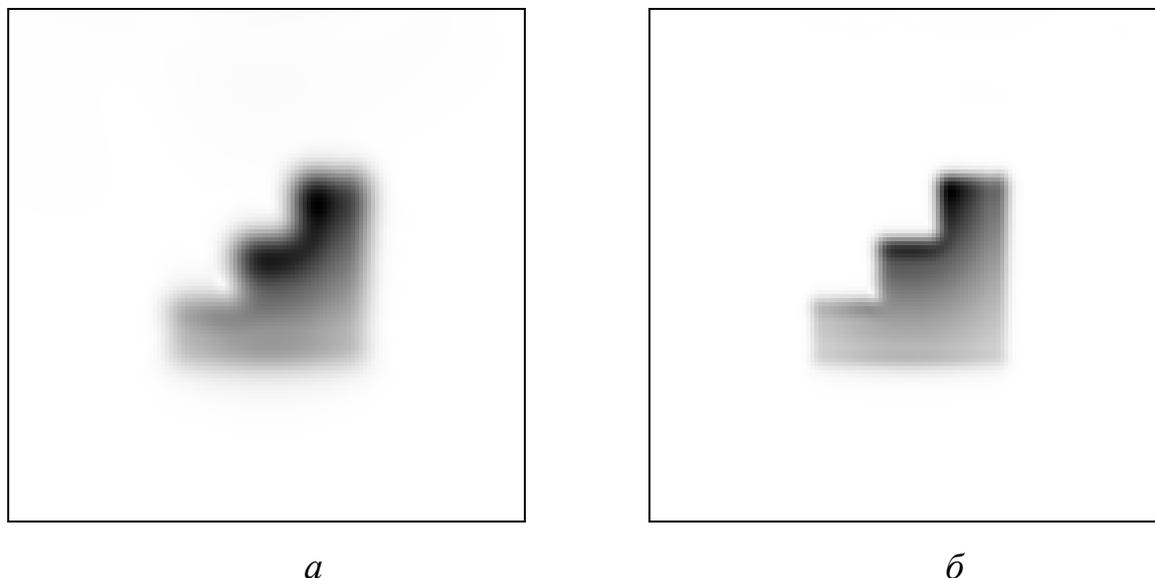


Рисунок 3.9 – Результат восстановления изображения исследуемого плоского объекта на частоте $f = 10$ ГГц – 3.6 *a* и на частоте $f = 20$ ГГц – 3.6 *б*, на области измерений амплитуды: 80 см на 80 см.

По результатам численных исследований можно заключить, что предложенный голографический метод позволяет восстановить изображение объекта даже на одной частоте без широкополосного сканирования по результатам измерения только амплитуды волнового поля (Рисунок 3.9). Использование более высоких частот ($f = 20$ ГГц) позволяет улучшить разрешение восстанавливаемого изображения (Рисунок 3.9 *б*).

3.2.4. Результаты численного моделирования предложенной радиоголографической схемы измерений в среде Microwave Studio

Предложенная радиоголографическая схема измерений (Рисунок 3.5) была также смоделирована в среде Microwave Studio. При этом координаты самой модели (Рисунок 3.10) были несколько изменены: источник расположен на

высоте 40 см над плоскостью измерений, расстояние от источника до плоскости объекта – 30 см и объект, сдвинут относительно источника на 35 см.

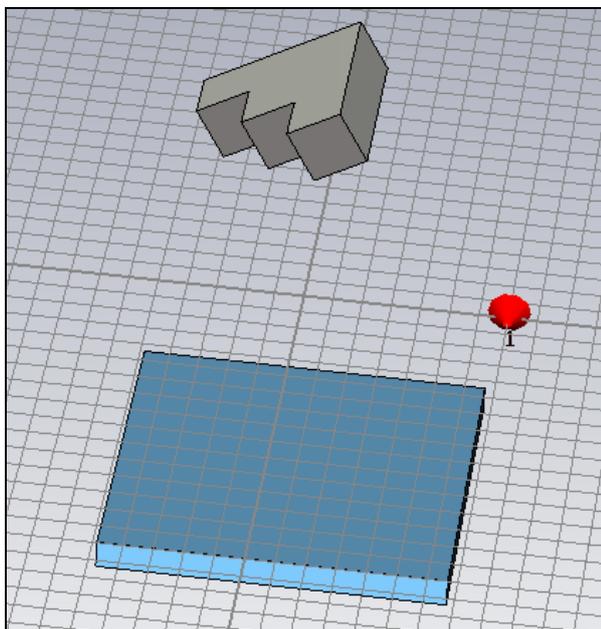


Рисунок 3.10 – Модель радиоголографической схемы измерений в Microwave Studio на частоте $f = 10$ ГГц (область измерения амплитуды: 80 см на 85 см)

Картина интенсивности результирующего поля в плоскости измерений приведена на рисунке 3.11.

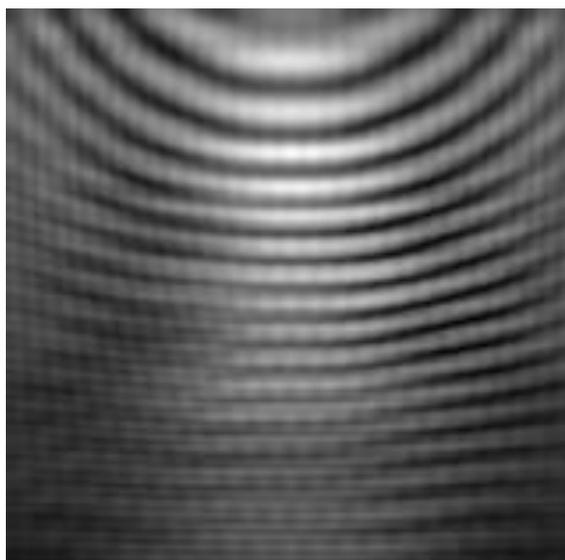


Рисунок 3.11 – Результат измерения амплитуды интерференционной картины, смоделированный в Microwave Studio, на частоте $f = 10$ ГГц

(область сканирования: 80 см на 85 см)

Далее полученные данные об интенсивности поля в плоскости сканирования были обработаны в процессе численного моделирования, которое включало в себя процедуру решения обратной задачи, по формулам, приведенным в разделе 3.2.2 (Рисунки 3.12 – 3.13).

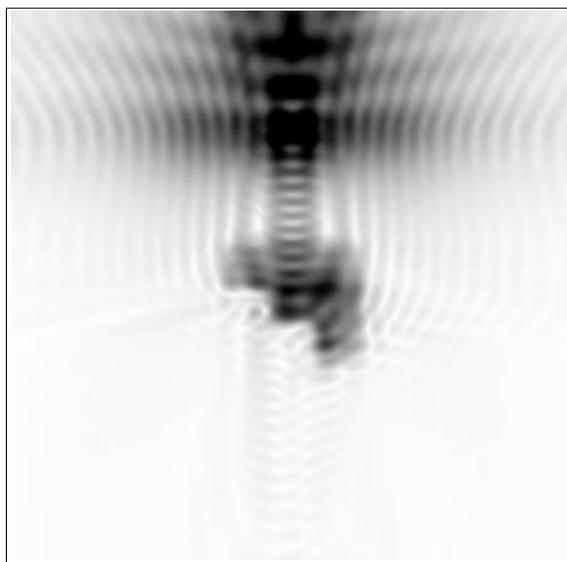


Рисунок 3.12 – Результат восстановления изображения исследуемого объекта методом синтезирования апертуры при известной фазе в плоскости измерений (область измерения амплитуды: 128 см на 128 см)

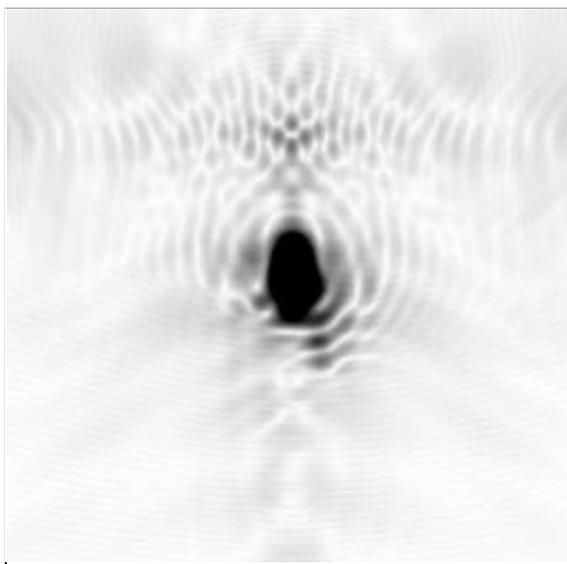


Рисунок 3.13 – Результат восстановления изображения исследуемого объекта радиоголографическим методом при отсутствии информации о фазе волны в плоскости измерений (область измерения амплитуды: 128 см на 128 см)

Можно видеть, что отсутствие фазовой информации существенно ухудшает качество восстанавливаемого изображения. Также низкое качество восстановленного изображения можно объяснить неточностью численного моделирования в среде Microwave Studio, а именно: сетка дискретизации была достаточно грубой в связи с большим объемом вычислений, также источник в численной модели был ненаправленный, то есть поле опорного сигнала не намного больше предметного сигнала.

3.2.5. Экспериментальные исследования радиоголографической схемы с вынесенным излучателем при радиозондировании узкополосным сигналом с использованием двухкоординатного сканера

Для проведения радиоголографических измерений была создана установка, изображённая на рисунке 3.14.



Рисунок 3.14 – Фотография экспериментальной установки

Экспериментальная установка включала в себя передатчик и приёмник, генератор электромагнитных волн частотой 10 ГГц, сканирующую систему, управляемую компьютером, микровольтметр и контроллер шаговых двигателей (Рисунок 3.15).

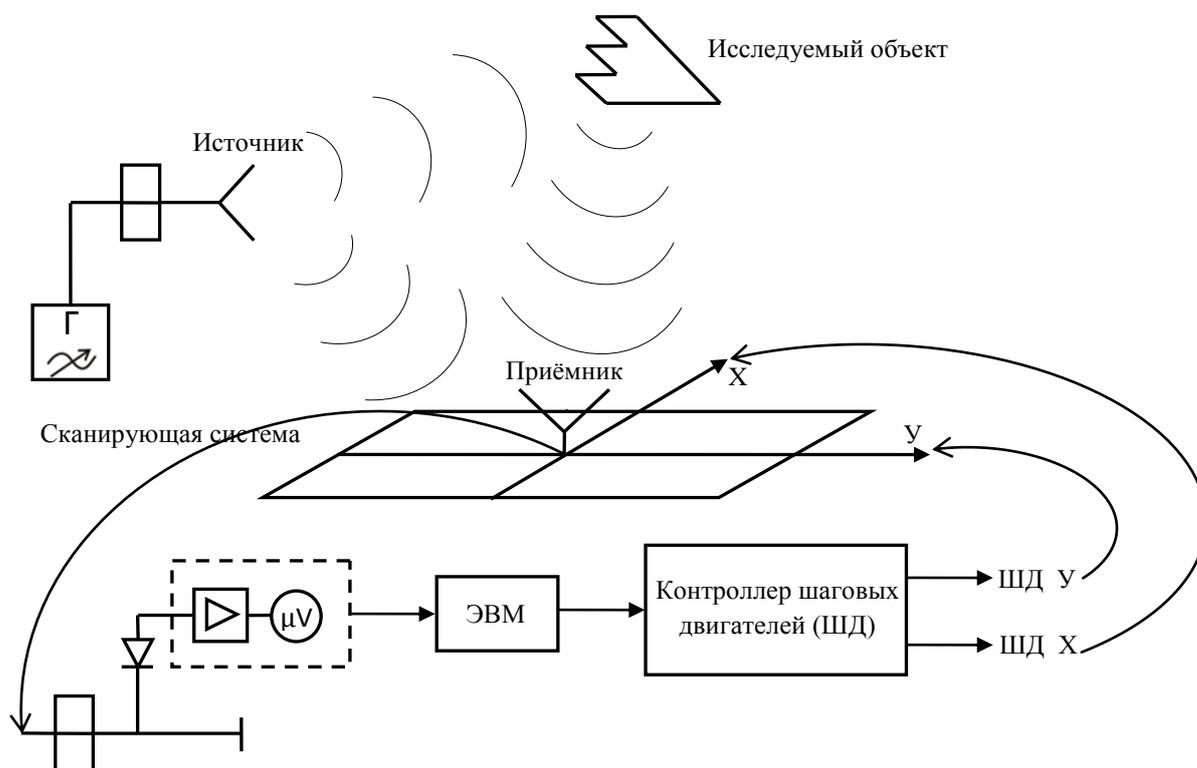


Рисунок 3.15 – Функциональная схема измерений

Передатчик и приёмник не связаны между собой. Радиоприёмник настроен на частоту 10 ГГц и измеряет только амплитуду волны с помощью нелинейного преобразования волны в детекторе. В детекторной секции установлен нелинейный элемент (диод), который возводит сигнал в квадрат (приблизённо), в результате чего получается постоянная составляющая и быстро изменяющийся сигнал (на удвоенной частоте, то есть 20 ГГц). Быстро меняющийся сигнал не

проходит через фильтр низких частот, а проходит только постоянная составляющая, которая измеряется микровольтметром. Проектированный сигнал попадает в микровольтметр, который оцифровывает значение напряжения и по интерфейсу RS232 передаёт данные в компьютер, где они сохраняются специальной программой.

Сканирующая система представляет собой двухкоординатный сканер, движение которого осуществляется с помощью двух шаговых двигателей, что обеспечивает точность позиционирования, размещенного на нём, приёмника. Шаговые двигатели управляются контроллером, содержащим микросхему и транзисторы для усиления.

В качестве тестового объекта использовался плоский металлический экран ступенчатой формы, с размером ступеньки 10 см на 10 см (Рисунок 3.16).

В экспериментальной установке передатчик был неподвижен и находился на высоте 59 см от плоскости сканирования. Исследуемый объект, повернутый относительно излучателя приблизительно на 45 градусов, находился на некоторой высоте, на расстоянии 97 см от сканирующей системы, и сдвинут относительно источника на расстояние 61,5 см. Расстояние от источника до плоскости объекта – 61 см. Измерения производились с шагом 1 см на области сканирования размером 80 x 80 см². Всего измерено 6400 точек. Длина волны используемого монохроматического радиосигнала порядка 3 см.

Результат экспериментальных измерений интенсивности результирующего поля в сканирующей плоскости на частоте 10 ГГц представлен на рисунке 3.16.

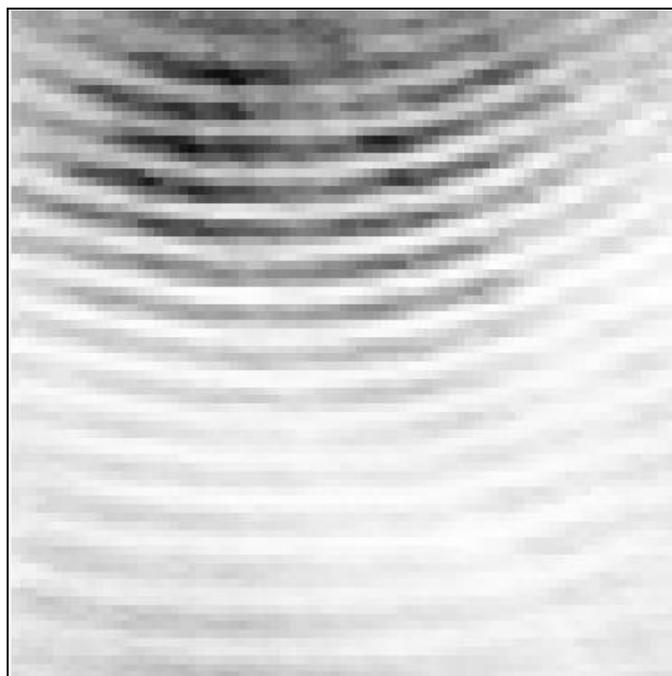


Рисунок 3.16 – Результирующая амплитуда интерференционной картины поля в плоскости измерений на частоте $f = 10$ ГГц (область сканирования: 80 см на 80 см)

Наблюдается интерференционная картина, это означает что сигнал, отражённый от объекта, интерферирует с сигналом от источника, который является опорным. То есть интерференционная картина содержит информацию об объекте. Полученный результат говорит о том, что предложенная схема измерений является дееспособной.

Полученные в результате экспериментальных исследований данные далее были обработаны в ходе численного моделирования, в процессе которого решалась обратная задача восстановления изображения исследуемого объекта. Восстановление изображения осуществлялось при помощи формул из раздела 3.2.2 (3.15-3.17).

Результат обработки экспериментальных данных на частоте 10 ГГц представлен на рисунке 3.17.

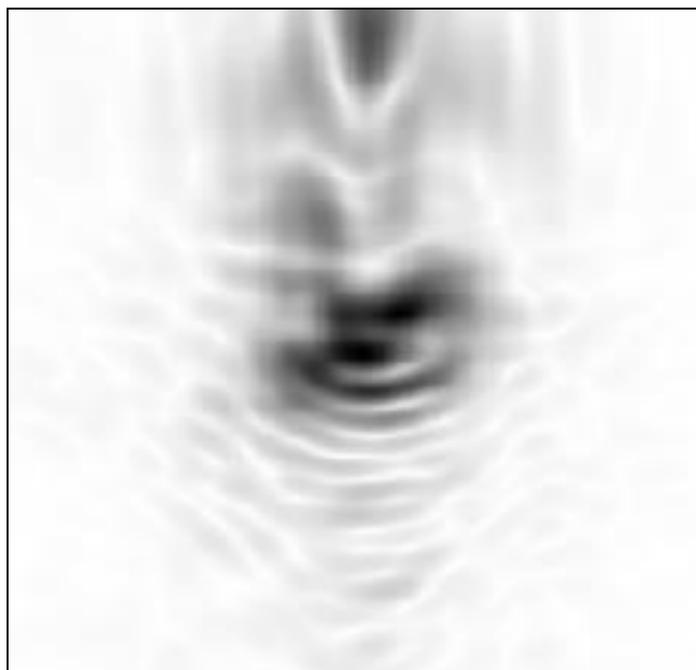


Рисунок 3.17 – Результат восстановления изображения исследуемого объекта на частоте $f = 10$ ГГц (область сканирования: 128 см на 128 см)

Анализ полученного изображения: наблюдается сложная картина. Изображение объекта трудно различимо, можно видеть лишь приближённо очертания исследуемого объекта, однако трудно его идентифицировать без априорного знания о его форме.

Сравнения экспериментальных данных с численной моделью: результат обработки, экспериментально измеренной амплитудной информации, предложенным методом и результат численного моделирования не совпадают. Несовпадения численных расчетов и эксперимента можно объяснить возникающей в связи с некачественной конструкцией сканирующей системы, а именно: проблемой точности позиционирования. В результате чего происходит накопление ошибки позиционирования, определение координат приёмника в сканирующей системе становится затруднительным, поэтому точность измерений получается очень низкой.

Попытки улучшить систему позиционирования для повышения точности измерений и проведение экспериментальных исследований, с внесёнными поправками в схему измерений, с целью восстановления изображения

исследуемого объекта с достаточным разрешением на одной частоте, дали незначительное улучшение качества изображения.

Исходя из полученных результатов, был сделан вывод о необходимости измерений в широкой полосе частот. Среди имеющихся технических возможностей для эксперимента в широкой полосе частот подошла установка широкополосного ультразвукового зондирования в воздухе на частотах от 37 кГц до 43 кГц.

3.2.6. Численные и экспериментальные исследования радиоголографической схемы измерений с вынесенным излучателем с использованием ультразвуковых волн со сканированием в широкой полосе частот

Предложенный радиоголографический метод был так же проверен экспериментально с использованием ультразвуковых волн в воздухе.

Для проведения голографических измерений с ультразвуком использовалась установка, изображённая на рисунке 3.18. Геометрия задачи следующая: излучатель, расположенный на некотором расстоянии от сканирующей системы, излучает зондирующий монохроматический ультразвуковой сигнал, как в сторону исследуемого объекта, так и в сторону области измерения. Исследуемый объект повернут на определенный угол к излучателю, и рассеивает падающий на него сигнал в направлении сканирующей системы. Поле, рассеянное от объекта, попадает на измерительную плоскость, где интерferирует с полем волны источника зондирующего сигнала, которое играет роль опорного сигнала.

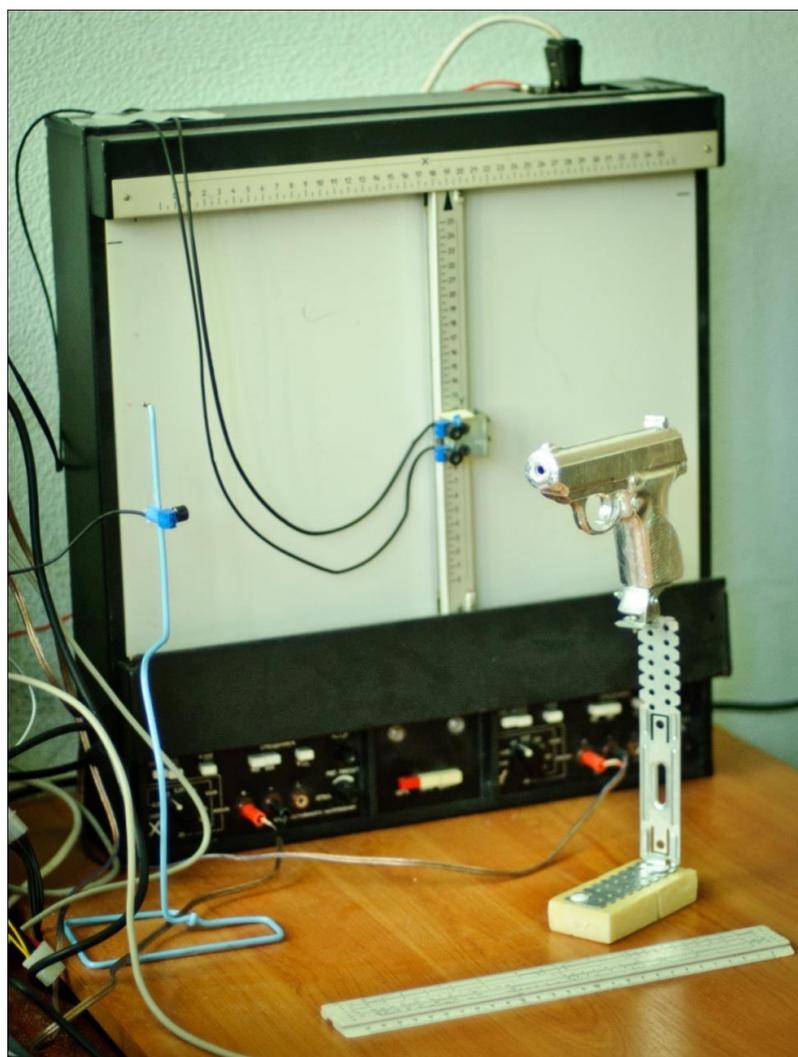


Рисунок 3.18 – Фотография экспериментальной установки

Экспериментальная установка состояла из ультразвукового излучателя и приёмника, сканирующей системы, управляемой компьютером, и генератора (Рисунок 3.19).

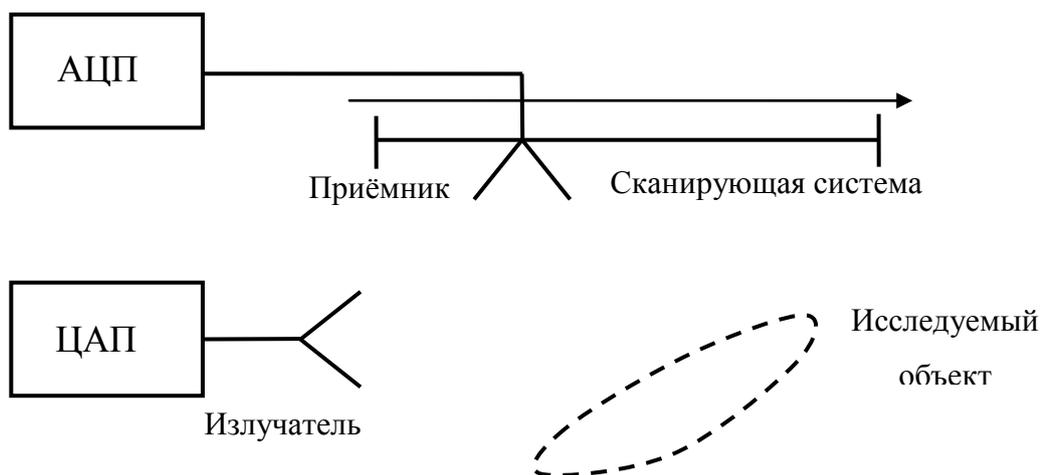


Рисунок 3.19 – Схема экспериментальной установки

Излучатель был вынесен за область измерений и находился неподвижно. Приемник ультразвукового сигнала на основе аудио-карты персонального компьютера перемещался в плоскости сканирования и с шагом 1 мм на области сканирования 39 см на 29 см производил измерения в полосе частот от 37 кГц до 43 кГц. Исследуемый объект, в качестве которого рассматривался пластмассовый пистолет размерами 15 см на 10 см (Рисунок 3.20), находился на расстоянии порядка области сканирования. Расстояние от исследуемого объекта до сканирующей системы – 28 см. Расстояние от излучателя до сканирующей системы – около 12 см.



Рисунок 3.20 – Фотография исследуемого объекта в эксперименте

Сканирующая система представляла собой двухкоординатный самописец. Управление сканирующей системы осуществлялось с помощью цифро-аналогового преобразователя (ЦАП) звуковой карты персонального компьютера.

Сначала было проведено численное моделирование широкополосной голографической схемы ультразвукового зондирования, по схеме измерений, изображенной на рисунке 3.19. Последовательность операций в численной модели включала решение прямой и обратной задачи (3.2.1 – 3.2.2) восстановления изображения исследуемого объекта плоской ступенчатой формы (Рисунок 3.6) с размером ступеньки 5 см.

На рисунке 3.21 представлен результат численного моделирования интенсивности результирующего поля в плоскости сканирующей системы (результат решения прямой задачи) для полосы частот от 37 кГц до 43 кГц.

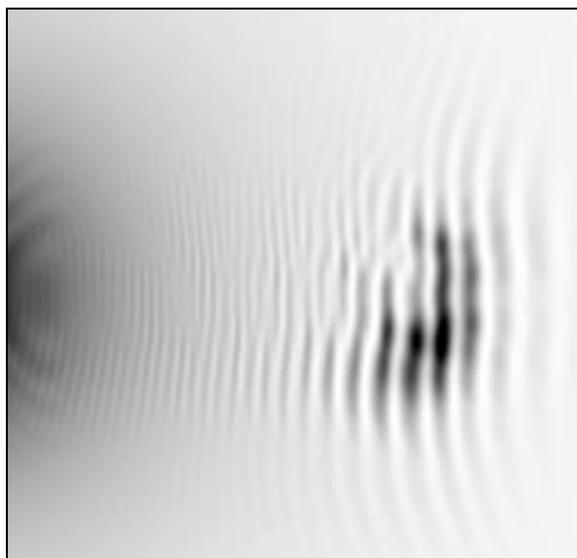


Рисунок 3.21 – Результирующая амплитуда интерференционной картины поля в плоскости измерений (размер изображения 60 см на 60 см)

Наблюдается интерференционная картина, имеющая приблизительные очертания исследуемого объекта. Также можно видеть пятно засветки от источника. Частота следования интерференционных полос говорит о наличии высоких пространственных частот в данных измерений, и возможности восстановления изображения высокого разрешения методами линейной согласованной фильтрации.

Восстановление изображения осуществлялось путём радиоголографической фокусировки на различных частотах и последующего суммирования по амплитуде результатов восстановления на различных частотах. Результат численного моделирования по восстановлению изображения исследуемого объекта ступенчатой формы (решение обратной задачи) представлен на рисунке 3.22.



Рисунок 3.22– Результат восстановления изображения исследуемого объекта (размер изображения 60 см на 60 см)

Численные исследования голографической схемы ультразвукового зондирования показывают возможность восстановления плоского изображения объекта при широкополосном зондировании. Однако использованной полосы частот не достаточно для получения хорошего разрешения по дальности, но широкополосное сканирование позволяет значительно снизить уровень артефактов и шумов.

В случае тестового эксперимента (Рисунок 3.18) в качестве исследуемого объекта рассматривался пластиковый пистолет (Рисунок 3.20).

На рисунке 3.23 представлен результат экспериментальных измерений интенсивности результирующего поля в плоскости измерений в полосе частот от 37 кГц до 43 кГц.

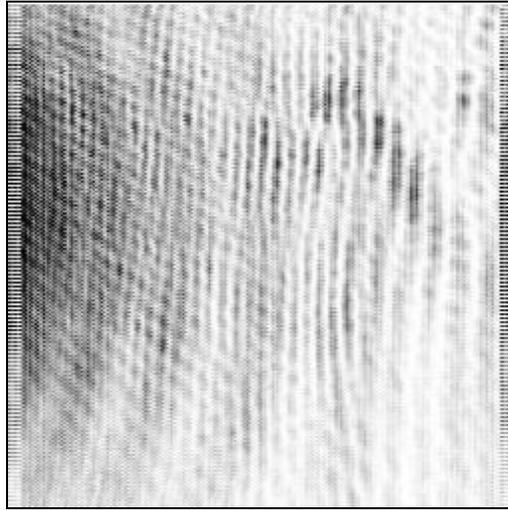


Рисунок 3.23 –Результирующая амплитуда интерференционной картины поля в плоскости измерений (область сканирования: 34см на 29см)

Полученные в результате экспериментальных исследований данные об амплитуде интерференционной картины поля в плоскости измерений были обработаны в ходе численного моделирования, в процессе которого решалась обратная задача восстановления изображения исследуемого объекта (Раздел 2.1.2).

На рисунках 3.24 – 3.25 представлены результаты восстановления изображения объекта произвольной формы после фокусировки амплитудно-фазового распределения поля в плоскости источника в плоскость объекта.

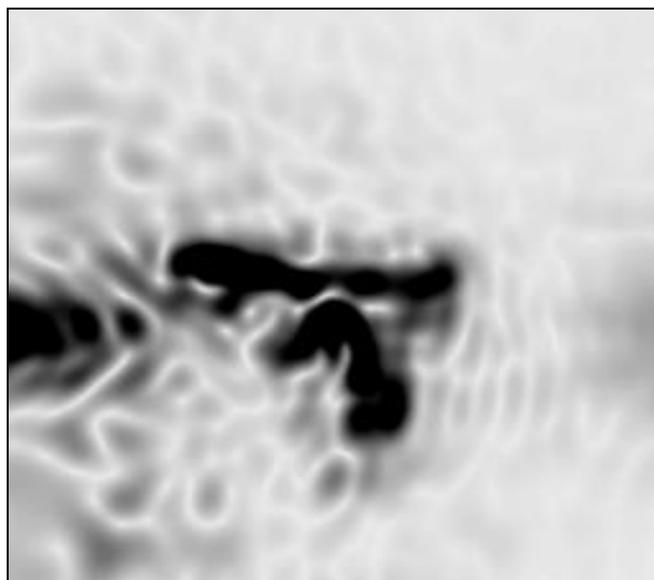


Рисунок 3.24 – Результат восстановления изображения исследуемого объекта на частоте 40 кГц (область сканирования: 34см на 29см)

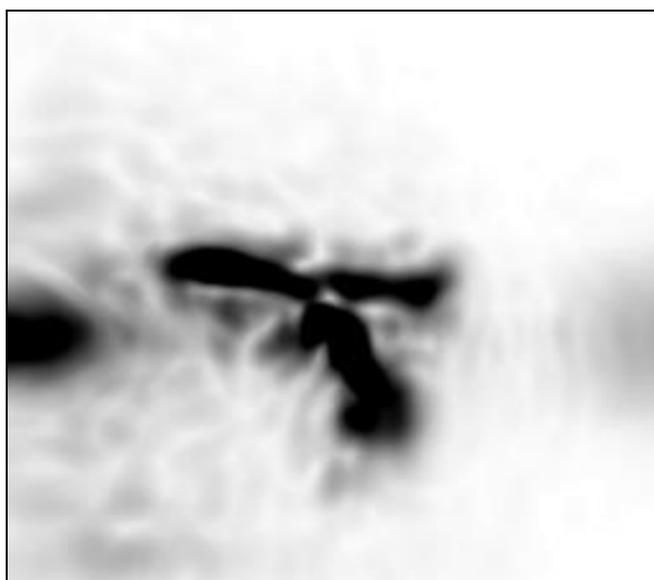


Рисунок 3.25 – Результат восстановления изображения исследуемого объекта после обработки в полосе частот от 37 кГц до 43 кГц (область сканирования: 34см на 29см)

Результат восстановления изображения по экспериментальным данным имеет артефакты и шумы в связи с неточностями позиционирования сканирующей системы, шумами микрофона, неравномерностью «засветки» исследуемого объекта и области измерений опорной волной, а также тем фактом, что амплитуда опорного сигнала ненамного превышает амплитуду предметного

сигнала. Использование сканирования в широкой полосе частот позволяет снизить уровень артефактов и шумов.

3.3. Восстановление радиоизображений по измерениям интенсивности поля интерференции разреженной матрицей элементов с применением нескольких опорных источников

Предлагается радиологический метод восстановления радиоизображений на основе разреженных измерений амплитуды поля интерференции предметного сигнала и различных опорных сигналов (от разных источников) [5]. Минимизировать уровень артефактов и вторичных максимумов предлагается за счёт оптимального размещения излучающих элементов в пространстве относительно области измерений.

3.3.1. Постановка задачи

Рассматривается задача узкополосной радиолографии по разреженным измерениям интенсивности поля с применением нескольких опорных источников (Рисунок 3.26). На рисунок 3.26 кружочками показаны точки измерения интенсивности, звёздочками обозначены источники. Предполагается, что точки измерения находятся в плоскости на расстоянии h_2 от плоскости размещения излучателей. Исследуемый объект, имеющий форму ступенчатого многоугольника, находится на расстоянии h_1 от плоскости излучателей. Считаем излучатели точечными и изотропными. Количество излучателей может варьироваться, и, очевидно, чем больше будет излучателей, тем больше информации о рассеивающем объекте будет измерено. Предполагается, что излучатели работают не одновременно, а по очереди, и в каждый момент времени работает только один излучатель. То есть в плоскости измерений получают различные интерференционные картины для различных излучателей.

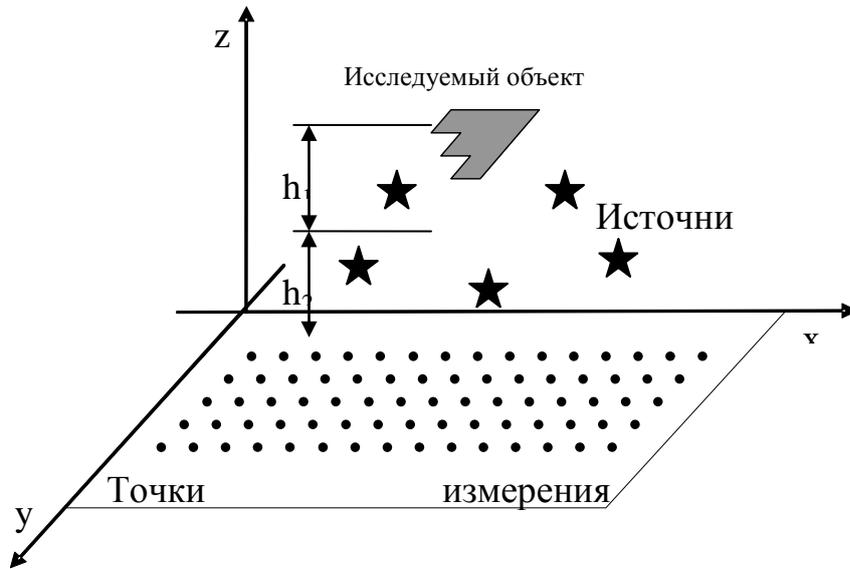


Рисунок 3.26 – Схема измерений

По измеренной интенсивности поля интерференции необходимо восстановить изображение исследуемого объекта. Будем рассматривать задачу в скалярном приближении. Аналогично радиоголографическому методу на основе опорного источника сферических волн, описанному выше в пункте 3.1 сначала запишем поле в плоскости измерений в виде: $U(\mathbf{r}) = A(\mathbf{r}) + B(\mathbf{r})$, где $A(\mathbf{r})$ - поле, рассеянное объектом (предметная волна), $B(\mathbf{r})$ - поле прямой волны от источника на области измерений (опорная волна). Будем считать, что амплитуда опорной волны много больше амплитуды предметной волны.

Учтём, что в рассматриваемой задаче измеряется интенсивность поля, то есть величина: $W(\mathbf{r}) = |U(\mathbf{r})|^2$.

Запишем предметную волну $A(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s)$ в точках измерения \mathbf{r} при работе излучателя в точке \mathbf{r}_s в приближении однократного рассеяния:

$A(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s) = -\iint_{S'} p(\mathbf{r}') B(\mathbf{r}', \mathbf{r}_s) \frac{\partial G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')}{\partial n} d^2 \mathbf{r}'$, где $\mathbf{r} = (x, y, z=0)$ - точка измерения поля, $\mathbf{r}_s = (x_s, y_s, z_s = h_2)$ - координата излучателя, $\mathbf{r}' = (x', y', z')$ - координата интегрирования по точкам объекта, где предполагается плоский объект на

дальности $z = h_1 + h_2$, S' - поверхность объекта, на которой производится интегрирование, $V(\mathbf{r}', \mathbf{r}_s)$ - поле источника, на поверхности объекта, $p(\mathbf{r}')$ - коэффициент рассеяние точек объекта, $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \exp(ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|)/(4\pi|\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|)$ - функция Грина свободного пространства. Поле опорной волны запишем на основе функции Грина свободного пространства: $V(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s) = a \frac{e^{ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|}$, где a - размерный коэффициент, описывающий амплитуду источника поля.

3.3.2. Восстановление радиоизображений

Для восстановления радиоизображений рассеивающих объектов рассмотрим с учетом выражений, полученный выше для решения прямой задачи:

$$W(\mathbf{r}) = |U(\mathbf{r})|^2 = |A(\mathbf{r}) + B(\mathbf{r})|^2 = (A + B)(A + B)^* = |A|^2 + |B|^2 + AB^* + A^*B, \quad (3.18)$$

где учтём, что $|A| \ll |B|$, при том, B - априорно известная функция. Так же можно считать, что $(AB^* + A^*B) \gg |A|^2$, тогда можем вычислить функцию вида:

$$C(\mathbf{r}) = \frac{(AB^* + A^*B)}{2|B|} \approx \frac{W(\mathbf{r}) - |B(\mathbf{r})|^2}{2|B|}. \quad (3.19)$$

Если расписать комплексные числа $A = a_1 + ia_2$ и $B = b_1 + ib_2$, то выражение $(AB^* + A^*B) = 2(a_1b_1 + a_2b_2)$, по сути, является удвоенным скалярным произведением векторов (a_1, a_2) и (b_1, b_2) , то есть $C(\mathbf{r})$ представляет собой проекцию вектора (a_1, a_2) на единичный вектор $(b_1, b_2)/|B|$. Величина $\tilde{C} = C \frac{|B|}{|B|}$ будет иметь фазу двух возможных значений: либо $\arg(B)$, либо $\arg(B) + \pi$. Если считать, что фаза предметной волны A распределена равномерно от $-\pi$ до π , то фаза \tilde{C} будет иметь максимальное отличие от фазы A не больше $\pm \pi/2$. Данной точности определения фазы достаточно для метода пространственно-

согласованной фильтрации и восстановления изображения исследуемого объекта. Формула 3.19 позволяет вычислить из измеренной интенсивности поля, по сути, C – квадратуру сигнала в точке измерений, фаза которого отсчитывается от фазы опорного сигнала B .

Для восстановления радиоизображения объекта воспользуемся методом пространственно-согласованной фильтрации, где величину \tilde{C} будем рассматривать в качестве комплексного волнового поля в области измерений. Изображение, восстанавливаемое на основе измерений, при работе одного источника запишем в виде:

$$P(x, y, x_s, y_s) = \iint \tilde{C}(x', y', x_s, y_s) M_R(x', y') G^*(\mathbf{r}', \mathbf{r}) G^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s) dx' dy', \quad (3.20)$$

где $|\mathbf{r}' - \mathbf{r}| = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + z^2}$ - расстояние от точки измерения до точки фокусировки на объекте, $|\mathbf{r} - \mathbf{r}_s| = \sqrt{(x_s - x)^2 + (y_s - y)^2 + h_1^2}$ - расстояние от излучателя до точки фокусировки на объекте, $\mathbf{r}_s = (x_s, y_s, h_2)$ - координата излучателя на плоскости, $\mathbf{r}' = (x', y', 0)$ - точка расположения приёмника, $\mathbf{r} = (x, y, z)$ - точка на объекте, $\tilde{C}(x', y', x_s, y_s)$ - поле в плоскости измерений, $M_R(x', y')$ - функция, описывающая положение приёмных элементов, являющаяся суммой дельта функций, каждая из которых соответствует положению приёмника.

Радиоизображение объекта с учётом всех источников записывается в виде:

$$\Phi(x, y) = \iint P(x, y, x_s, y_s) M_S(x_s, y_s) dx_s dy_s, \quad (3.21)$$

где $M_S(x_s, y_s)$ - функция, описывающая положение излучателей, являющаяся суммой дельта функций, каждая из которых соответствует положению излучателя.

Функция $\Phi(x, y)$ в выражении (3.21) является решением задачи

восстановления радиоизображения объекта, расположенного на известной дальности. Качество восстанавливаемого изображения и уровень артефактов зависит от количества и расположения излучателей и приёмников. Возникает задача оптимизации положения излучателей и приёмников, позволяющая минимизировать уровень артефактов при минимальном количестве излучающих и приёмных элементов.

3.3.3. Оптимизация матриц излучающих и приёмных элементов

Предлагается решить задачу оптимизации матрицы излучателей и матрицы приёмных элементов для точечного изотропного рассеивателя, расположенного напротив центра системы приёмных и передающих элементов на фиксированном расстоянии. Будем считать, что решётка приёмных элементов является плоской, и решётка излучающих элементов тоже является плоской, однако две эти решётки не лежат в одной плоскости.

Запишем поле в точках измерения для точечного рассеивателя в точке $(x_0 = 0, y_0 = 0, z_0)$.

$$U(\mathbf{r}', \mathbf{r}_s) = G(\mathbf{r}', \mathbf{r}_0)G(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_0), \quad (3.22)$$

где $\mathbf{r}_0 = (x_0, y_0, z_0)$ - точка расположения точечного рассеивателя, $\mathbf{r} = (x', y', 0)$ - точка расположения приёмного элемента, $\mathbf{r}_s = (x_s, y_s, z_s = const)$ - точка расположения излучателя.

Подставим полученную запись для $U(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s)$ в формулы (3.20 - 3.21) приняв, что $\tilde{C}(x', y', x_s, y_s) = U(\mathbf{r}', \mathbf{r}_s)$:

$$\begin{aligned} \Phi(x, y) &= \iint \iint M_R(x', y') M_S(x_s, y_s) G(\mathbf{r}', \mathbf{r}_0) G(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_0) G^*(\mathbf{r}', \mathbf{r}) G^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s) dx' dy' dx_s dy_s = \\ &= \iint M_R(x', y') G(\mathbf{r}', \mathbf{r}_0) G^*(\mathbf{r}', \mathbf{r}) dx' dy' \iint M_S(x_s, y_s) G(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_0) G^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s) dx_s dy_s \end{aligned} \quad (3.23)$$

То есть изображение точечного рассеивателя $\Phi(x, y)$ представляется в виде произведения двух интегралов, один из которых зависит от функции размещения матрицы излучателей $M_S(x_s, y_s)$, а второй – от функции размещения матрицы приёмников $M_R(x', y')$. Запишем эти интегралы отдельно:

$$R(x, y) = \iint M_R(x', y') G(\mathbf{r}', \mathbf{r}_0) G^*(\mathbf{r}', \mathbf{r}) dx' dy', \quad (3.24)$$

$$S(x, y) = \iint M_S(x_s, y_s) G(\mathbf{r}_s, \mathbf{r}_0) G^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s) dx_s dy_s, \quad (3.25)$$

$$\Phi(x, y) = R(x, y) S(x, y), \quad (3.26)$$

где $R(x, y)$ - назовём реакцией матрицы приёмников на точечный рассеиватель, $S(x, y)$ – реакцией матрицы излучателей, $\Phi(x, y)$ – реакция всей системы на точечный рассеиватель.

Задача оптимизации матриц излучателей и приёмников состоит в варьировании функций $M_R(x', y')$ и $M_S(x_s, y_s)$, для того чтобы реакция на точечный рассеиватель $\Phi(x, y)$ - имела единственный максимум в центре с наибольшей локализацией, то есть стремилась к дельта функции. То есть, необходимо добиться того, чтобы у функций $R(x, y)$ и $S(x, y)$ совпали максимумы в точке $(x=0, y=0)$ и не совпадали вторичные максимумы. Будем считать, что приемлемая область локализации центрального максимума $\Phi(x, y)$ имеет радиус $\lambda/2$. Тогда в качестве минимизируемой величины можно взять величину:

$$\sigma = \frac{\iint_{S_1} \Phi(x, y) dx dy}{\iint_{S_0} \Phi(x, y) dx dy}, \quad (3.27)$$

где S_0 - область поверхности, для которой $\sqrt{x^2 + y^2} < \frac{\lambda}{2}$, S_1 - область поверхности, для которой $\sqrt{x^2 + y^2} \geq \frac{\lambda}{2}$. При таком выборе минимизируемой величины

разрешение системы будет не хуже λ .

Будем искать оптимальное решение среди матриц с эквидистантным размещением элементов, для которых можно легко вычислить положение центрального и вторичных максимумов по формулам (3.24 - 3.25). Интегралы в (3.24) и (3.25) сводятся к интегралам типа свертки и вычисляются с применением быстрого преобразования Фурье. Таким образом, можно быстро перебирать возможные виды функций $M_R(x', y')$ и $M_S(x_s, y_s)$ и вычислять $\Phi(x, y)$, подбирая оптимальный шаг матриц, количество элементов в них и угол поворота матриц относительно друг друга.

Предлагается рассмотреть гексагональные матрицы размещения элементов, так как подобная геометрия обеспечивает наибольшую плотность размещения элементов на плоскости. Количество элементов в матрицах выбирается исходя из технических возможностей коммутации и стоимости элементов. Можно утверждать, что коммутация излучающих элементов является технически более сложной задачей, чем коммутация приёмников, поскольку для излучателей требуется коммутация СВЧ трактов, а для сигналов с приёмников достаточно коммутаторов постоянного напряжения. Следовательно, количество излучателей должно быть существенно меньше количества приёмников. Так же подразумевается требование, чтобы матрица излучающих элементов не перекрывала матрицу приёмных элементов, чтобы сигнал в плоскости приёма не искажался дифракцией на матрице излучателей.

Размеры матриц определяют апертуру системы, чем больше апертура, тем лучше разрешение. Для получения приемлемого разрешения, близкого к дифракционному пределу, достаточно иметь апертуру сравнимую с дальностью до объекта. Зафиксируем размеры матрицы приёмников порядка расстояния до объекта. Но не будем фиксировать размеры матрицы излучателей, то есть будем считать, что апертура излучающей матрицы меньше апертуры приёмной. Чем больше будут размеры излучающей матрицы, тем больше элементов приёмной матрицы будет перекрыто, и данные измерений для них будут искажаться.

Поэтому будем убирать элементы из приёмной матрицы закрытые излучающей матрицей. То есть, с увеличением размеров излучающей матрицы будет уменьшаться количество элементов в приёмной матрице. Из этих соображений следует, что приёмная матрица будет иметь гексагональное размещение элементов, ограниченное на плоскости апертурой системы с вырезом в центре. Пример возможного вида приёмной матрицы представлен на рисунок 3.27. Шаг размещения приёмных элементов 4 см, при частоте 20 ГГц. Для данной приёмной матрицы была рассчитана оптимизированная матрица излучателей из 36 элементов, размещённых с шагом 4 см (Рисунок 3.28). Матрица излучателей повернута относительно матрицы приёмников на угол 90° , поскольку такой поворот минимизирует величину σ . Расстояние от приёмной матрицы до объекта предполагается равным 70 см, а расстояние между матрицами излучателей и приёмников 20 см.

На рисунке 3.29 представлены результаты расчёта реакции системы на точечный рассеиватель на расстоянии 70 см от приёмной матрицы. Можно видеть, что вторичные максимумы функций $R(x, y)$ и $S(x, y)$ не совпадают, а центральный максимум совпадает, что при их перемножении даёт только центральный максимум, что видно на рисунке 3.29в.

Отметим, что представленная решётка оптимизирована только для дальности до цели в 70 см. При других дальностях возможно возрастание уровня артефактов. Однако, в целом, благодаря повороту матриц на 90° не должно появляться вторичных максимумов, сравнимых по уровню с центральным.

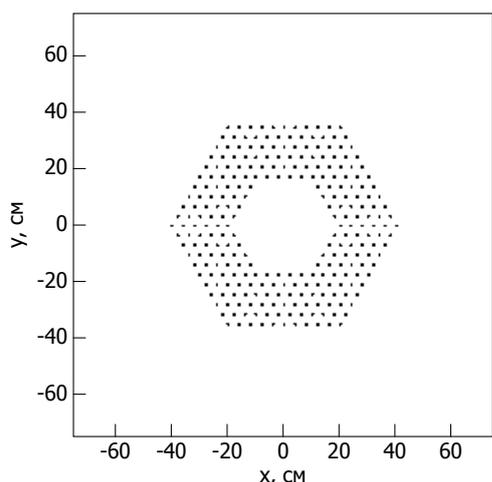


Рисунок 3.27 – Матрица из 270 приёмных элементов

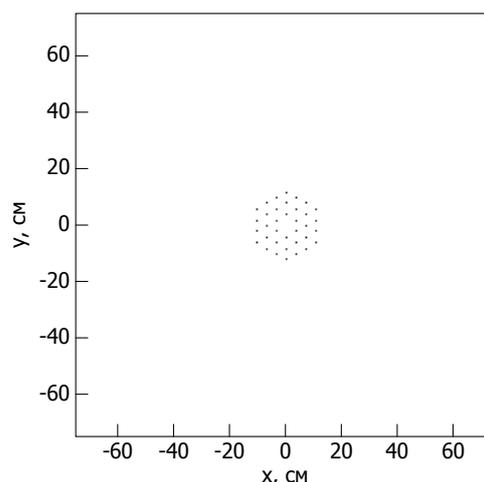
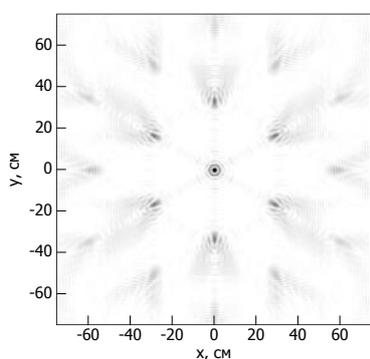
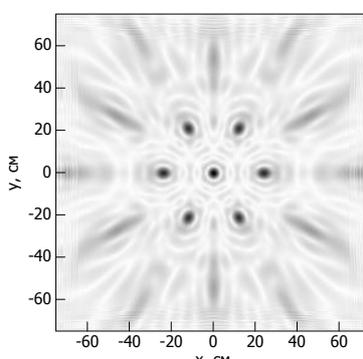


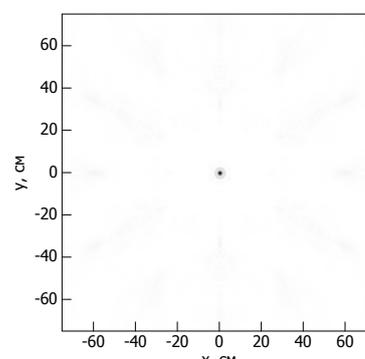
Рисунок 3.28 – Матрица из 36 излучающих элементов



а



б



в

Рисунок 3.29 – Реакции системы на точечный рассеиватель (а – реакция матрицы приёмников $R(x, y)$, б – реакция матрицы излучателей $S(x, y)$, в – реакция всей системы $\Phi(x, y)$)

3.3.4. Численное моделирование радиоголографической системы с множеством излучателей

Предложенный метод радиоголографии был смоделирован численно на частоте 20 ГГц для приёмной матрицы вида рисунок 3.27 и матрицы излучателей вида рисунок 3.38. Форма исследуемого объекта представлена на рисунке 3.30, размер ступеньки 10 см. Расстояние от приёмной матрицы до объекта – 70 см, расстояние от матрицы излучателей до объекта – 50 см.

С помощью формул (3.1 - 3.4) была решена прямая задача, то есть, определена интенсивность поля интерференции в области измерений. На

рисунке 3.31 представлена интенсивность поля при включении одного из источников. Можно видеть отчётливую интерференционную картину, образованную полем источника и полем, рассеянного объектом.

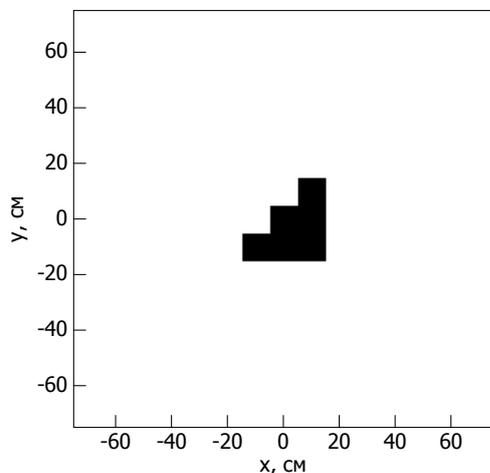


Рисунок 3.30 – Изображение исследуемого объекта

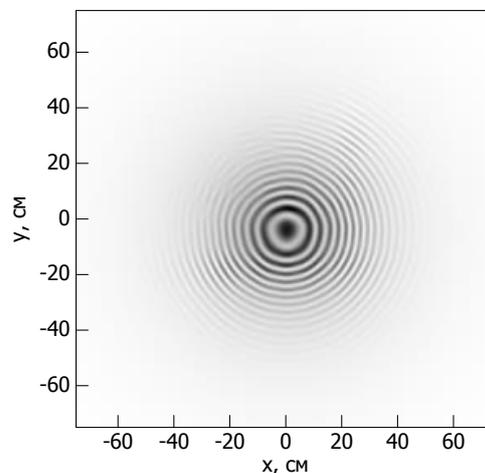


Рисунок 3.31 – Интенсивность поля интерференции предметного и опорного сигналов в области измерений от одного источника

Значения интенсивности поля, полученные при решении прямой задачи, были обработаны с помощью формул (3.18 – 3.21). В результате применения формулы (3.21) было восстановлено изображение объекта на основе данных измерений при включении одного источника (Рисунок 3.32а). Наблюдаются вторичные максимумы, что связано с разреженностью измерительной матрицы. После применения формулы (3.21) было получено изображение при включении 36 источников (Рисунок 3.32б). Здесь уже нет выраженных вторичных максимумов, а также изображение объекта однозначно идентифицируется. Повышение качества изображения связано с оптимизированным размещением источников, которое обеспечивает синфазное сложение центрального максимума и при этом, несинфазное сложение вторичных максимумов при суммировании изображений для разных источников по формуле (3.20).

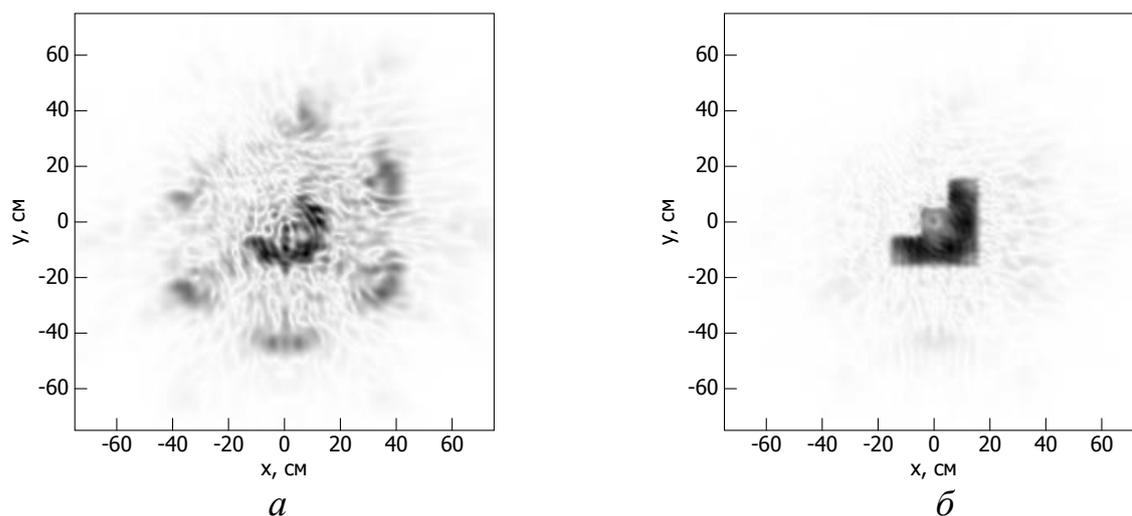


Рисунок 3.32 – Восстановленные изображения исследуемого объекта (*a* – при использовании одного источника, *б* – при использовании 36 источников)

Отметим, что разрешение полученного изображения близко к дифракционному пределу для системы с рассматриваемой здесь апертурой и составляет 15 мм.

ГЛАВА 4. МЕТОД ВОССТАНОВЛЕНИЯ ТРЁХМЕРНЫХ РАДИОИЗОБРАЖЕНИЙ ОБЪЕКТОВ ПО АМПЛИТУДНЫМ ИЗМЕРЕНИЯМ РАССЕЯННОГО ПОЛЯ ЗА ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЁТКОЙ В ШИРОКОЙ ПОЛОСЕ ЧАСТОТ

Реализация измерений пространственного распределения квадратур поля рассеяния осуществима без непосредственного использования опорного источника, но с внесением дополнительного дифракционного экрана с множеством прямоугольных отверстий, центральное (наибольшее) из которых формирует искусственную опорную волну. Предлагается метод радиовидения на основе измерений амплитуды поля интерференции за дифракционной решёткой [2,12,15].

Рассматривается случай пассивного и активного радиозондирования. По виду интерференционной картины от дифракционной решёткой предполагается определить амплитудно-фазовое распределение поля в отверстиях решётки. Измерение интенсивности поля дифракции за дифракционным экраном позволяет путем обратной фокусировки восстановить фазовую структуру волнового поля в плоскости экрана (распределение квадратур) и далее методом синтеза апертуры получить изображение рассеивающих объектов перед экраном. Размер отверстий не должен превышать длину волны используемого монохроматического излучения.

4.1. Схема измерений

Предлагается осуществить восстановление фазы радиолокационного сигнала в плоскости разреженной дифракционной решётки, на основе измерения только амплитуды интерференционной картины в некоторой плоскости за решёткой путём локационного сканирования по частоте. При этом предполагается использование фазовонесинхронизованных приёмника и передатчика.

Схема измерений изображена на рисунке 4.1. Дифракционная решётка находится между исследуемым объектом и плоскостью измерения амплитуды. Предполагается, что отверстия в дифракционной решётке имеют размеры в половину длины волны. Амплитуда поля измеряется при помощи заполненной матрицы датчиков, расположенных с шагом менее половины длины волны. Используется источник монохроматических волн с возможностью перестройки частоты в широком диапазоне. Источник зондирующих радиоволн располагается в центре дифракционной решётки и излучает волны как в сторону исследуемого объекта, так и в сторону измерительной матрицы. Исследуемый объект рассеивает зондирующий сигнал в направлении дифракционной решётки. Поле от объекта, прошедшее через отверстия в дифракционной решётке, попадает на измерительную матрицу, где интерферирует с полем волны источника зондирующего сигнала, которое играет роль опорного сигнала.

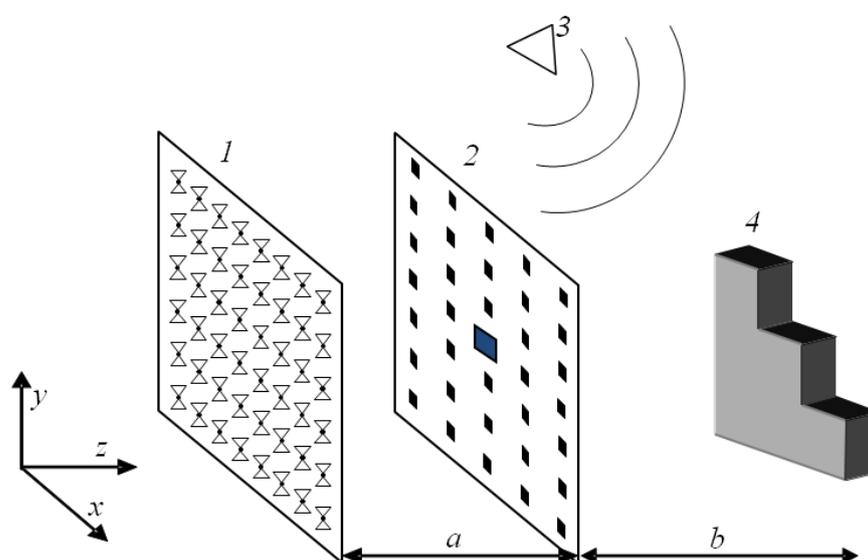


Рисунок 4.1 – Схема измерений (1 – матрица датчиков измеряющих амплитуду поля, 2 – дифракционная решётка, 3 – сторонний источник, 4 – исследуемый объект)

На каждой частоте производится измерение амплитуды поля в плоскости измерительной матрицы. В процессе излучения монохроматического сигнала на определённой частоте производится измерение амплитуды рассеянного поля. Затем перестраивается частота излучения, и ещё раз производятся измерения амплитуд рассеянного поля в каждой точке плоскости сканирования. Подобные измерения повторяются на нескольких частотах в широкой полосе. На основе данных измерения амплитуды поля необходимо восстановить в плоскости дифракционной решётки амплитудно-фазовое распределение поля волны, рассеянной объектом, чтобы используя полученную информацию о фазе можно было восстановить изображение рассеивающего объекта с помощью технологии синтеза апертуры.

4.2. Решение прямой задачи распространения радиоволн в промежутке между исследуемым объектом и плоскостью измерений

Точечный источник излучает сигнал в виде сферической волны, которая распространяется как в область предполагаемого местонахождения исследуемого объекта, так и в сторону измерительной матрицы. Рассеянная объектом, волна проходит через дифракционную решётку. В каждом отверстии будет своя фаза и амплитуда $A_n e^{i\phi_n}$. Сигналы от отверстий попадают на плоскость измерений амплитуды, параллельную дифракционной решётке, и находящуюся от нее на заданном фиксированном расстоянии a , где создают сложную интерференционную картину, суммируясь между собой в разных её точках. На выходе приёмных антенн измеряется амплитуда сигнала. Решение задачи восстановления трёхмерного радиоизображения исследуемого объекта можно разбить на несколько этапов.

Рассмотрим решение прямой задачи распространения радиоволн в предложенной системе в скалярном приближении однократного рассеяния. Процедура решения прямой задачи заключается в определении комплексного поля в измерительной матрице.

Приближенно, поле источника можно описать функцией Грина свободного пространства. Исследуемый объект рассматривается как совокупность изотропных точечных рассеивателей с заданным коэффициентом рассеяния $\rho(x, y, z)$. Таким образом, поле, рассеянное объектом, в плоскости дифракционной решётки (Рисунки 4.2 а - 4.2 б), можно представить в следующем виде [23]:

$$V(r) = \iiint_V \rho(r') \frac{e^{ik(r-r')} e^{ik(r'-r_0)}}{|r-r'| |r'-r_0|} dx' dy' dz', \quad (4.1)$$

где $r = (x, y, 0)$ – координата точки наблюдения в плоскости дифракционной решётки, $r' = (x', y', z')$ – координата рассеивателя, $r_0 = (0, 0, 0)$ – координата источника, $k = 2\pi f / c$ – волновое число в свободном пространстве.

Множество отверстий в дифракционной решётке удобно описать с помощью функции прозрачности $M(x, y)$, которая равна 1 в точке, где есть отверстие, и равна 0 в точке, где нет отверстия. В приближении Кирхгофа, рассеянное объектом, поле сразу за дифракционной решёткой (Рисунок 4.3 а) можно считать равным произведению функций $V(x, y)$ и $M(x, y)$. Следовательно, поле в плоскости измерительной матрицы (Рисунок 4.3 б) приближённо можно описать с помощью интеграла по поверхности дифракционной решётки и поля точечного источника, находящегося в текущей точке интегрирования дифракционной решётки:

$$U(r_M) = \iint_S V(r) M(r) \frac{e^{ik|r_M-r|}}{|r_M-r|} dx dy, \quad (4.2)$$

где $r_M = (x_M, y_M, -a)$ – координата в плоскости измерительной матрицы, S – область интегрирования по поверхности дифракционной решётки, также предполагается, что $V(r_0) = A$, A – коэффициент, описывающий амплитуду поля источника в

направлении измерительной матрицы, и множитель $\frac{e^{ik|r_M-r|}}{|r_M-r|}$, описывает набег фазы от точки на дифракционной решётке до плоскости измерений амплитуды.

Для рассмотренной модели радиовидения было проведено численное моделирование для восстановления изображения плоского объекта ступенчатой формы, изображенного на рисунке 4.2 *а*, с размерами ступеньки 7.1 см (размер изображения: 100 см на 100 см). Численное моделирование проводилось для полосы частот от 20 ГГц до 60 ГГц, количество частот – 48, 31^2 отверстия в экране на площади 0.5^2 м², 128^2 точек измерения амплитуды на площади 0.5^2 м², расстояния от плоскости с отверстиями до плоскости измерений $a = 0.2$ м.

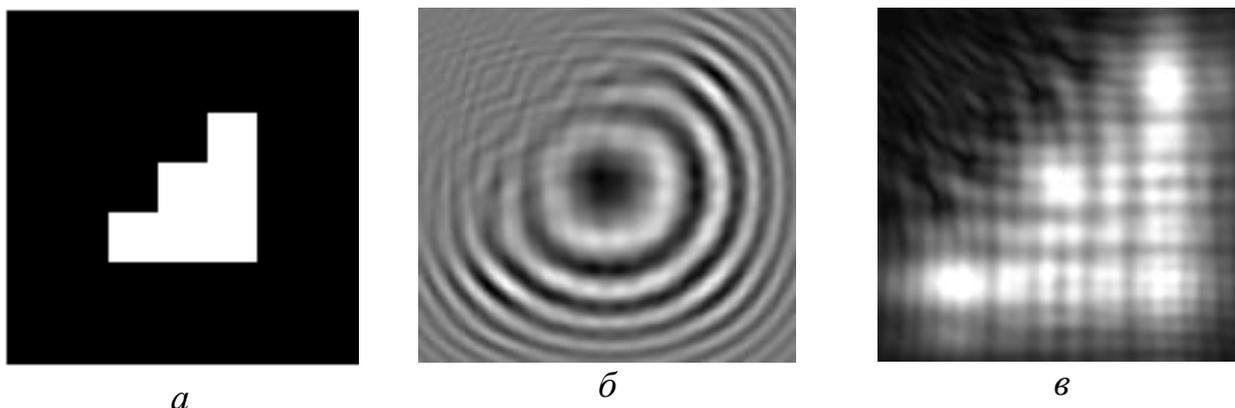
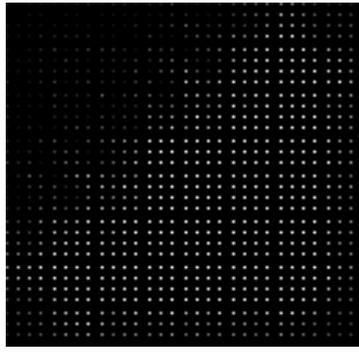
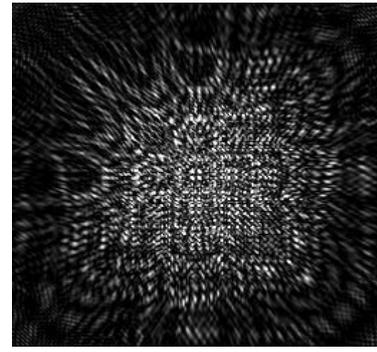


Рисунок 4.2 – Результат численного моделирования поля в плоскости дифракционной решётки (*а* – изображение исследуемого объекта, *б* – действительная часть поля, рассеянного объектом, перед экраном с отверстиями (размер изображения: 50 см на 50 см), *в* – амплитуда поля перед экраном (размер изображения: 50 см на 50 см))

На рисунке 4.3 *а* представлен результат численного эксперимента амплитуды волнового поля, рассеянного объектом, после прохождения экрана с отверстиями. На приведенном рисунке можно видеть множество отверстий дифракционной решетки (светлые пятна).



a



б

Рисунок 4.3 – Результат численного моделирования амплитуды поля (*a* – амплитуда поля сразу за дифракционной решёткой, *б* – амплитуда поля в плоскости измерительной матрицы)(размер изображения: 50 см на 50 см)

Результат численного моделирования амплитуды поля в плоскости измерений для случая плоского объекта изображен на рисунке 4.3 б (на частоте 20 ГГц). Наблюдается сложная интерференционная картина в результате дифракции волн на экране с отверстиями. Видно, что данное изображение содержит высокие пространственные частоты, о чем свидетельствуют локализованные яркие пятна. Это дает основание предполагать, что данное изображение может содержать достаточно информации для восстановления изображения объекта с высоким разрешением.

4.3. Восстановление амплитудно-фазового распределения в отверстиях дифракционной решётки по амплитудным измерениям

На втором этапе восстановления трёхмерного изображения исследуемого объекта по измеренной амплитуде рассеянного поля в плоскости измерительной матрицы восстанавливается фаза поля в плоскости дифракционной решётки.

Так как в измерительной матрице производится измерение только амплитуды поля, без измерений фазы, то для упрощения задачи рассматривается интенсивность волны в плоскости измерений:

$$W(r_M) = |U(r_M)|^2 = U(r_M)U^*(r_M), \quad (4.3)$$

следовательно:

$$\begin{aligned} W(r_M) &= \iint_s V(r) \frac{e^{ik|r_M-r|}}{|r_M-r|} dx dy \times \iint_s V^*(r) \frac{e^{-ik|r_M-\tilde{r}|}}{|r_M-\tilde{r}|} d\tilde{x} d\tilde{y} = \\ &= \iiint_s V(r) V^*(r) \frac{e^{ik|r_M-r|}}{|r_M-r|} \frac{e^{-ik|r_M-\tilde{r}|}}{|r_M-\tilde{r}|} dx dy d\tilde{x} d\tilde{y} \end{aligned} \quad (4.4)$$

где \tilde{r} , $\tilde{r} = (\tilde{x}, \tilde{y}, 0)$ - фактически является результатом измерения интенсивности (квадрата амплитуды) поля в плоскости измерительной матрицы.

Далее с помощью $W(r_M)$ вычисляется амплитудно-фазовое распределение поля $V(r)$ в отверстиях дифракционной решётки. Поскольку фаза относительна за точку с нулевой фазой можно выбрать точечный источник, размещённый в центре дифракционной решётки, в точке $r_0 = (0, 0, 0)$. Для восстановления функции $V(r)$ в отверстиях дифракционной решётки из функции $W(r_M)$ предлагается применить метод согласованной фильтрации:

$$V(r) = M(r) \iint_{S_M} W(r_M) \frac{e^{-ik|r_M-r_0|}}{|r_M-r_0|} \frac{e^{ik|r_M-r|}}{|r_M-r|} dx_M dy_M, \quad (4.5)$$

где S_M - область интегрирования по поверхности измерительной матрицы.

То есть фактически находится разность фаз между источником и каждым из отверстий в виде комплексной амплитуды поля. Метод согласованной фильтрации состоит в умножении значений интенсивности результирующего поля в измерительной матрице на весовые комплексные коэффициенты $\frac{e^{-ik|r_M-r_0|}}{|r_M-r_0|} \frac{e^{ik|r_M-r|}}{|r_M-r|}$, компенсирующие фазовый набег от источника до точки измерения амплитуды и от точки измерения амплитуды до отверстия в дифракционной решётке соответственно.

Функция $\tilde{V}(r)$ из формулы (4.5) позволяет приближённо определить функцию $V(r)M(r)$, представляющую собой комплексную амплитуду поля в

отверстиях, без учёта постоянного множителя. Следует отметить, что точность восстановления амплитудно-фазового распределения в плоскости дифракционной решётки будет увеличиваться при увеличении шага дифракционной решётки, поскольку в этом случае согласованные фильтры для каждого отверстия будут значительно отличаться друг от друга, что снизит взаимное влияние полей из различных отверстий.

На рисунке 4.4 *a* представлен результат численного моделирования восстановления фазы в отверстиях экрана для случая плоского объекта на частоте 20 ГГц.

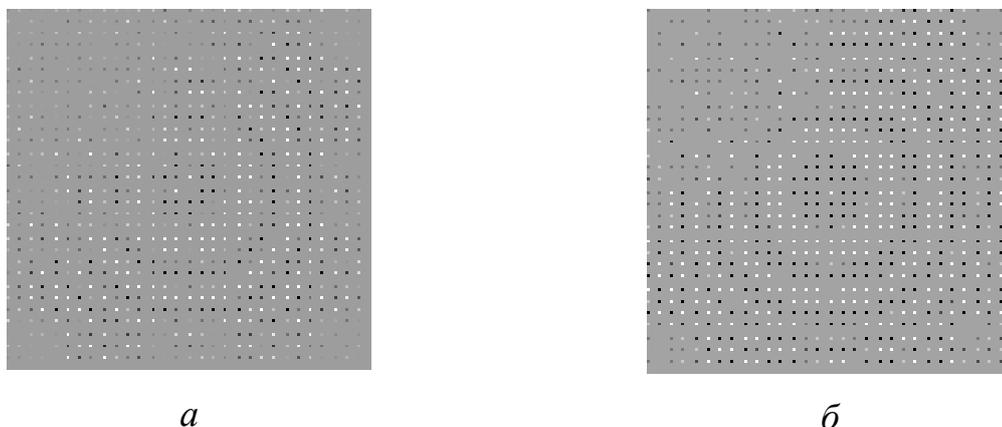


Рисунок 4.4 – Результат численного моделирования комплексной амплитуды поля в плоскости дифракционной решетки (*a* – действительная часть восстановленной комплексной амплитуды поля в отверстиях экрана, *б* – действительная часть истинной комплексной амплитуды поля в отверстиях экрана) (размер изображения: 50 см на 50 см)

Можно видеть, что восстановленная и истинная комплексная амплитуды поля в отверстиях экрана имеют сходство, но недостаточно точное. Это связано с потерей информации при измерении только амплитуды в плоскости измерений.

4.4. Фокусировка восстановленных комплексных амплитуд в трёхмерном объёме с помощью технологии синтеза апертуры

Последний этап получения объёмного изображения объекта заключается в фокусировке восстановленных комплексных амплитуд поля в плоскости

дифракционной решётки в различные точки пространства, путём умножения на фазовый коэффициент, который учитывает расстояние от точки измерения поля до точки фокусировки, и сложения полученных значений.

Используя амплитудно-фазовое распределение поля $\tilde{V}(r)$ в плоскости дифракционной решётки, восстанавливается изображение рассеивающего объекта $\rho(x, y, z)$, с помощью метода пространственно согласованной фильтрации или технологии синтезирования апертуры:

$$\tilde{\rho}(r') = \iint_S \tilde{V}(r) e^{-ik(r-r')} e^{-ik(r_0-r')} dx dy, \quad (4.6)$$

где $\tilde{\rho}(r')$ - приближённо восстановленное изображение распределения рассеивателей в исследуемом объёме.

Функция $\tilde{\rho}(r')$ имеет множество ложных целей поскольку дифракционная решётка является разреженной и, кроме того, функция $\tilde{V}(r)$ не точно описывает поле в плоскости дифракционной решётки. Вместе с этим, функция $\tilde{\rho}(r')$ не имеет разрешения по дальности, поскольку для зондирования используется монохроматический сигнал. Влияние шага дифракционной решётки на качество восстановления изображения не однозначно: с одной стороны большой шаг решётки увеличивает точность восстановления фазы, с другой стороны приводит к появлению артефактов после применения метода согласованной фильтрации.

Для улучшения качества изображения предлагается производить измерения на различных частотах в широкой полосе. Если восстановить изображения рассеивающего объекта $\tilde{\rho}(r')$ на множестве частот и сложить их, то произойдёт когерентное сложение изображения объекта и взаимное вычитание артефактов, а также, благодаря расширению полосы частот будет получено разрешение по дальности, что даёт возможность получить трёхмерное изображение объекта.

Результат восстановления трёхмерного изображения при широкополосном

зондировании можно представить в виде:

$$P(r') = \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} \tilde{\rho}(r', f) df, \quad (4.7)$$

где $\tilde{\rho}(r', f)$ - результат восстановления трёхмерного изображения на частоте f по формуле (4.6).

Суммирование по частотам позволяет улучшить качество восстанавливаемого изображения, так как положение артефактов на различных частотах различно и при сложении результатов восстановления изображения на различных частотах происходит уменьшение уровня ложных целей, из-за когерентного сложения изображения объекта и взаимного вычитания артефактов. Также в результате фокусировки в широкой полосе частот можно получить трёхмерное изображение с разрешением по дальности. На рисунке 4.5 представлен результат восстановления плоского изображения объекта после фокусировки амплитудно-фазового распределения поля в плоскости дифракционной решётки.

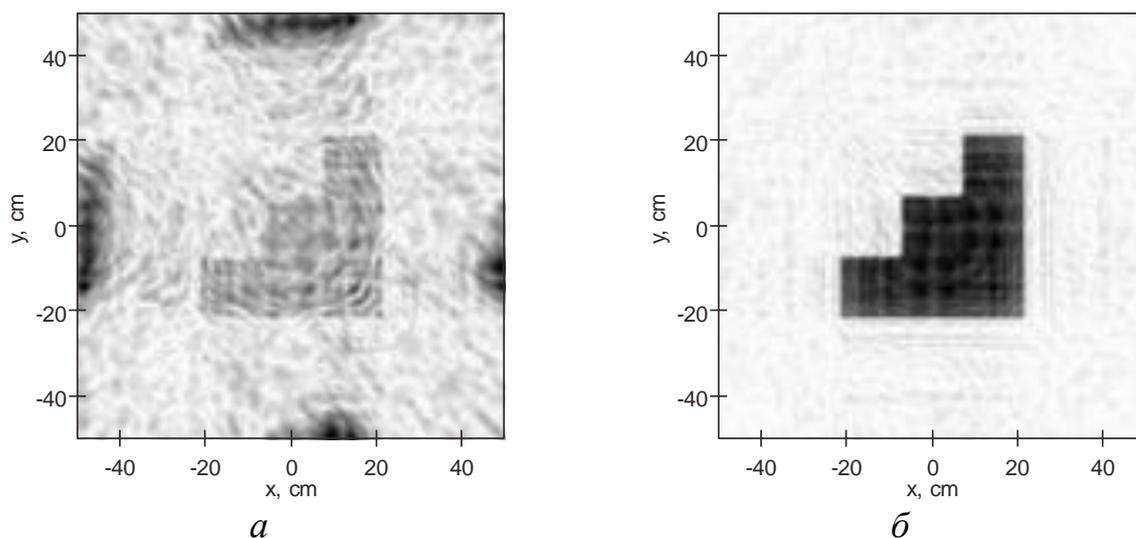


Рисунок 4.5 – Результат восстановления изображения исследуемого плоского объекта на одной частоте $f = 20$ ГГц – 2.5 а и после суммирования по всем частотам в полосе 20 – 60 ГГц – 2.5 б

Видно, что результат восстановления изображения с использованием метода синтезирования апертуры на одной частоте имеет высокий уровень артефактов, сравнимых с уровнем полезного сигнала, и возникающих вследствие того, что отверстия в экране распределены с шагом больше половины длины волны. Результат восстановления после суммирования по всем частотам имеет значительно меньший уровень артефактов, поскольку они имеют различные фазы и амплитуды на разных частотах, что приводит к взаимному вычитанию артефактов.

Кроме того было проведено исследование разрешающей способности предложенной системы по дальности и в плоскости решётки, с целью восстановить трёхмерное изображение исследуемого объекта. Для этого было проведено численное моделирование двух возможных конфигураций точечных рассеивателей. В одном случае, исследуемый объект представлял собой объекты в виде пяти точечных рассеивателей, разнесенных друг от друга на некоторое одинаковое расстояние (Рисунок 4.6). Численный эксперимент проводился для полосы частот от 50 до 70 ГГц, количества частот – 96 и точек измерения амплитуды – 128 на интервале 1 м. При этом расстояние от плоскости с отверстиями до плоскости измерений – $a = 0.25$ м, и расстояние от плоскости с отверстиями до исследуемого объекта – $b = 25$ см. Размеры изображения 50 см на 50 см. Начальная дальность от экрана 5 см. Шаг размещения рассеивателей по оси x и y – 5 см. Дальность до первого рассеивателя – 20 см.

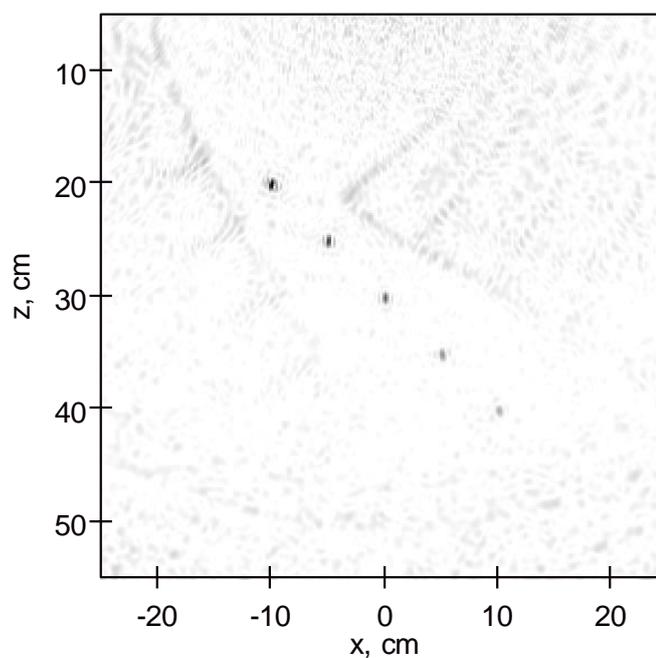


Рисунок 4.6 – Восстановленное изображение 5 точечных рассеивателей (размер изображения $50 \times 50 \text{ см}^2$)

Также было проведено численное моделирование пяти точечных рассеивателей с минимальным расстоянием между ними – 15 мм. На рисунке 4.7 представлен результат восстановления изображения данных точечных рассеивателей при использовании сканирования по частоте в диапазоне от 40 ГГц до 60 ГГц.

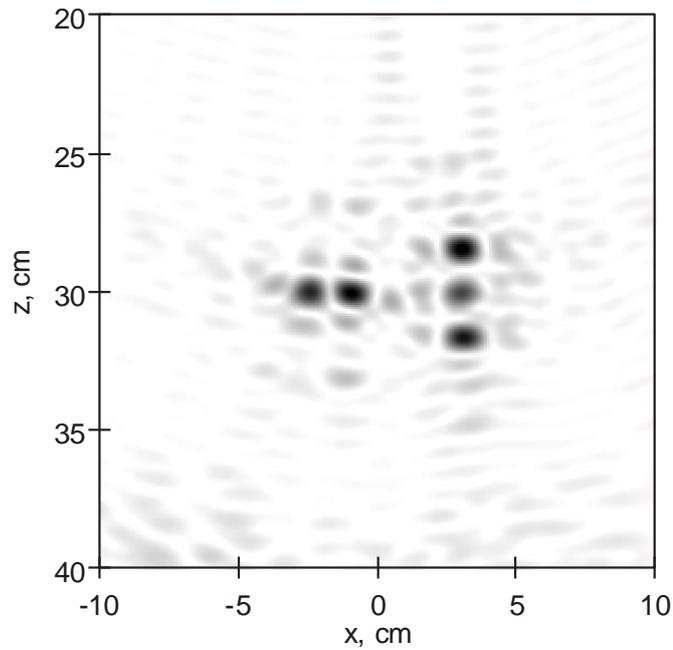


Рисунок 4.7 – Восстановленное изображение пяти точечных рассеивателей для оценки разрешающей способности системы

Из рисунков видно, что достигнутое разрешение не хуже 15 мм. Можно предположить, что с расширением полосы частот разрешение по дальности (формула 1.14) будет улучшаться, а при увеличении центральной частоты и размеров дифракционной решётки будет улучшаться разрешение в плоскости (формула 1.15), параллельной решётке, поскольку метод восстановления изображения, по сути, основан на технологии радара с синтезированной апертурой. Шаг дифракционной решётки не оказывает прямого влияния на разрешение, однако влияет на уровень артефактов. Отметим, что разрешение по дальности может быть получено только при наличии опорного сигнала от источника излучения (Рисунок 4.1).

Сравнение результатов восстановления с заданным изображением осуществляется по критерию:

$$\Delta = \sqrt{\frac{\int_x (|F(x)| - |E(x)|)^2 dx}{\int_x (|F(x)| + |E(x)|)^2 dx}}, \quad (4.8)$$

где $F(x)$ – результат решения предложенным методом (без фазовых измерений), $E(x)$ – исходное изображение в численной модели.

При этом величина Δ принимает значения от 0 до 1 и, если $\Delta=0$, то функции совпадают. Так, для результата восстановления на рисунке 4.5 б, при сравнении с исходным объектом (Рисунок 4.2 а) величина Δ составила – 0,16.

В ходе дальнейших численных экспериментов данного метода была обнаружена важная особенность дифракционной решётки (Рисунки 4.8 – 4.11): дифракционная решётка позволяет увеличить размеры апертуры, без увеличения размеров измерительной матрицы или при размерах измерительной матрицы вдвое меньше размеров восстанавливаемого изображения исследуемого объекта.

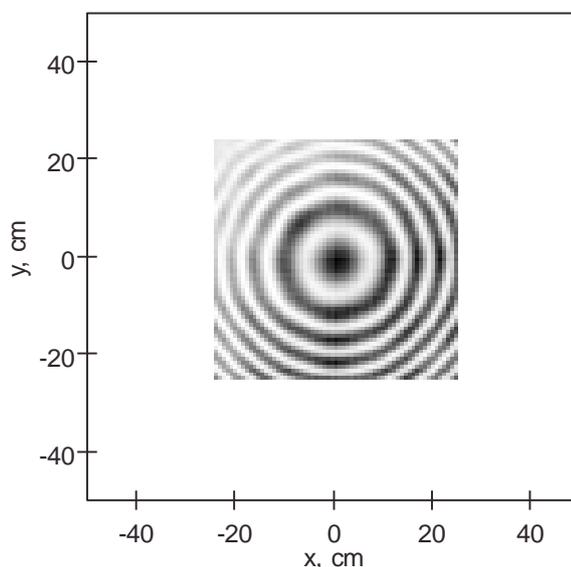


Рисунок 4.8 – Измеренная интенсивность поля в плоскости измерительной матрицы без дифракционной решётки

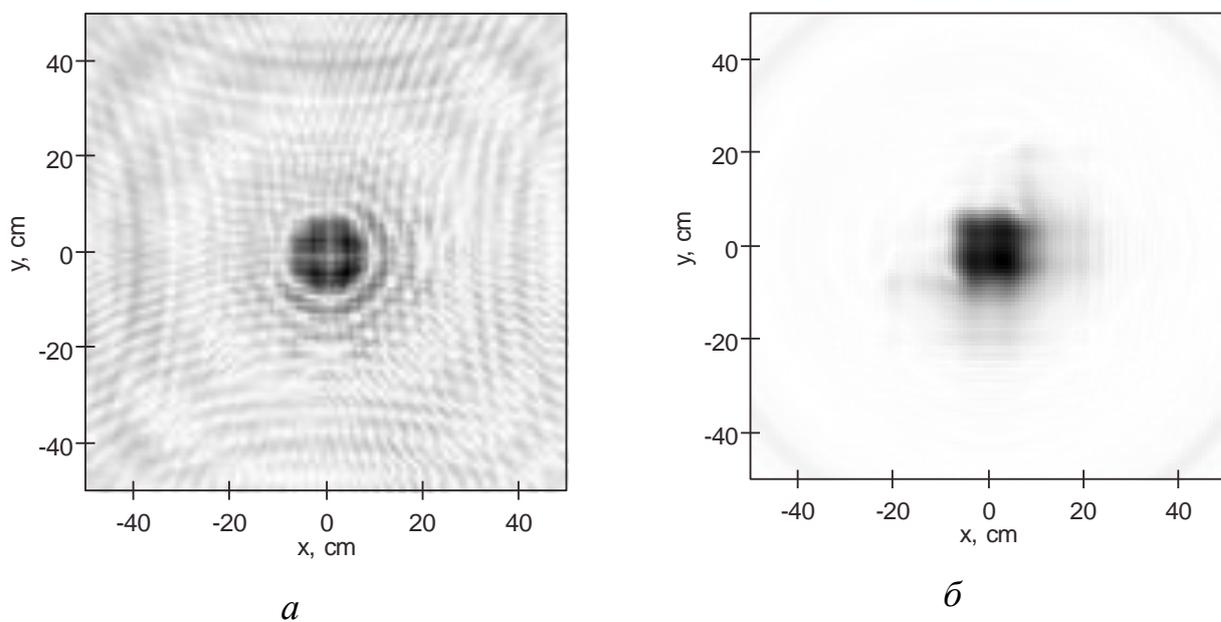


Рисунок 4.9 – Результат восстановления изображения исследуемого плоского объекта на одной частоте $f = 60 \text{ ГГц} - 2.9$ *a* и после суммирования по всем частотам в полосе $40 - 60 \text{ ГГц} - 2.9$ *б*

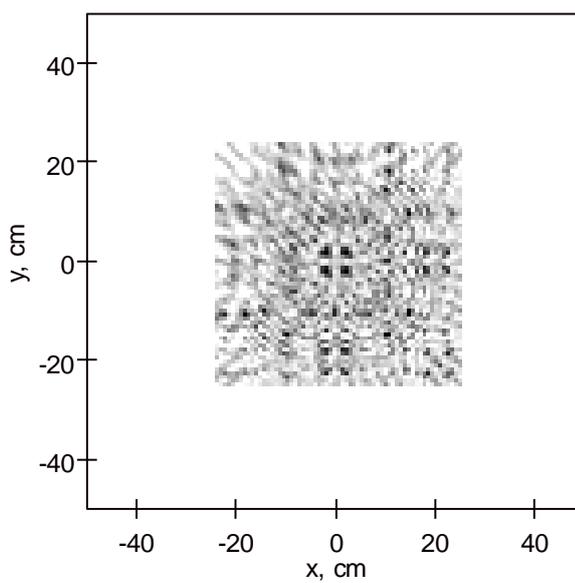


Рисунок 4.10 – Измеренная интенсивность поля в плоскости измерительной матрицы с дифракционной решёткой

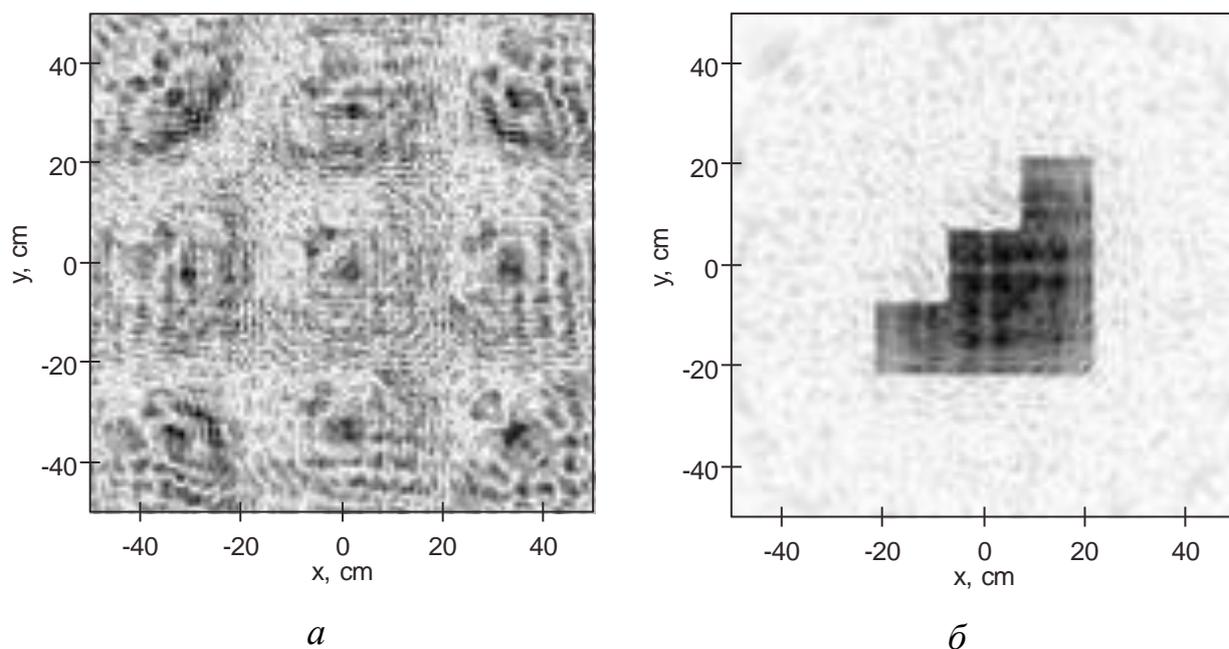


Рисунок 4.11 – Результат восстановления изображения исследуемого плоского объекта на одной частоте $f = 60$ ГГц – 4.11 а и после суммирования по всем частотам в полосе 40 – 60 ГГц – 4.11 б

Результат численного моделирования предложенного метода показывает, что использование дифракционной решётки в широкой полосе частот позволяет получить трёхмерное изображение объектов, даже без измерения фазы и использования опорного сигнала. Преимущество использования дифракционной решётки состоит в возможности увеличения размера апертуры системы радиовидения при небольших размерах измерительной матрицы. Размер апертуры определяется размером дифракционной решётки. При отсутствии решётки, апертура системы ограничена размерами измерительной матрицы.

Использование сигнала от центрального отверстия дифракционной решётки в качестве опорного, позволяет восстановить амплитудно-фазовое распределение поля в других отверстиях решётки. На основе полученного распределения поля возможно восстановление изображения исследуемого объекта методом синтеза апертуры. Измерения амплитуды поля на различных частотах в широкой полосе, позволяют снизить уровень артефактов на восстанавливаемых изображениях объектов, а также позволяет получить разрешение по дальности.

Использование дифракционной решётки в случае пассивной радиолокации, также позволяет восстановить изображение объекта, что актуально при использовании, в качестве источника, солнечного излучения в терагерцовом диапазоне.

4.5. Экспериментальные исследования по восстановлению изображения источника по измерениям амплитуды поля за дифракционной решетки

Для проверки предложенного метода была разработана экспериментальная установка (Рисунок 4.12) на основе ультразвуковых датчиков МА40S4/R и двухкоординатного механического сканера. Датчики МА40S4/R использовались в качестве излучателя и приёмника. Между излучателем и приёмником располагалась дифракционная решётка с шагом отверстий 10 мм и размером отверстий 4 мм. В центре решётки было создано квадратное отверстие со сторонами 10 мм. Приёмный датчик размещался на сканере и перемещался с шагом 3 мм на области 500 мм на 500 мм на дальности 225 мм от дифракционной решётки. Излучатель располагался на дальности 430 мм от дифракционной решётки.

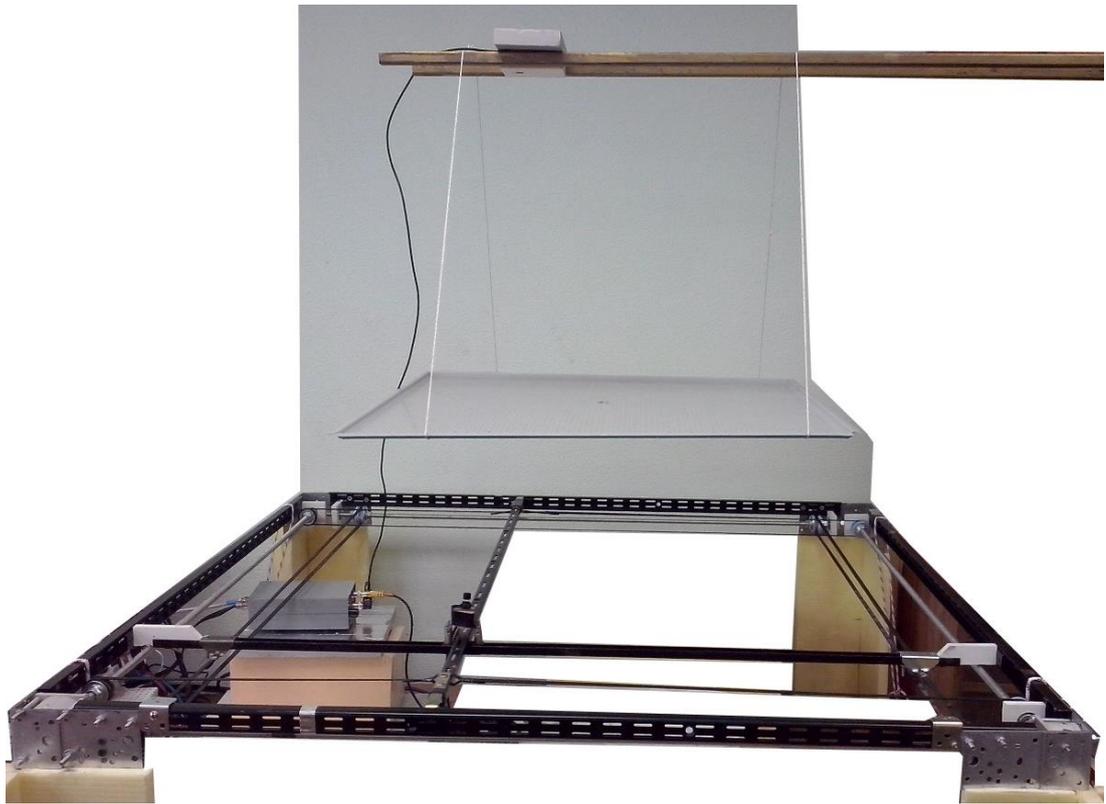


Рисунок 4.12 Фотография экспериментальной установки

В результате эксперимента была измерена амплитуда поля дифракции на частоте 40 кГц (Рисунок 4.13). Можно наблюдать сложную интерференционную картину. Измеренное распределение амплитуды поля было обработано с помощью формул (4.6 – 4.7). С помощью формулы (4.5) было получено распределение поля в плоскости дифракционной решётки (Рисунок 4.14)

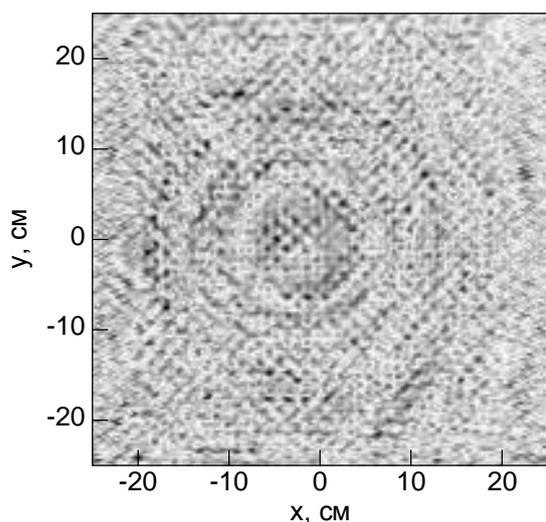


Рисунок 4.13 – Амплитуда поля в области измерений на частоте 40 кГц

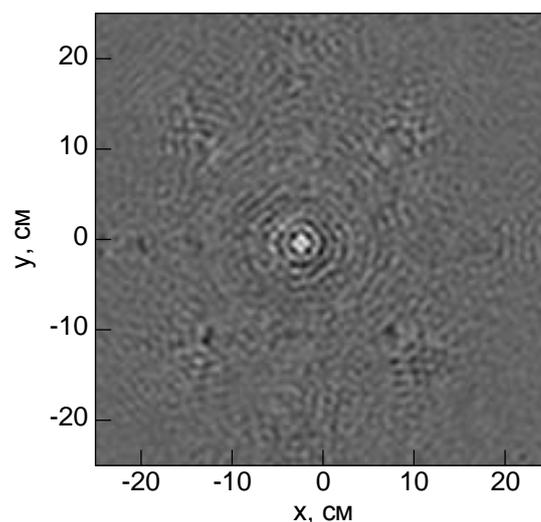


Рисунок 4.14 – Восстановленное поле в плоскости дифракционной решётки

Далее, путём фокусировки восстановленного амплитудно-фазового распределения поля в плоскости решётки было восстановлено изображений источника ультразвуковых волн (Рисунок 4.15). Было проведено два эксперимента с излучателем перед центром апертуры решётки (Рисунок 4.15а) и излучателем, смещённым от центра (Рисунок 4.15б), для того чтобы убедиться в способности метода определить положение излучателя.

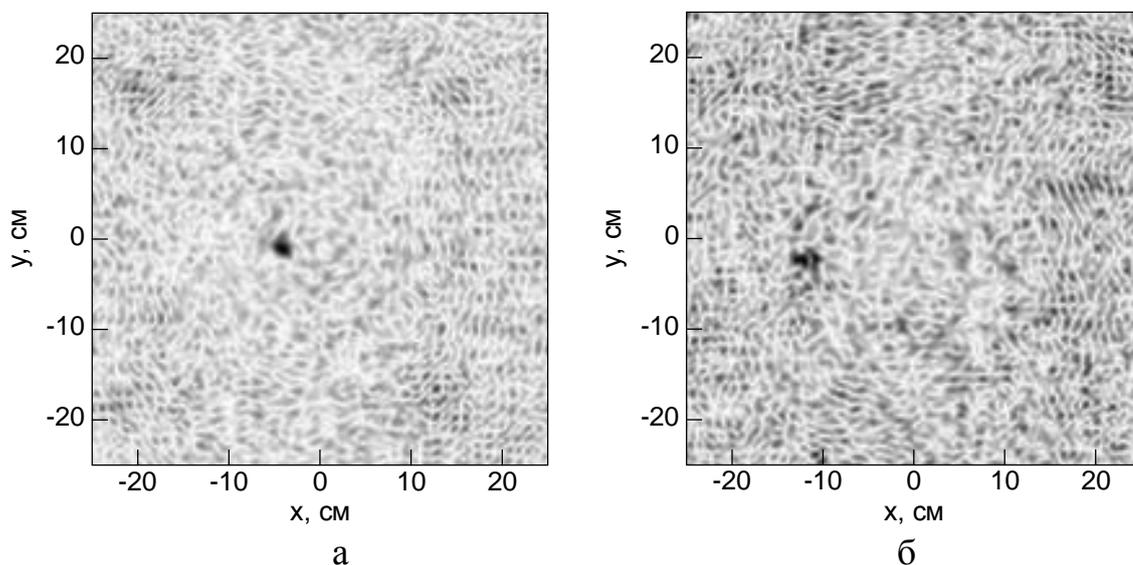


Рисунок 4.15 Восстановленное изображение источника (а – излучатель в центре, б – излучатель смещён от центра)

Предложенный метод восстановления изображений на основе амплитудных

измерений за дифракционной решёткой с отверстиями размером порядка половины длины волны и центральным отверстием размером порядка длины волны был проверен результатами экспериментальных исследований по визуализации точечного источника для ультразвуковых волн в воздухе на частоте 40 Гц. Показана возможность визуализации точечного источника.

На изображении (Рисунок 4.15а) представлен результат восстановления источника находящегося ближе к центру. Можно видеть источник визуализируется однозначно, нет боковых максимумов и область локализации источника близка к дифракционному пределу. Для случая смещённого от центра излучателя (Рисунок 4.15б) можно видеть, что максимум сместился в соответствии с изменённой координатой излучателя. То есть, предложенный метод действительно визуализирует источник и восстановленное изображение в первом случае не является случайным совпадением. Однако на восстановленных изображениях наблюдается высокий уровень шума, что связано с тем, что через дифракционный экран проникает незначительная часть энергии полезного сигнала в результате чего, его уровень становится сравним с уровнем шума приёмной системы. Повышение уровня сигнал-шум должно повысить качество восстанавливаемых изображений.

ГЛАВА 5. МЕТОД ВОССТАНОВЛЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ ПЛОСКИХ ОБЪЕКТОВ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ АМПЛИТУДНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ БЕЗ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ОПОРНЫХ СИГНАЛОВ

В задачах обнаружения объекта не всегда возможно сформировать опорную волну. Для нахождения распределения объекта по измеренной амплитуде поля был предложен итерационный метод решения обратной задачи распространения волн от передающей в приёмную антенны через плоский неоднородный объект, в случае трансмиссионной схемы зондирования, и от приёмной антенны до исследуемого объекта, в случае локационной схемы зондирования [1,10,14]. Также предлагается математическая модель распространения волн в данных схемах измерения с заданной маской прозрачности/маской коэффициента отражения. Предложенный метод существенным образом использует наличие пространственной когерентности волнового поля в плоскости объекта. Рассматривается задача трансмиссионного/локационного ультразвукового и радиовидения плоских объектов, с использованием монохроматических несинхронизированных передатчика и приёмника [88-97]. При этом считается, что нет опорного сигнала, который можно использовать для определения фазы.

5.1. Трансмиссионное некогерентное ультразвуковое видение плоских объектов

Предлагается метод получения ультразвукового изображения плоского объекта, с пространственно переменной прозрачностью, по результатам измерений амплитуды ультразвуковой волны при трансмиссионном ультразвуковом зондировании [1, 14]. Рассматривается случай, когда явление дифракции волн существенно влияет на амплитуду поля за объектом. Необходимо восстановить маску прозрачности исследуемого плоского объекта

по результатам трансмиссионного зондирования при использовании только информации об амплитуде сигнала в точках приёма. Для этого сначала была построена математическая модель распространения волн через плоский объект с заданным распределением отверстий (маску прозрачности), то есть прямая задача. Далее была решена обратная задача, путём нахождения маски прозрачности по измеренной амплитуде поля. Следует отметить, что такая постановка задачи может позволить осуществить пассивную томографию плоских объектов.

5.1.1. Решение прямой задачи

Прямая задача состоит в определении поля в приёмнике, по заданному распределению неоднородностей. В данном случае в качестве неоднородности рассматривается плоский экран, с переменной прозрачностью. Положение экрана считается известным, как показано на рисунке 5.1. Между источником и приёмником находится исследуемый объект на расстоянии a от источника и на расстоянии b от приёмника. Источник излучает монохроматический сигнал в виде сферической волны в свободном пространстве. Измерения амплитуды поля, прошедшего через объект, осуществляется в плоскости приёма.

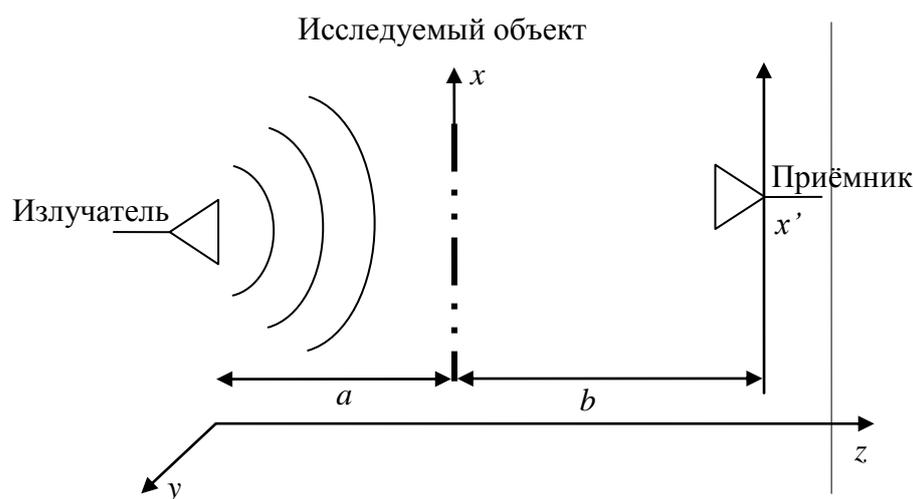


Рисунок 5.1 – Схема измерений

При решении прямой задачи необходимо учесть явление дифракции волн,

поскольку размеры неоднородностей плоского экрана сравнимы с длиной волны. Прямая задача аналитически может быть решена с помощью разложения волнового поля в спектр по плоским волнам. Будем рассматривать поля в скалярном приближении. Передающая антенна представляется в виде изотропного излучателя, описываемого функцией Грина свободного пространства. Опуская зависимость от времени (множитель $\exp(-i\omega t)$), поле сразу за плоским экраном можно записать в виде:

$$W(x, y) = M(x, y) \exp(ik\sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + a^2}), \quad (5.1)$$

где $M(x, y)$ – маска прозрачности плоского объекта, (x_0, y_0) – координаты излучателя.

Далее волна, прошедшая через объект, распространяется через пространство до плоскости измерений. Представим прохождение волны через пространство с помощью разложения в спектр по плоским волнам, и запишем поле в плоскости измерений в следующем виде:

$$V(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{W}(x, y) \times \exp(-ixk_x - iyk_y + ik_z b) dk_x dk_y, \quad (5.2)$$

где $\tilde{W}(k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} W(x, y) \times \exp(ixk_x + iyk_y) dx dy$ – спектр плоских волн в плоскости

объекта, $k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}$, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число в свободном пространстве.

Амплитуда функции $|V(x, y)|$ в выражении (5.2) является решением прямой задачи (определение амплитуды поля по заданному распределению неоднородностей $M(x, y)$). Решение прямой задачи будет непосредственно использовано для решения обратной задачи, т.е. определения маски прозрачности объекта по результатам измерения амплитуды. Для простоты представления результатов будем рассматривать поля в плоскости XOZ , при $y = y_0 = 0$.

Результаты численного моделирования прямой задачи представлены на рисунке 5.2, где сплошной линией указана результирующая амплитуда в плоскости приёма, а пунктирной линией – изображение маски прозрачности. Численный эксперимент проводился при $a = 80$ см, $b = 50$ см, для частоты 40 кГц и скорости звука 330 м/с.

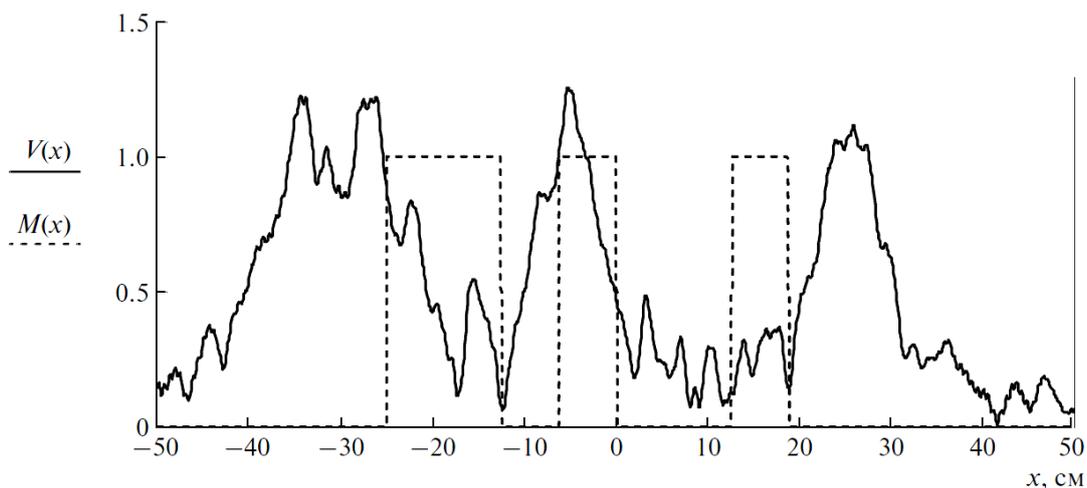


Рисунок 5.2 – Численная модель амплитуды поля в плоскости приёма

Следует отметить, что при уменьшении расстояния от объекта до плоскости измерений, измеренная амплитуда начинает совпадать с маской прозрачности. При больших расстояниях (сравнимых с размером апертуры) наблюдается сложная картина интерференции волн от различных отверстий в объекте.

5.1.2. Решение обратной задачи

Для определения маски прозрачности исследуемого объекта по измеренной амплитуде (решение обратной задачи) предлагается итерационный метод. Метод основан на решении задачи прямого и обратного распространения волн в промежутке между исследуемым объектом и плоскостью измерений, а также на решении задачи определения поля в плоскости объекта по известному полю в

плоскости измерений. Учтём, что рассматривается плоский полупрозрачный объект. В поставленной задаче точно известно поле волны источника перед объектом и, следовательно, известна фаза волны сразу после плоского объекта, поскольку функцию прозрачности объекта считаем чисто действительной. Также известна амплитуда поля в плоскости измерений $|V(x, y)|$. Для решения обратной задачи необходимо определить амплитуду волнового поля сразу после полупрозрачного объекта и фазу волны в плоскости измерений.

Амплитуда волнового поля сразу после объекта, в некотором приближении, будет совпадать с маской прозрачности исследуемого объекта. Процедура решения задачи распространения волн от объекта до плоскости измерений решается с помощью формул (5.1) и (5.2).

Процедура определения комплексного поля в плоскости объекта по известному комплексному полю в плоскости измерений (решение обратной задачи) состоит в следующем: к комплексному полю $V(x, y)$ в плоскости измерений применяется преобразование Фурье, то есть осуществляется переход к спектру плоских волн. Полученный спектр плоских волн умножается на $\exp(-ik_z b)$. Далее с помощью обратного преобразования Фурье получается комплексное поле в плоскости объекта.

На первом этапе итерационного алгоритма предполагается, что объект полностью прозрачен, и решается прямая задача распространения волн в промежутке от объекта до плоскости измерений. В полученном комплексном поле в плоскости измерений амплитуда заменяется измеренными значениями амплитуды, а фаза остается неизменной. На втором этапе по полученному полю в плоскости измерений находится поле в плоскости исследуемого объекта с помощью вышеописанного метода. В результате получаются некоторые значения комплексного поля $W_1(x, y)$ в плоскости исследуемого объекта (результат после первой итерации). Далее фаза комплексных значений $W_1(x, y)$ заменяется на аналитически рассчитанную фазу поля перед плоским объектом, равную

$ik\sqrt{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2+a^2}$. Затем опять решается задача распространения волн от плоскости объекта с полем $W_1(x,y)$ до плоскости измерений. Для восстановления поля в плоскости объекта после второй итерации $W_2(x,y)$ вышеописанные шаги повторяются, и так далее для следующих итераций.

На рисунке 5.3 представлен результат численного моделирования функции, полученной после 20 итераций. Численный эксперимент проводился для случая использования частоты 40 кГц, расстояние от излучателя до исследуемого объекта $a = 80$ см, расстояние от объекта до плоскости приёма $b = 50$ см, скорость звука 330 м/с.

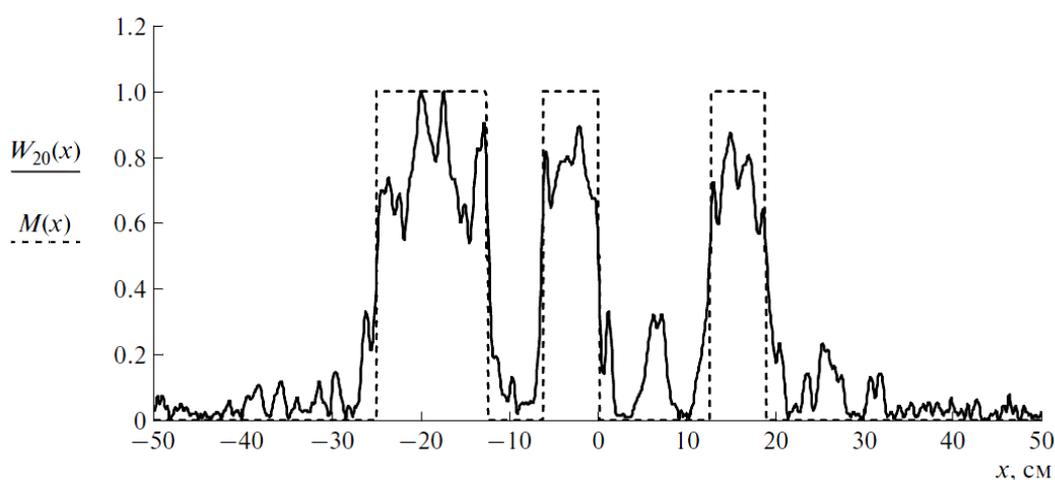


Рисунок 5.3 – Результат восстановления маски прозрачности после 20 итераций

Можно видеть, что результат итерационного алгоритма приближенно совпадает с маской прозрачности исследуемого объекта.

При малом расстоянии амплитуда измеренного поля не сильно отличается от маски прозрачности, и итерационный процесс быстро сходится (менее чем за 10 итераций). При увеличении расстояния восстанавливаемое изображение становится более размытым (ухудшаться разрешение), что связано с уменьшением углового размера апертуры в плоскости измерений.

Следует отметить, что разрешающая способность данного метода приближенно определяется также как и для радара с синтезированной апертурой:

размерами апертуры, длиной волны и расстоянием от объекта до плоскости измерений: $\Delta x = \lambda b / D$, где D – размер области перемещения приёмной антенны, λ – длина волны.

5.1.3. Экспериментальные исследования

Для проведения экспериментальных исследований была разработана установка (Рисунок 5.4), в которой использовались излучатель на частоте 40 кГц и приёмник, позволяющие измерять амплитуду и фазу ультразвуковой волны. Приёмное устройство было смонтировано на подвижную тележку, позиционируемую шаговым двигателем, что позволяло производить одномерные измерения амплитуды звуковой волны. Излучатель был установлен неподвижно за плоским тестовым объектом согласно рисунку 1.4. На рисунке 5.4 представлено изображение экспериментальной установки и тестового объекта. В качестве тестового объекта использовался плоский экран из параллельных полосок различной толщины (2 см, 3 см, 5 см, 9 см), с различными расстояниями между полосками (5 см, 4 см, 3 см).

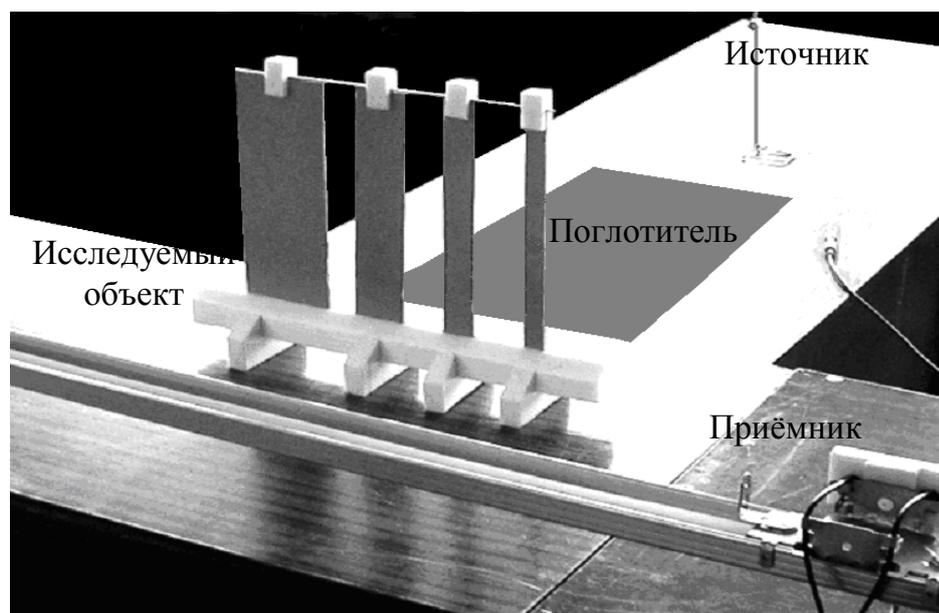


Рисунок 5.4 – Изображение экспериментальной установки и тестового объекта

Установка позволяет измерять амплитуду и фазу сигнала. Однако в итерационном алгоритме использовалась только амплитудная информация, а измеренная фазовая информация использовалась для проверки полученного результата. В эксперименте использовался монохроматический сигнал на частоте 40 кГц ($\lambda = 8.25$ мм). Измерения производились в 2048 точках с шагом 0.23 мм, на промежутке 48 см. Расстояние от излучателя до объекта $a = 50$ см, расстояние от объекта до плоскости измерений $b = 15$ см. Результат измерений амплитуды поля, прошедшего через тестовый объект, представлен на рисунке 5.5.

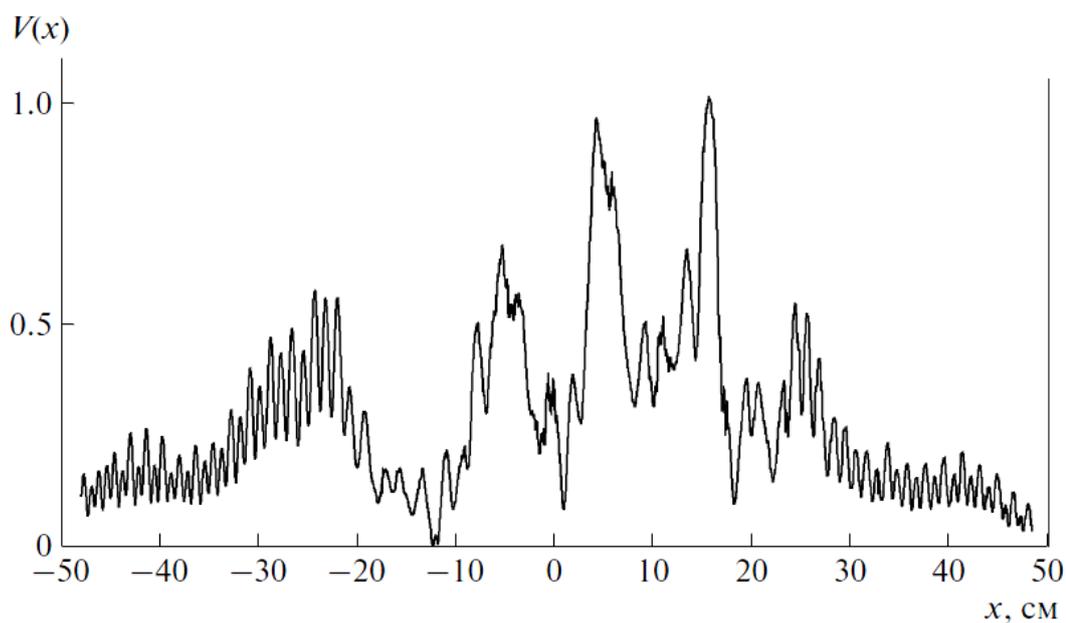


Рисунок 5.5 – Результаты измерения амплитуды поля

Экспериментальные данные обрабатывались двумя методами: методом синтеза апертуры, с использованием информации о фазе, и предложенным выше итерационным методом (30 итераций), без использования информации о фазе.

На рисунке 5.6 представлен результат восстановления изображений исследуемого объекта двумя методами. Результат, полученный итерационным методом, обозначен $W(x)$ и сплошной жирной линией на графике, а результат, полученный методом синтеза апертуры, обозначен $U(x)$ и сплошной

тонкой линией на рисунке.

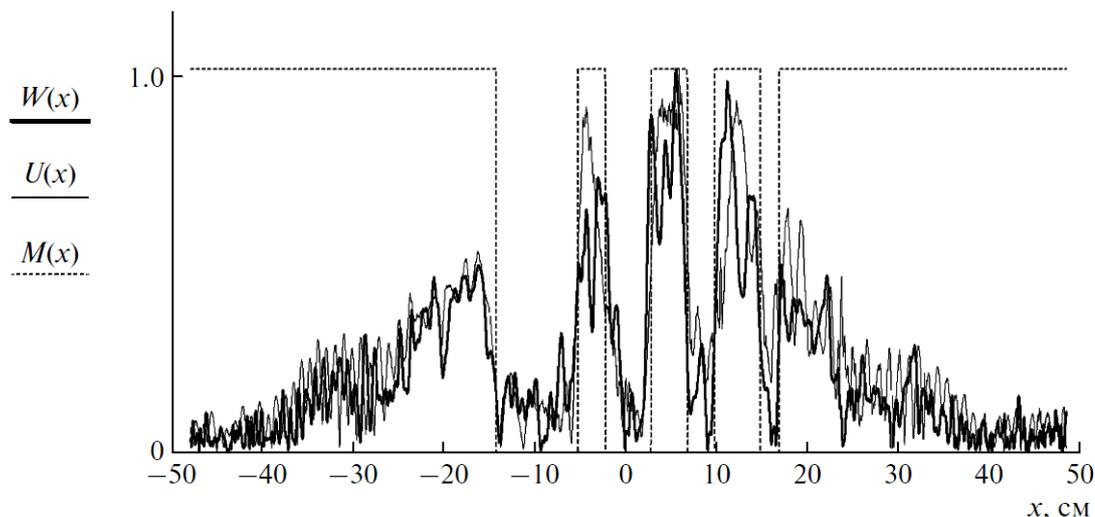


Рисунок 5.6 – Результаты восстановления изображений исследуемого объекта итерационным методом и методом синтезирования апертуры

Предложенный итерационный метод дает сравнимый результат с методом синтезирования апертуры, и при этом не использует информацию о фазе. Полученное изображение приблизительно описывает маску прозрачности тестового объекта $W(x)$ (Рисунок 5.6, пунктирная линия). Полученные функции имеют малую амплитуду на краях области сканирования вследствие того, что диаграмма направленности излучателя имеет ширину порядка 60 градусов.

Результаты численного моделирования и экспериментальных исследований говорят о том, что предложенный итерационный метод решения обратной задачи для восстановления маски прозрачности плоского объекта по результатам амплитудных измерений прошедшей через объект звуковой волны позволяет получить изображение полупрозрачного объекта при трансмиссионной схеме ультразвукового зондирования без использования опорного ($M(x)$) сигнала. Предложенный итерационный метод дает результат, сравнимый с методом синтезирования апертуры, использующим фазовую информацию. Метод проверен результатами численного моделирования и экспериментами с использованием ультразвуковых волн в воздухе. Получено качественное

соответствие восстановленного изображения и маски прозрачности исследуемого объекта.

5.2. Локационное сверхширокополосное радиовидение плоских объектов с использованием некогерентного во времени излучения

Математический аппарат, разработанный для трансмиссионной схемы измерений, может быть легко адаптирован для случая локационных измерений. Для этого достаточно рассматривать вместо маски прозрачности маску коэффициента отражения. Аналогичная постановка задачи может быть рассмотрена для случая трансмиссионного или локационного радиоволнового зондирования. Таким образом, решение прямой и обратной задачи для случая ультразвукового зондирования в скалярном приближении может быть применено для случая радиоволнового зондирования.

Предлагается метод получения радиоизображений плоских объектов по результатам локационных широкополосных радиоизмерений с использованием некогерентного во времени радиоволнового излучения [10]. Зондирование производится монохроматическим сигналом со сканированием по частоте в широкой полосе. Измеряется только амплитуда рассеянного объектом поля. Измерения производятся в плоскости, параллельной объекту. Считается, что объект расположен на известном расстоянии от плоскости измерений.

5.2.1. Схема измерений

Предлагается следующая схема измерений (Рисунок 5.7): излучатель фиксирован в некоторой точке пространства, а приёмник, измеряющий амплитуду рассеянной объектом волны, перемещается в плоскости параллельной исследуемому объекту. На некотором известном расстоянии a от плоскости измерений размещается плоский рассеивающий объект, обладающий неоднородным распределением коэффициента рассеяния.

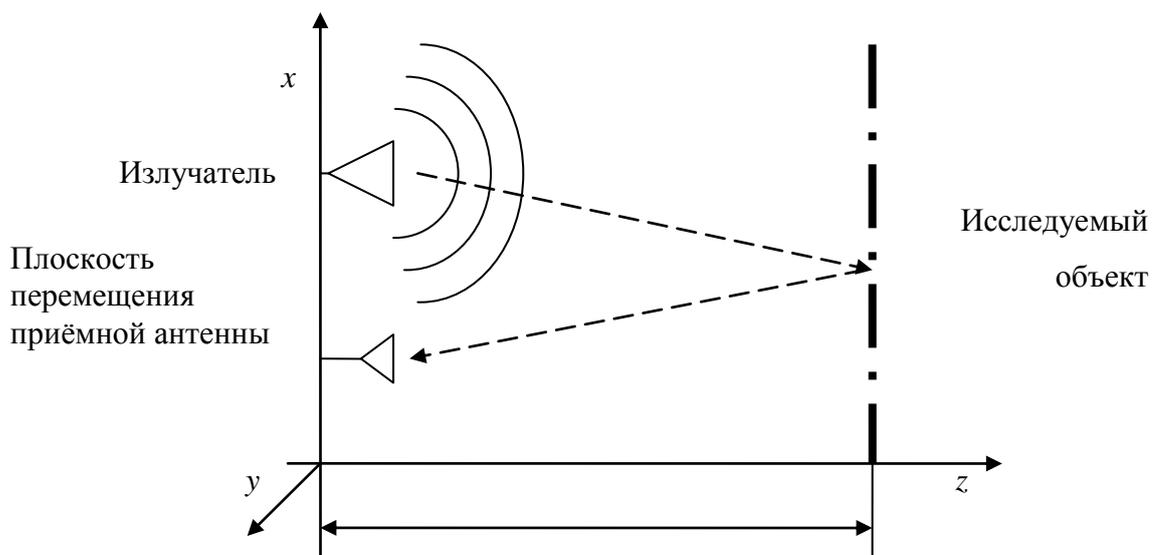


Рисунок 5.7 – Схема измерений

Целью является восстановление распределения коэффициента рассеяния плоского объекта по результатам измерения амплитуды рассеянного поля на различных частотах.

5.2.2. Решение прямой задачи

Для определения распределения коэффициента рассеяния объекта был разработан итерационный метод, который основан на решении прямой и обратной задачи распространения волн в промежутке между исследуемым объектом и плоскостью измерений. Учтём, что рассматривается плоский объект, и известно поле волны источника перед объектом. Представим его как поле точечного источника в скалярном приближении:

$$S(x, y) = \exp(ikr) / (4\pi r), \tag{5.3}$$

где $\sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + a^2}$, (x_0, y_0, z_0) - координаты источника.

Поскольку функцию прозрачности объекта считаем чисто действительной,

то известна фаза волны сразу после рассеяния от плоского объекта, которая определяется из фазового множителя $\exp(ikr)$. Так же, в ходе измерений, получена амплитуда поля в плоскости перемещения приёмной антенны $|A(x, y)|$. В рассматриваемой задаче, необходимо определить амплитуду волнового поля сразу после рассеяния объектом и фазу волны в плоскости измерений. Амплитуда поля отражённой волны вблизи рассеивающего объекта будет описывать коэффициент рассеяния объекта.

Необходимо определить комплексное волновое поле в плоскости измерений по известному комплексному волновому полю в плоскости объекта. Процедура решения прямой задачи распространения радиоволн от объекта до плоскости измерений включает в себя несколько шагов.

Сначала производится прямое преобразование Фурье от поля волны $V(x, y)$, рассеянной исследуемым объектом (осуществляется переход к спектру плоских волн):

$$\tilde{V}(k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} V(x, y) \exp(ik_x x + ik_y y) dx dy \quad (5.4)$$

Далее $\tilde{V}(k_x, k_y)$ умножается на фазовый множитель $\exp(ik_z a)$, описывающий набег фазы от плоскости исследуемого объекта до плоскости приема:

$$\tilde{W}(k_x, k_y) = \tilde{V}(k_x, k_y) \exp(ik_z a), \quad (5.5)$$

где k_x, k_y и $k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}$ – компоненты волнового вектора, $\tilde{W}(k_x, k_y)$ – угловой спектр волн в плоскости измерений.

На завершающем шаге решения прямой задачи получается комплексное поле в плоскости измерений с помощью обратного преобразования Фурье от функции $\tilde{W}(k_x, k_y)$:

$$U(x, y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{W}(k_x, k_y) \exp(-ik_x x - ik_y y) dk_x dk_y, \quad (5.6)$$

где $U(x, y)$ – комплексное волновое поле в плоскости измерений, определенное по комплексному волновому полю в плоскости объекта.

5.2.3. Решение обратной задачи

Обратной задачей будем считать задачу определения комплексного волнового поля в плоскости объекта по известному комплексному волновому полю в плоскости измерений. Процедура решения обратной задачи также включает в себя несколько шагов.

Сначала производится прямое преобразование Фурье от полученного комплексного значения поля в плоскости измерений:

$$\tilde{U}(k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(x, y) \exp(ik_x x + ik_y y) dx dy \quad (5.7)$$

Далее $\tilde{U}(k_x, k_y)$ умножается на фазовый множитель $\exp(-ik_z a)$, компенсирующий набег фазы от плоскости измерений до плоскости объекта:

$$\tilde{\tilde{W}}(k_x, k_y) = \tilde{U}(k_x, k_y) \exp(-ik_z a), \quad (5.8)$$

здесь $\tilde{\tilde{W}}(k_x, k_y)$ – угловой спектр в плоскости объекта.

На последнем шаге находится комплексное поле в плоскости объекта путем взятия обратного преобразования Фурье от углового спектра:

$$V(x, y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\tilde{W}}(k_x, k_y) \exp(-ik_x x - ik_y y) dk_x dk_y \quad (5.9)$$

Для восстановления распределения коэффициента рассеяния исследуемого объекта предлагается итерационный алгоритм, использующий описанные выше

решения прямой и обратной задач. На нулевом шаге итерационного алгоритма решается прямая задача распространения радиоволн в промежутке от объекта до плоскости измерений (в начальном приближении считается, что объект это бесконечная плоскость с постоянным коэффициентом рассеяния). В результате получаются некоторые значения комплексного поля в плоскости измерений $U_0(x, y)$ (нулевая итерация).

В полученном комплексном поле амплитуда заменяется на экспериментально измеренные значения амплитуды:

$$\tilde{U}_0(x, y) = |A(x, y)| \frac{U_0(x, y)}{|U_0(x, y)|}. \quad (5.10)$$

где $\tilde{U}_0(x, y)$ - значение комплексного поля в плоскости измерений с измеренной амплитудой и рассчитанной фазой.

Далее по полю в плоскости измерений $\tilde{U}_0(x, y)$, путём решения обратной задачи, находится поле в плоскости исследуемого объекта. В результате получаются некоторые значения комплексного поля в плоскости исследуемого объекта $V_0(x, y)$. В полученном комплексном поле в плоскости объекта фаза заменяется фазой волны перед объектом, которая рассчитывается из формулы (5.3). Замена фазы производится следующим образом:

$$V_1(x, y) = |V_0(x, y)| \frac{S(x, y)}{|S(x, y)|}, \quad (5.11)$$

где $V_1(x, y)$ - восстановленное поле в плоскости исследуемого объекта в начале первой итерации.

Далее повторяются решение прямой задачи и замена амплитуды на измеренную амплитуду, в результате чего получается $\tilde{U}_1(x, y)$ - комплексное поле в плоскости измерений после первой итерации. Итерации продолжаются до тех пор, пока результат восстановления поля в плоскости объекта корректируется с

каждой итерацией. Восстановленным изображением коэффициента рассеяния объекта будет являться амплитуда функции $V_N(x, y)$, где N - количество итераций.

5.2.4. Численное моделирование

В соответствии с описанной выше схемой измерений было проведено численное моделирование для случая, когда область измерения амплитуды имеет размеры 2 м, $a = 1$ м, а излучатель расположен в центре области измерения амплитуды. На рисунке 5.8 представлено распределение коэффициента рассеяния исследуемого объекта $M(x, y)$ и результат численного моделирования амплитуды поля в плоскости измерений $|A(x, y)|$ на частоте 70 ГГц.

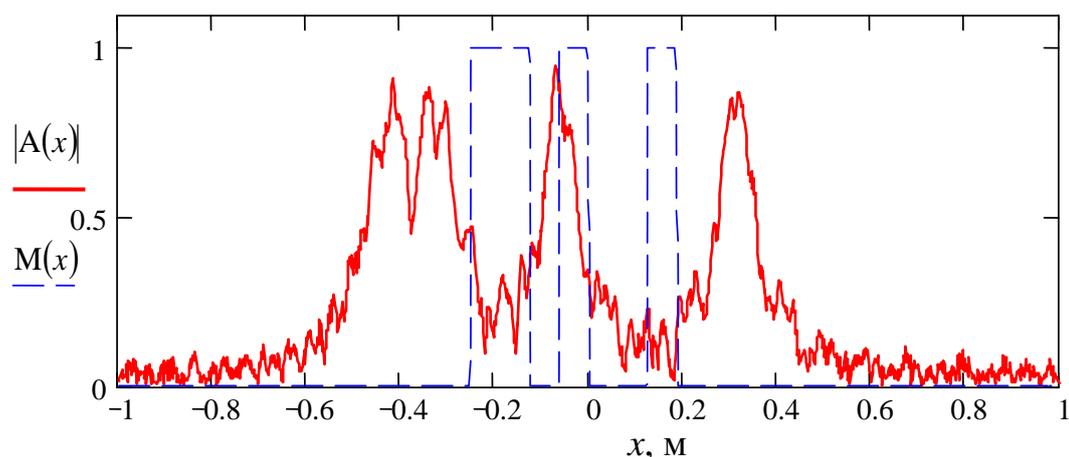


Рисунок 5.8 – Амплитуда поля в плоскости измерений и коэффициент рассеяния исследуемого объекта

В результате применения итерационного алгоритма к данным, изображённым на рисунке 5.8. было восстановлено изображение исследуемого объекта. На рисунке 5.9 представлен результат восстановления изображения после 20 итераций $|V_{20}(x, y)|$ при частоте сигнала 70 ГГц, в сравнении с заданным распределением коэффициента отражения $M(x)$.

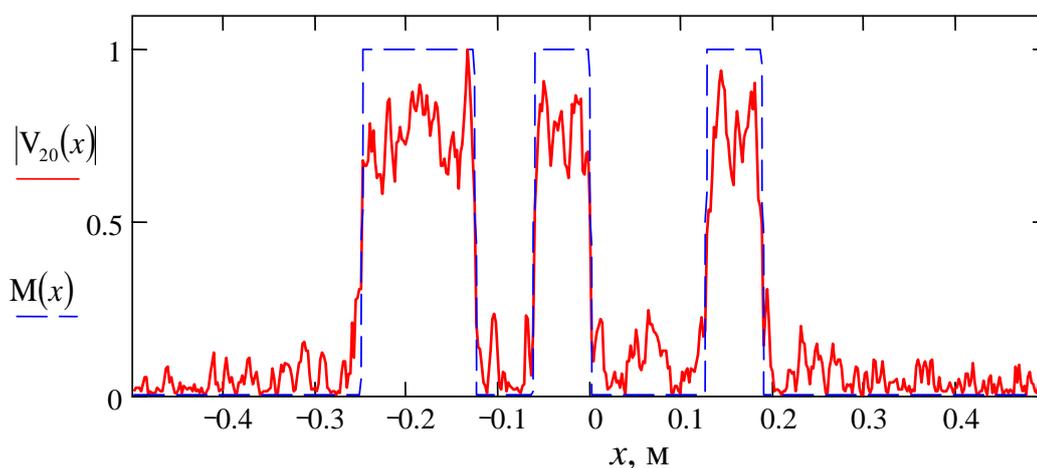


Рисунок 5.9 – Результат восстановления изображения объекта после 20 итераций на частоте 70 ГГц

Видно, что графики $|V_{20}(x, y)|$ и $M(x)$ хорошо согласуются. Полученное изображение приблизительно описывает коэффициент рассеяния исследуемого объекта. Это означает, что предложенный итерационный метод даже при неизвестной фазе позволяет получать результаты сравнимые с методами, использующими фазовую информацию. Отличие восстановленного и заданного распределения на одной частоте (Рисунок 5.9) согласно формуле 4.8 составило 0,18

Для улучшения качества восстанавливаемого изображения предлагается использовать несколько измерений амплитуды рассеянного поля на различных частотах. Если сложить результаты восстановления изображения на различных частотах по амплитуде, то произойдет уменьшение уровня шума. В ходе численного эксперимента была рассмотрена равнومه5.10 представлен результат сложения амплитуд изображений, восстановленных на 16 различных частотах. В этом случае отличие восстановленного и заданного распределения составило 0,12.

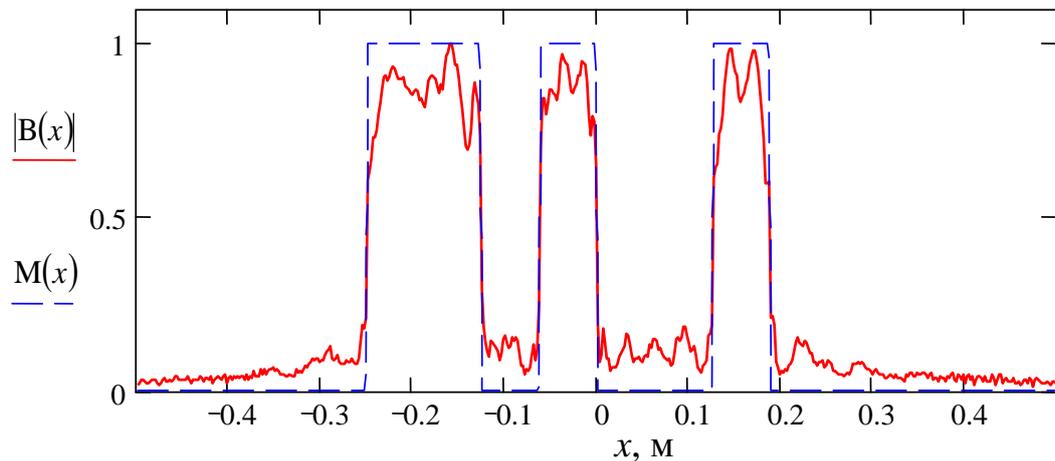


Рисунок 5.10 – Результат восстановления изображения при использовании сканирования по частоте в диапазоне 70 - 100 ГГц

По результатам численного моделирования можно заключить, что для восстановления изображения плоского объекта итерационным методом достаточно измерение только амплитуды рассеянного поля в зоне дифракции Френеля. При этом использование широкополосного сканирования по частоте позволяет улучшить качество восстанавливаемого изображения. В случае если расстояние до объекта неизвестно, оно может быть определено путём перебора всех возможных расстояний до объекта и анализа восстановленных изображений на соответствие характерным особенностям объекта, например, объект, с двумя градиентами коэффициента отражения. Но в общем случае необходимо знать расстояние до объекта. Кроме того, существенными ограничениями для применения, предложенного итерационного алгоритма является, во-первых, плоская структура исследуемого объекта, и, во-вторых, проведение амплитудных измерений в области, параллельной плоскости плоского рассеивающего объекта.

5.3. Использование системы приёмных антенн особой конфигурации для восстановления плоских радиоизображений объектов

Помимо метода синтезирования апертуры, плоское изображение можно восстановить с использованием системы линз, которые физически осуществляют фокусировку волн в исследуемые области пространства. Однако система с линзой

фокусирует на фиксированное расстояние и после измерения становится невозможно осуществить фокусировку методом синтезирования апертуры на другое расстояние. Предлагается использовать систему фазированных приёмных антенн, размещённых по окружности диаметром в несколько длин волн. Данная конструкция выделяет одну из зон Френеля и частично осуществляет фокусировку излучения, но при этом её форма, в отличие от классической линзы Френеля, не требует изменений при изменении частоты радиосигнала.

Рассматривается следующая схема измерений (рисунок 5.11): плоский исследуемый объект облучается плоской волной, а рассеянное излучение измеряется с помощью кольцевого приёмника в различных точках плоскости, параллельной объекту. Предполагается, что кольцевой приемник перемещается в плоскости, параллельной исследуемому объекту, и производит измерение амплитуды.

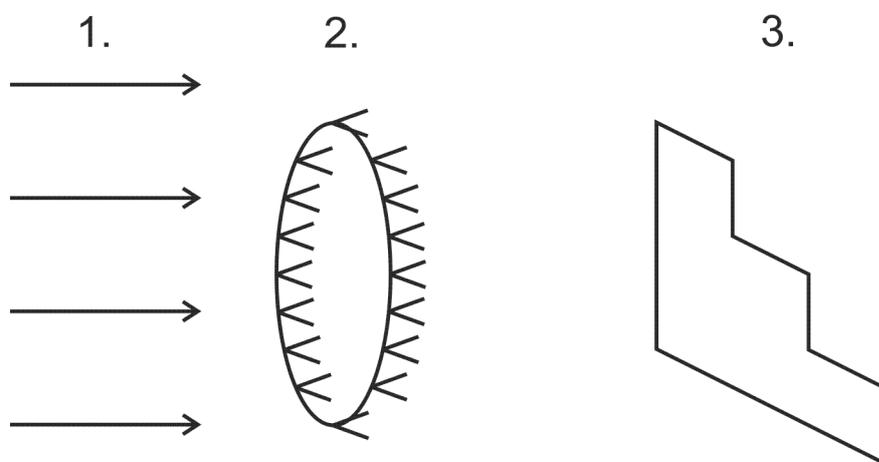


Рисунок 5.11 – Схема измерений
(1 – источник плоских волн, 2 – кольцевая фазированная решётка, 3 – исследуемый плоский объект)

В процессе локационной томографии отраженная от объекта волна попадает на кольцевой приемник. Сигналы от каждой приемной антенны данной конструкции будут складываться в центре, и в результате будет наблюдаться

интерференционная картина. Результирующее поле на выходе кольцевого приемника, определяется следующим образом:

$$E(x, y) = \int_{-\pi}^{\pi} U(x + R \cos \varphi, y + R \sin \varphi) e^{ikR} d\varphi, \quad (5.12)$$

где U – поле, рассеянное объектом, падающее на кольцевой приёмник, R – радиус кольцевого приёмника.

Результатом измерений будет являться функция $|E(x, y)|$ – амплитуда сигнала на выходе кольцевого приёмника. Для восстановления изображения объекта по измеренной амплитуде решаются прямая и обратная задачи распространения волн между исследуемым объектом и системы измерения амплитуды.

Прямая задача состоит в определении комплексной амплитуды рассеянного волнового поля в плоскости кольцевого приемника. Для этого сначала рассчитывается реакция этого кольцевого приемника на точечный источник с учетом фазы ($H(x, y)$ – результат измерений поля для объекта в виде точечного рассеивателя). Поле точечного рассеивателя представлено на рисунке 5.12. Далее задается форма произвольного плоского объекта двумерной функцией $M(x, y)$ – рисунок 5.13.

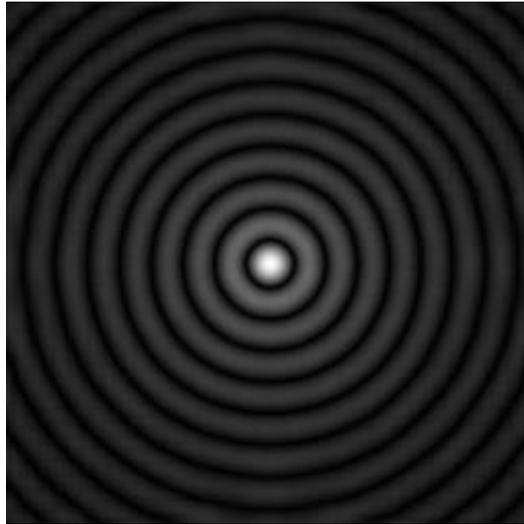


Рисунок 5.12 – Изображение точечного источника (размер изображения $1 \times 1 \text{ м}^2$)

Численное моделирование проводилось для частоты 40 ГГц, расстояния до объекта 2 м, радиус кольца при этом составляет – 25 см.

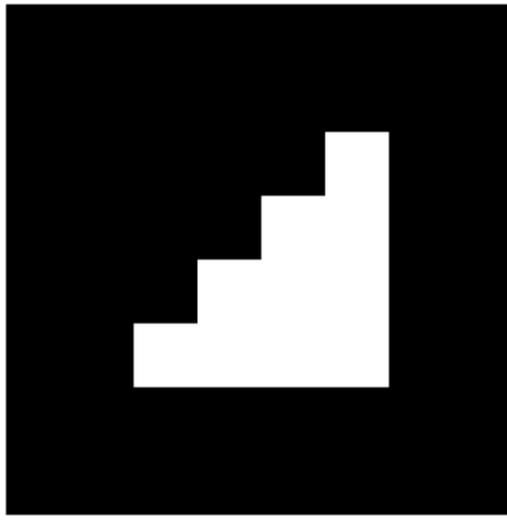


Рисунок 5.13 – Форма заданного объекта

Поскольку схема измерений однородна относительно координат x, y , то результат измерений для произвольного объекта можно представить в виде свертки изображения объекта и реакции системы на точечный рассеиватель:

$$E(x, y) = \iint_{x'y'} M(x, y) H(x'-x, y'-y) dx' dy' \quad (5.13)$$

Из полученного комплексного поля выделяется амплитуда, которая и будет являться численной моделью результата измерений для объекта (рисунок 5.14).

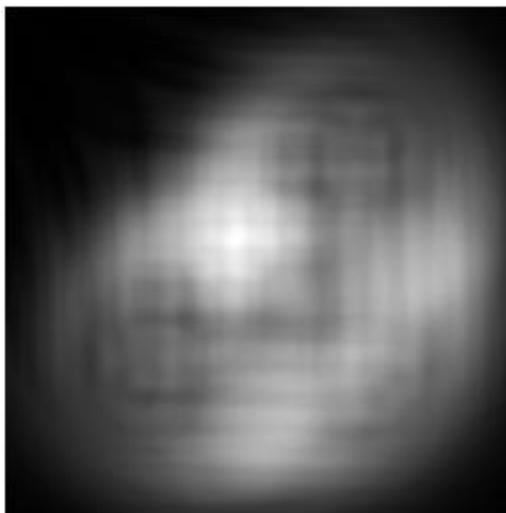


Рисунок 5.14 – Результат численного моделирования амплитуды поля в плоскости кольцевого приемника (результат решение прямой задачи)

Решение обратной задачи заключается в определении комплексного поля в плоскости объекта по измеренному полю в плоскости кольцевого приемника с помощью обратной свертки $|E(x, y)|$ и амплитуды результирующего поля после сканирования кольцом на точечный источник $H(x, y)$, который в свою очередь, рассчитывается численно. Возможность использовать обратную свёртку для амплитуды $|E(x, y)|$, а не для комплексной амплитуды $E(x, y)$ объясняется тем, что фаза функции $E(x, y)$ почти не меняется при изменении x и y . Фаза данной функции $E(x, y)$ почти постоянна благодаря тому, что кольцевой приёмник выделяя одну зону Френеля осуществляет синфазное сложение волн, исходящих от одной точки объекта. И поскольку объект равномерно засвечен плоской волной, и рассеивает синфазно во всех точках, то, соответственно, функция $E(x, y)$ будет приближённо синфазной. Восстановить изображение предлагается с

помощью операции обратной свёртки с регуляризацией:

$$\tilde{M}(x, y) = F^{-1} \left(\frac{F[|E|]F[H^*]}{F[H]F[H^*] + \alpha} \right), \quad (5.14)$$

где F – прямое преобразование Фурье, F^{-1} – обратное преобразование Фурье, α – параметр регуляризации.

Результат численного моделирования восстановления произвольно заданного изображения плоского объекта для данной модели представлен на рисунке 5.15.

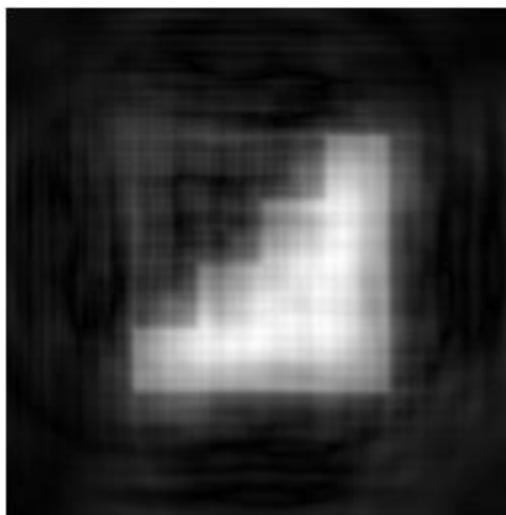


Рисунок 5.15 – Восстановленное изображение заданного объекта после решения обратной задачи (результат решения обратной задачи)

Особенность предложенной конструкции, позволяющая восстановить изображение плоского объекта, используя информацию только об амплитуде с помощью процедуры обратной свертки и регуляризации, заключается в том, что все значения поля в точке измерения имеют приблизительно одну и ту же фазу.

Общее направление “облака” значений фазы в плоскости кольцевого приемника зависит от дальности до цели (исследуемого объекта), а то, как оно разбросано относительно центра – от площади цели. На приведенных ниже рисунках 5.16 – 5.17 можно видеть изображение всех точек результата измерений

$E(x, y)$ (с учётом фазы) на комплексной плоскости.

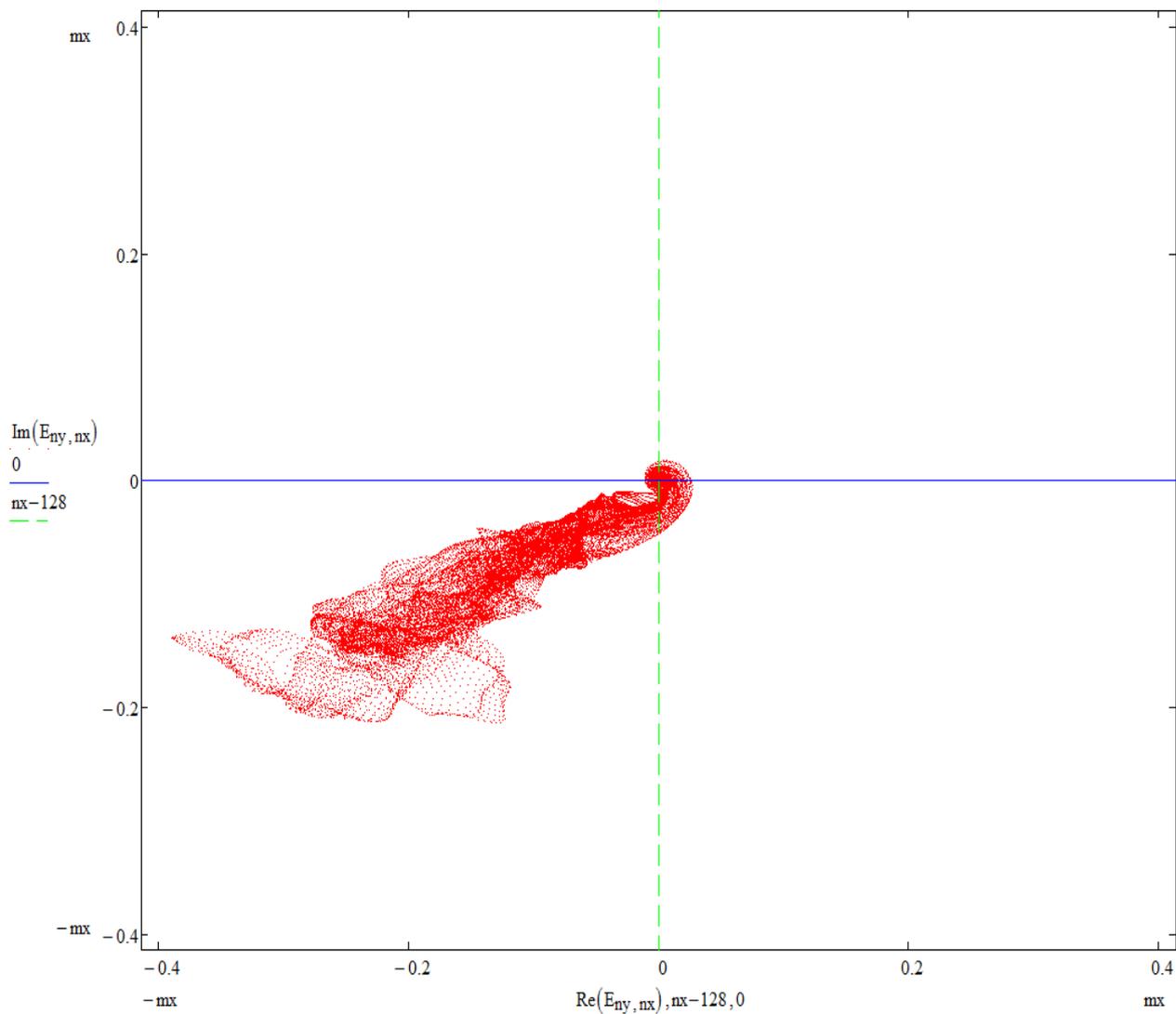


Рисунок 5.16 – Размещение результата измерений $E(x, y)$ на комплексной плоскости в случае расстояния от кольцевого приемника до объекта - 2 м

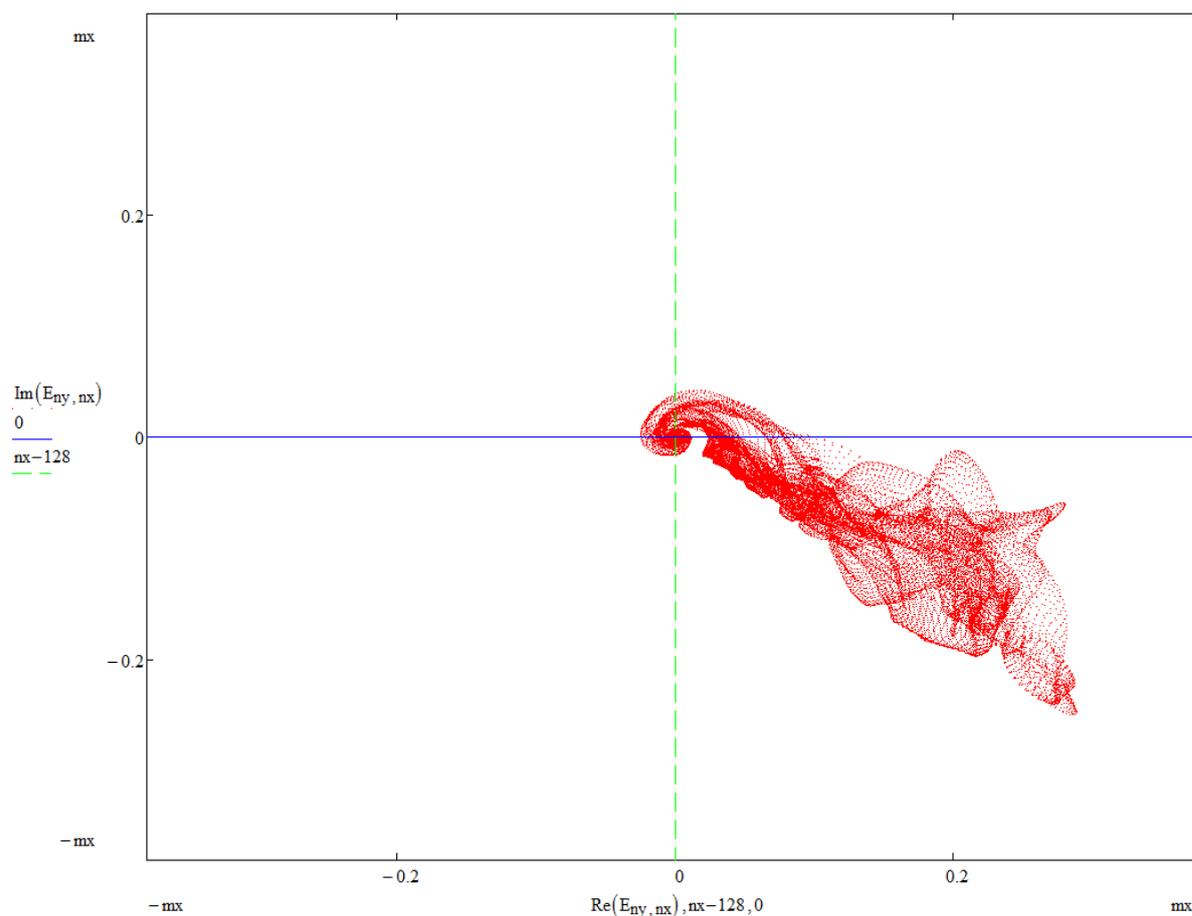


Рисунок 5.17 – Размещение результата измерений $E(x, y)$ на комплексной плоскости в случае расстояния от плоскости кольцевого приемника до объекта 4м

Чем больше объект по площади, тем фазы более локализованы. Расстояние до цели (исследуемого объекта) определяет лишь поворот фазы $E(x, y)$ и чем больше это расстояние, тем область фаз становится менее локализованной, расплывается.

Причины группировки точек значений фазы следующие:

- Каждая точка рассеяния на объекте создает поле с зонами Френеля в какой-то плоскости (рисунок 5.15). В рассматриваемой задаче объект плоский и, следовательно, наибольший вклад вносится первой зоной Френеля, попадающей на край кольца. Поскольку объект плоский и параллелен области сканирования, фаза волны, прошедшей по кратчайшему расстоянию от объекта до точек кольца, становится преобладающей. Так как первая зона Френеля противофазна второй, а

вторая третьей и так далее (ряд зон Френеля), в итоге получается, что первое слагаемое ничем не скомпенсировано, а остальные вычитаются (так как имеют разные направления) и, в результате, имеет вклад только первая зона Френеля, имеющая максимальную амплитуду. Средняя фаза поля $E(x, y)$ равна $k \cdot z$. Это означает, что фаза результирующего поля измерения $E(x, y)$ определяется фазой волны, распространяющейся по кратчайшему пути от плоскости объекта к плоскости измерений.

- Считается, что весь объект синфазный, то есть вся его поверхность освещается плоской волной с одинаковой фазой. На практике это можно будет осуществить, используя параболическую антенну, которая преобразует сферический волновой фронт в плоскую волну.

- Форма конструкции приемных антенн. Кольцо было выбрано из тех соображений, что это идеально симметричный объект, соответственно, условия съема изображения одинаковы для всех точек и во всех направлениях, а также кольцо позволяет выделить определённую зону Френеля по аналогии с линзой Френеля.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертационной работе получены следующие основные результаты:

1. Предложен метод трёхмерного голографического радиовидения на основе двумерного сканирования моностатической системой связанных приёмной и передающей антенн, осуществляющих зондирование среды монохроматическими сигналами и измерение амплитуды поля. Предложен метод восстановления фазы предметного сигнала с точностью до $\pm \pi/2$. За счёт последовательного сканирования по частоте в широком диапазоне частот достигается разрешение по дальности. Экспериментально показана возможность получения радиоизображений с разрешением около 1 см в плоскости и 3 см по дальности на основе измерения только амплитуды сигнала в диапазоне частот от 8 до 18 ГГц.
2. Предложен метод голографического радиовидения на основе измерений интенсивности поля заполненной матрицей приёмных элементов с применением сферического источника волн. Проведено численное моделирование и экспериментальные исследования предлагаемой системы. Показано, что предложенный радиоголографический метод позволяет получать плоские изображения объектов даже на одной частоте, без широкополосного сканирования, по результатам измерения амплитуды волнового поля. Получаемое разрешение близко к дифракционному пределу, получаемому системами, использующими фазовую информацию. Данный метод может найти применение в системах радиовидения в ближней зоне. Также может использоваться в случае пассивной радиолокации при использовании, в качестве источника излучения – солнечного излучения в терагерцовом диапазоне.

3. Предлагается радиологический метод восстановления радиоизображений на основе разреженных измерений интенсивности поля интерференции опорного и предметного сигналов. Используется несколько источников, облучающих исследуемый объект и область измерений с разных сторон. Источники включаются по очереди, что позволяет увеличить объём информации о рассеивающих объектах. Приводятся результаты численного моделирования и оценка разрешающей способности. На предложенную схему измерений получен патент на полезную модель [98].
4. Предложен метод получения трёхмерных радиоизображений на основе измерения амплитуды поля за дифракционной решеткой, расположенной между исследуемым объектом и плоскостью измерения амплитуды. Представлены результаты численного моделирования для радиоволн и экспериментальных исследований для ультразвуковых волн в воздухе. Разработан быстродействующий алгоритм решения обратной задачи для осуществления обработки данных измерений в реальном масштабе времени. Многопозиционные измерения амплитуды поля за дифракционной решёткой, без измерения фазы, позволяют восстановить амплитудно-фазовое распределение поля в плоскости дифракционной решётки. При этом фаза определяется относительно одного из отверстий решётки (опорное отверстие). Чем больше амплитуда поля, проходящего через опорное отверстие решётки, тем точнее восстановление фазы в остальных отверстиях. Преимущество использования дифракционной решётки состоит в возможности использования сторонних источников излучения.
5. Предложен метод трансмиссионного и локационного радиовидения плоских объектов с использованием некогерентного во времени радиоволнового излучения на основе итерационного алгоритма восстановления распределения коэффициента рассеяния или пропускания плоского объекта. Метод проверен путём численного моделирования и экспериментально на ультразвуковых

волнах в воздухе на частоте 40 кГц. Рассмотрен случай, когда дифракция волн существенно влияет на амплитуду поля за объектом. Итерационный алгоритм сходится к решению, которое приближённо совпадает с изображением объекта, и даже при неизвестной фазе позволяет получать результаты сравнимые с методами, использующими фазовую информацию. Разрешение метода определяется размером синтезируемой апертуры и длиной волны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Суханов Д.Я., Барышева (Завьялова) К.В. Трансмиссионное некогерентное ультразвуковое видение плоских объектов // Акустический журнал. – 2010. – Т. 56, №4. – С.491-496.
2. Суханов Д.Я., Завьялова К.В. Трёхмерное широкополосное радиовидение на основе измерения амплитудного распределения интерференционной картины за дифракционной решёткой.// Известия высших учебных заведений. Физика. – 2010. – № 9/2. – С.98-102.
3. Суханов Д.Я., Завьялова К.В. Восстановление трехмерных радиоизображений по результатам многочастотных голографических измерений // Журнал технической физики. – 2012. – Т. 82, В. 6. – С.85-89
4. Суханов Д.Я., Завьялова К.В. Система трёхмерного голографического сверхширокополосного радиовидения // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2012. – Т. 55, № 9/2. – С. 17-21.
5. Суханов Д.Я., Завьялова К.В. Восстановление радиоизображений по измерениям интенсивности поля интерференции разреженной матрицей элементов с применением нескольких источников // Известия высших учебных заведений. Физика. 2013.– Т.56, №8/2. – С. 167-173.
6. Суханов Д.Я., Завьялова К.В. Radioholography using a spherical wave as a reference signal // Известия высших учебных заведений. Физика. 2013. – Т.56, №10/3.– С. 229-232.
7. Суханов Д.Я., Завьялова К.В. Локационная радиотомография через диэлектрические неоднородности известной формы // 24-я Международная Крымская конференция «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» 7—13 сентября 2014. – Севастополь, Крым, Россия, 2014. – С. 1209-1210.
8. D. Sukhanov, Завьялова К.В. Three-dimensional non-contact subsurface radiotomography through a non-planar interface between media // Proceeding of the

15th International Conference on Ground Penetrating Radar GPR 2014 (June 30-July, 4 2014). 2014. P. 691-695.

9. Суханов Д.Я., Завьялова К.В. Сверхширокополосная трехмерная радиоголография в плоскостной среде // Журнал технической физики. –2014. – Т. 84, В. 6. – С.117-121.

10. Суханов Д.Я., Завьялова К.В. Локационное сверхширокополосное радиовидение с использованием некогерентного во времени излучения // III Всероссийская научная конференция «Сверхширокополосные сигналы в радиолокации, связи и акустике» СРСА 2010, 28 июня – 1 июля. – Муром, 2010 г. – С.214-218.

11. Суханов Д.Я., Завьялова К.В. Бесконтактная радиотомография через неплоскую границу раздела сред в приближении фазового экрана // «Естественные и математические науки в современном мире» / Сб. ст. по материалам XVIII междунар. научн.-практ. конф. №5 (17). – Новосибирск. Изд. «СибАК». – 2014. – С. 81-90.

12. Завьялова К.В., Суханов Д.Я. Восстановление изображения источника по измерениям амплитуды поля за дифракционной решёткой // Новое слово в науке: перспективы развития : материалы междунар. науч.–практ. конф. (Чебоксары, 10 сент. 2014 г.) / редкол.: О. Н. Широков [и др.]. – Чебоксары: ЦНС «Интерактив плюс», 2014. – С. 203-206.

13. Завьялова К.В., Суханов Д.Я. Радиоголография с применением монохроматического стороннего источника сферических волн // Новое слово в науке: перспективы развития : материалы междунар. науч.–практ. конф. (Чебоксары, 10 сент. 2014 г.) / редкол.: О. Н. Широков [и др.]. – Чебоксары: ЦНС «Интерактив плюс», 2014. –С.198-203.

14. Барышева (Завьялова) К.В. Некогерентная трансмиссионная радиотомография // Труды 6-ой конференции студенческого научно-исследовательского инкубатора (7 мая 2009) / под ред. В.В. Демина; Томский

государственный университет. – Томск: Томское университетское издательство. – 2010. – С. 11-16

15. Завьялова К.В. Получение трёхмерных радиоизображений объектов с помощью измерения амплитуды рассеянного поля за дифракционной решёткой в широкой полосе частот // Труды 7-ой конференции студенческого научно-исследовательского инкубатора / под ред. В.В. Демина. – Томск: Томское университетское издательство, 2011. – С. 50-54

16. Суханов Д.Я., Завьялова К.В. Восстановление трёхмерных радиоизображений без прямого измерения фазы // Материалы II Научно-практической конференции «Информационно-измерительная техника и технологии» с международным участием / Под ред. А.В. Юрченко. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 5-7 мая 2011 г. – С. 84-85

17. Завьялова К.В. Голографический метод трёхмерного радиовидения // Труды 8-ой конференции студенческого научно-исследовательского инкубатора / Под ред. В.В. Демина. – Томск: Томское университетское издательство, 2011. – С. 55-59.

18. Суханов Д.Я., Завьялова К.В. Система трёхмерного широкополосного радиовидения на основе измерений амплитуды волнового поля // Материалы III Научно-практической конференции «Информационно-измерительная техника и технологии» с международным участием / под ред. А.В. Юрченко. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 3-5 мая 2012 г. – С.46-54.

19. Завьялова К.В. Узкополосный радиоголографический метод восстановления радиоизображений // Актуальные проблемы радиофизики: материалы II Международной молодежной научной школы / под ред. В.И. Суслева. – Томск: Изд-во НТЛ, 2013. – С. 39-40.

20. Суханов Д.Я., Завьялова К.В. Применение скалярного анализатора цепей для сверхширокополосной локационной радиотомографии // Материалы V Научно-практической конференции «Информационно-измерительная техника и технологии» с международным участием (19-23 мая 2014г.) / под ред. А.В.

Юрченко; Томский политехнический университет. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2014 г. – С.70-75.

21. Karunanayake K.T.S., Dissanayake P.B.R., Galagedara L.W. Ground Penetrating Radar Wave Behavior under Different Corrosion Levels of Concrete // 15th International Conference on Ground Penetrating Radar – GPR 2014, June 30 – July 4, Brussels, Belgium. – P. 321-326.

22. Liu H., Koyama C.N., Takahashi K., Sato M. High-resolution imaging of damaged wooden structures for building inspection by polarimetric radar // 15th International Conference on Ground Penetrating Radar – GPR 2014, June 30 – July 4, Brussels, Belgium. – P.438-443.

23. Trela Ch., Kind Th., Schubert M., Günther M. Detection of Weak Scatterers in Reinforced Concrete Structures // 15th International Conference on Ground Penetrating Radar – GPR 2014, June 30 – July 4, Brussels, Belgium. – P. 904-910.

24. Johnson C.T., Evans R.D. Non-destructive Assessment of the Rate of Hydration and Strength Gain of Concrete // 15th International Conference on Ground Penetrating Radar – GPR 2014, June 30 – July 4, Brussels, Belgium. – P. 923–928.

25. Huang C., Liu T., Lu M., Su Yi. Holographic Subsurface Imaging for Medical Detection // 15th International Conference on Ground Penetrating Radar – GPR 2014, June 30 – July 4, Brussels, Belgium. – P. 670-673.

26. Pat. №6937182 (USA), B2. Millimeter wave imaging system. / US 006937182B2 United States Patent, 30.08.2005.

27. Pat. №7180441 (USA), B2. Multi-sensor surveillance portal / US 007180441B2 United States Patent, 20.02.2007.

28. Кондратенков Г.С., Фролов А.Ю. Радиовидение. Радиолокационные системы дистанционного зондирования Земли: учебное пособие для вузов; под ред. Г.С. Кондратенкова. – М.: Радиотехника, 2005. – 368 с.

29. Скольника М. Справочник по радиолокации: пер. с англ. / М.Скольника; под. ред. К.Н. Трофимова. – М.: Сов. Радио, 1978.

30. Nguyen L., Dogaru T., Innocenti R. 3-D SAR Image Formation for Underground Targets Using Ultra-Wideband (UWB) Radar // Radar Sensor Technology XIII; Proc. of SPIE. – 2009. – V. 7308. – № 73081F.
31. Fortuny-Guasch J. A Novel 3-D Subsurface Radar Imaging Technique // IEEE Transactions on Geosciences and Remote Sensing. – 2002. – V. 40. – № 2. – P. 443–452.
32. Буренин Н.И. Радиолокационные станции с синтезированной антенной. -М.: Сов. радио, 1972. -160 с.
33. Краус Д. Дж. Радиоастрономия. – М.: Советское радио, 1973. – 456 с.
34. Томпсон Р. Интерферометрия и синтез в радиоастрономии / Р. Томпсон, Дж. Моран, Дж. Свенсон. – М.: Мир. 1989. – 568 с.
35. Радиолокационные станции с цифровым синтезированием апертуры антенны / В.Н. Антипов, В.Т. Горяинов, А.Н. Кулин, В.В. Мансуров, А.Г. Охонский, Н.А. Сазонов, М.П. Титов, Е.Ф. Толстой, А.В. Шаповалов. – М.: Радио и связь, 1988. – 304 с.
36. Gorodetsky A.A., Bepalov V.G. THz pulse time-domain holography //Terahertz Technology and Applications III; Proc. of SPIE. – 2010. – V. 7601.–№ 760107–1.
37. Bepalov V.G., Gorodetsky A.A. THz Holography With Reference Beam // Practical Holography XXIII: Materials and Applications; Proc. of SPIE. –V. 7233.– № 72330G–1.
38. Левин Г. Г., Вишняков Г. Н. Оптическая томография. -М.: Радио и связь, 1989. - 224 С.
39. Разевиг В.В., Бугаев А.С., Чапурский В.В. Сравнительный анализ фокусировки классических и мультистатических радио голограмм // Радиотехника, 2013 г. №8. С. 8-17.
40. Gelsinger-Austin P.J., Luo Y., Watso J.M., Kostuk R.K., Barbastathis G., Barton J.K., Castro J.M. Optical design for a spatial-spectral volume holographic

imaging system //Optical Engineering 49(4); SPIE Digital Library. – 2010. – № 043001.

41. Аниконов Д.С., Коновалова Д.С. Возможности обращения обобщенного преобразования радона и рентгеновская томография // Сибирские электронные математические известия. – 2008г. – Т.5. –С. 440-447.

42. Лихачев А.В. рентгеновская томография микродефектов при неоднородной чувствительности по поверхности детектора // Известия Российской академии наук. Серия физическая. – 2013г. – Т.77, №.2. – С. 113-117.

43. Калинин Н.П., Минацевич С.Ф. Рентгеновская компьютерная томография на службе безопасности // Научные исследования и инновации. – 2013г. – Т.7, № 1-4. – С.53-58.

44. Шидловский С.В., Сырямкин В.И., Шидловский В.С. Применение структурно-перестраиваемых алгоритмов в рентгеновской томографии материалов // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2003 г. – Т.56, № 10-2. – С.54-58.

45. Якубов В.П., Славгородский С.А., Кутов В.П. Проблема фокусировки в радиоволновой томографии // Оптика атмосферы и океана. – 2003. –Т. 16, № 9. – С. 811-815.

46. Якубов В.П., Шипилов С.Э., Суханов Д.Я., Клоков А.В. Радиоволновая томография: достижения и перспективы: монография / под ред. В.П. Якубова. – Томск: Изд-во НТЛ, 2014. - 264 с.

47. Кравцов Ю. А., Тинин М. В., Книжин С. И. Дифракционная томография неоднородной среды при сильных вариациях фазы //Радиотехника и электроника. – 2011. – Т. 56,№ 7. - С. 816-822.

48. Якубов В.П., Склярчик К.Г., Пинчук Р.В., Суханов Д.Я., Булавинов А.Н., Бевецкий А.Д. Радиоволновая томография скрытых объектов для систем безопасности // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2008. – №10. С. 63 – 79.

49. Якубов В.П., Суханов Д.Я. Решение обратной задачи подповерхностной локации в приближении сильно преломляющей среды // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. – 2007г. – Т.1, № 4. – С. 329 – 338.

50. Вопросы подповерхностной радиолокации. Коллективная монография. Сер. «Радиолокация» / Под ред. А.Ю. Гринёва. – М.: Радиотехника, 2005. – 416 с.

51. Гринёв А.Ю. Реконструкция параметров сред и объектов радаром подповерхностного зондирования (методы и алгоритмы) / В.С. Темченко, Д.В. Багно, А.Е. Зайкин, Е.В. Ильин // Радиотехника. – 2013г.– №8. – С. 18-30.

52. Qu L., Liu Z., Sun Y. Diffraction Tomographic Imaging Algorithm for Airborne Ground Penetrating Radar // 15th International Conference on Ground Penetrating Radar – GPR 2014, June 30 – July 4, Brussels, Belgium, P.– 687-690.

53. Casassa G., Rodriguez J.L., Blindov N. Airborne GPR on high Andean glaciers – first results from 6000 m altitude // 15th International Conference on Ground Penetrating Radar – GPR 2014, June 30 – July 4, Brussels, Belgium, P. – 757-762.

54. Feng X., Fujiwara J., Zhou Z., Kobayashi T., Sato M. Imaging algorithm of a Hand-held GPR MD sensor (ALIS) // Proc. Detection and remediation technologies for mines and minelike targets X, Proc. of SPIE. – 2005. – V. 5794. – P.1192-1199.

55. Sato M., Fujiwara J., Feng Z., Zhou Z., Kobayashi T. Development of a hand-held GPR MD sensor system (ALIS) // Proc. Detection and remediation technologies for mines and minelike targets X, Defense and Security Symposium, Proc. of SPIE Vol.5794, 2005, P. 1000-1007.

56. Sato M., Fujiwara J., Takahashi K. The Development of the Hand Held Dual Sensor ALIS // Proc. Detection and remediation technologies for mines and minelike targets X II, Proc. SPIE, 6553, 2007, 65531C-1-65531C-10.

57. Sato M., Takahashi K. ALIS deployment in Cambodia // Detection and Sensing of Mines, Explosive Objects, and Obscured Targets XVII, edited by J. Thomas

Broach, John H. Holloway Jr., Proc. of SPIE, 2012, Vol. 8357, 83571A SPIE · CCC code: 0277-786X/12/\$18 · doi: 10.1117/12.918516.

58. Sato M., Yokota Y., Takahashi K., Grasmueck M. Landmine detection by 3DGPR system // Detection and Sensing of Mines, Explosive Objects, and Obscured Targets XVII, edited by J. Thomas Broach, John H. Holloway Jr., Proc. of SPIE Vol. 8357, 835710, 2012 SPIE, CCC code: 0277-786X/12/\$18, doi: 10.1117/12.918517.

59. Sato M., Takahashi K. ALIS deployment in Cambodia // Detection and Sensing of Mines, Explosive Objects, and Obscured Targets XVII, edited by J. Thomas Broach, John H. Holloway Jr., Proc. of SPIE Vol. 8357, 83571A , 2012 SPIE, CCC code: 0277-786X/12/\$18, doi: 10.1117/12.918516.

60. Giannakis I., Giannopoulos A., Davison N. Realistic modeling of ground penetrating radar for Landmine Detection Using FDTD // 15th International Conference on Ground Penetrating Radar – GPR 2014, June 30 – July 4, Brussels, Belgium,pp.984-989.

61. Nuzzo L., Alli G., Guidi R., Cortesi N., Sarri A., Manacorda G. A new densely-sampled Ground Penetrating Radar array for landmine detection // 15th International Conference on Ground Penetrating Radar – GPR 2014, June 30 – July 4, Brussels, Belgium,pp.999-1004.

62. Sato M., Liu H., Komaginoand T., Takahashi K. Archaeological survey by GPR for recovery from 3.11 Great Earthquake and Tsunami in East Japan // 15th International Conference on Ground Penetrating Radar – GPR 2014, June 30 – July 4, Brussels, Belgium,pp. 25-30.

63. Orlando L., De Donno G., Renzi B. Intensity of scattering for the lithotype characterization of an excavated pre-Trajan wall structure // 15th International Conference on Ground Penetrating Radar – GPR 2014, June 30 – July 4, Brussels, Belgium,pp. 40-43.

64. Bunting C., Branch N., Robinson S., Johnes P.. Ground penetrating radar as a tool to improve heritage management of wetlands // 15th International Conference

on Ground Penetrating Radar – GPR 2014, June 30 – July 4, Brussels, Belgium, pp. 54-59.

65. Santos-Assunção S., Pérez-Gracia V., González R., O. Caselles, J. Clapés, V. Salinas. Geophysical exploration of columns in historical heritage buildings // 15th International Conference on Ground Penetrating Radar – GPR 2014, June 30 – July 4, Brussels, Belgium, pp. 97- 102.

66. Got J.-B., André P., Mertens L., L. Bieldersand L., Lambot S. Soil piping: networks characterization using ground-penetrating radar // 15th International Conference on Ground Penetrating Radar – GPR 2014, June 30 – July 4, Brussels, Belgium, pp. 144-148.

67. Ékes C., Neduczka B., Takacs P. Pipe Penetrating Radar Inspection of Large Diameter Underground Pipes // 15th International Conference on Ground Penetrating Radar – GPR 2014, June 30 – July 4, Brussels, Belgium, pp. 378-381.

68. Hugenschmidt J., Fischer A., Schiavi L. Punching failure of car park ceilings an analysis using GPR // 15th International Conference on Ground Penetrating Radar – GPR 2014, June 30 – July 4, Brussels, Belgium, pp. 382-386.

69. Xu X., Peng S., Xia Y., Yang F.. Development of a Novel GPR for Roadbed Disease Inspection // 15th International Conference on Ground Penetrating Radar – GPR 2014, June 30 – July 4, Brussels, Belgium, pp. 821-826.

70. Simonin J.-M., Baltazart V., Hornych P., Dérobert X., Thibaut E., Sala J., Utsi V. Case study of detection of artificial defects in an experimental pavement structure using 3D GPR systems // 15th International Conference on Ground Penetrating Radar – GPR 2014, June 30 – July 4, Brussels, Belgium, pp. 876-880.

71. Tosti F., Adabi S., Pajewski L., Schettini G., Benedetto A. Large-Scale Analysis of Dielectric and Mechanical Properties of Pavement using GPR and LFWD // 15th International Conference on Ground Penetrating Radar – GPR 2014, June 30 – July 4, Brussels, Belgium, pp. 898-903

72. Hamrouche R., Saarenketo T. Improvement of a coreless method to calculate the average dielectric value of the whole asphalt layer of a road pavement //

15th International Conference on Ground Penetrating Radar – GPR 2014, June 30 – July 4, Brussels, Belgium, pp. 929-932.

73. Solla M., Núñez-Nieto X., Varela-González M., Martínez-Sánchez J., Arias P. GPR for Road Inspection: Georeferencing and Efficient Approach to Data Processing and Visualization// 15th International Conference on Ground Penetrating Radar – GPR 2014, June 30 – July 4, Brussels, Belgium, pp.943-948.

74. Uddin W. An Overview of GPR Applications for Evaluation of Pavement Thickness and Cracking // 15th International Conference on Ground Penetrating Radar – GPR 2014, June 30 – July 4, Brussels, Belgium, pp. 955-960.

75. Yilmaz Oz. Seismic Data Analysis: Processing, Inversion, and Interpretation of Seismic Data. V. I. / Editor Doherty Stephen M. Tulsa: Society of Exploration Geophysicists, 2001. P. 2027.

76. Stolt R.H., 1978, Migration by Fourier transform, Geophysics, 43, no. 1, 23- 48.

77. Kruse S.. Three-dimensional GPR Imaging of Complex Structures in Covered Karst Terrain // 15th International Conference on Ground Penetrating Radar – GPR 2014, June 30 – July 4, Brussels, Belgium, pp. 279- 284.

78. Pieraccini M., Mecatti D., Fratini M., Atzeni C., Seracini M. A High Frequency GPR application to the Cultural Heritage survey: the search of the “Battle of Anghiari” by Leonardo da Vinci // Tenth International Conference on Ground Penetrating Radar, 21-24 June, 2004, Delft, The Netherland, pp. 391-394.

79. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. – М.: Наука. 1979. – 384 с.

80. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. «Введение в статистическую радиофизику. Часть 2. Случайные поля». М.: Наука, 1978, 464 С.

81. Потехин А. И. Некоторые задачи дифракции электромагнитных волн. М.: Сов. радио, 1948. 136 с

82. Нефёдов Е. И. Дифракция электромагнитных волн на диэлектрических структурах. М.: Наука, 1979. 272 с.

83. Шепилко Е.В. Дифракция плоской электромагнитной волны на бесконечно протяжённом двугребневом клине с диэлектрическим цилиндром на вершине // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. - 2002. - Т. 45, - № 1, – С. 26-32.
84. Manolakis D., Shaw G., Keshava N. “Comparative analysis of hyperspectral adaptive matched filter detector,” in Proc. SPIE, April 2000, vol. 4049, pp. 2–17.
85. Van Veen B. D., Buckley K. M. Beamforming: A versatile approach to spatial filtering // IEEE ASSP Magazine, Apr. 1988, pp. 4–24.
86. Захаров В. Д., Лепёхина Т. А., Николаев В. И., Титов М. П., Толстов Е. Ф., Четверик В. Н. Проблемы оценки пространственного и радиометрического разрешения РСА // Известия высших учебных заведений. Электроника. № 98, 2012. С. 65-72.
87. Кравцов Ю. А., Тинин М. В., Книжин С. И. Дифракционная томография неоднородной среды при сильных вариациях фазы // Радиотехника и электроника. – 2011. Т. 56. - № 7 - С. 816-822.
88. Грегуш П. Звуковидение. – М.: Мир, 1982. – 229 с.
89. Leighton T.G., Evans R.C.P. The detection by sonar of difficult targets (including centimetre_scale plastic objects and optical fibers) buried in saturated sediment // Applied Acoustics. – 2008. – V. 69. – P. 438–463.
90. Зверев В.А. Обращение волн при импульсной локации на просвет // Акустический журнал. – 2005. – Т. 51. – №4. – С. 447–482.
91. Буров В.А., Сергеев С.Н., Шуруп А.С. Использование в пассивной томографии океана низкочастотных шумов // Акустический журн.– 2008. – Т. 54. – №1. – С. 51–61.
92. Федорюк М.В. Метод перевала. - М.: Наука. 1977. – 367 с.
93. Осетров А.В. Теория пространственно-временной дифракционной томографии при сканировании одиночного приемоизлучателя на плоскости. – Акуст. журн., 1991, Т. 37, №3, с. 528-534.

94. Осетров А.В., Самоленков С.Н. О двух моделях акустических неоднородностей в дифракционной томографии. – Акуст. журн., 1996, Т. 42, №5, с. 679-687.

95. Суханов Д.Я., Муравьева А.А. Монохроматическая трансмиссионная дифракционная радиотомография // Известия высших учебных заведений. Физика, 2013, Т. 56, № 8-2, С. 193-196.

96. Зверев В.А. Принцип акустического обращения волн и голография. Акуст. журн., 2004, Т. 50, №6, с. 792-801.

97. Сапожников О.А., Пищальников Ю.А., Морозов А.В. Восстановление распределения нормальной скорости на поверхности ультразвукового излучателя на основе распределения акустического давления вдоль контрольной плоскости. – Акуст. журн., 2003, Т. 49, № 3, с. 416–424.

98. Суханов Д.Я., Завьялова К.В. Радиоголографический сверхширокополосный томограф // Патент Российской Федерации №144400, 2014.

ПРИЛОЖЕНИЕ А. Патент на полезную модель

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



ПАТЕНТ

НА ПОЛЕЗНУЮ МОДЕЛЬ

№ 144400

**РАДИОГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ
СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫЙ ТОМОГРАФ**

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

Автор(ы): *см. на обороте*

Заявка № 2014108126

Приоритет полезной модели 03 марта 2014 г.

Зарегистрировано в Государственном реестре полезных моделей Российской Федерации 17 июля 2014 г.

Срок действия патента истекает 03 марта 2024 г.

Руководитель Федеральной службы
по интеллектуальной собственности

Б.П. Симонов



ПРИЛОЖЕНИЕ А. Патент на полезную модель (оборотная сторона)

Автор(ы): *Суханов Дмитрий Яковлевич (RU), Завьялова Ксения Владимировна (RU)*

RU 144400 U1