

Московский физико-технический институт
(государственный университет)

НА ПРАВАХ РУКОПИСИ

Олюнин Николай Николаевич

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ
ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИХ ДАННЫХ ДЛЯ РАСПОЗНАВАНИЯ
ЦЕЛЕЙ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ СТАНЦИЙ ДАЛЬНОГО
ОБНАРУЖЕНИЯ**

01.04.03 – Радиофизика

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор технических наук, профессор,
заслуженный деятель науки РФ
В.В. Сазонов

Москва
2011

Оглавление

1. Введение	5
1.1. Актуальность темы	5
1.2. Цели и задачи исследования	7
1.3. Научная новизна работы.....	9
1.4. Положения, выносимые на защиту	11
1.5. Публикации и апробация работы.....	12
1.6. Используемые понятия и обозначения	13
1.6.1. Пояснения к некоторым понятиям	13
1.6.2. Условные обозначения	15
2. Матрица рассеяния стабильной радиолокационной цели	16
2.1. Введение	16
2.2. Векторы Джонса волн, распространяющихся в противоположных направлениях	19
2.2.1. Комплексное сопряжение векторов Джонса	19
2.2.2. Вспомогательные операторы	22
2.3. Выбор базисов для матрицы рассеяния	27
2.3.1. Три способа выбора базисов для матрицы рассеяния	27
2.3.2. Преобразование матриц рассеяния при смене базисов	29
2.3.3. Соглашения BSA и FSA	31
2.4. Измерение и свойства матрицы рассеяния.....	33
2.4.1. Измерение матрицы рассеяния антеннами с произвольными поляризациями.....	33
2.4.2. Соотношения взаимности.....	36
2.4.3. Диагонализация матрицы рассеяния	40
2.5. Выводы	43
3. Реполяризация радиолокационного сигнала при прохождении через атмосферу Земли	45
3.1. Обзор атмосферных эффектов	45

3.2. Оценка реполяризации при прохождении через регулярные тропосферные неоднородности.....	48
3.2.1. Горизонтальные градиенты показателя преломления ...	48
3.2.2. Метод возмущений в законе Рытова	50
3.2.3. Мера реполяризации.....	52
3.2.4. Оценка реполяризации	53
3.3. Влияние реполяризации радиолокационного сигнала в ионосфере на измерения поляризационной матрицы рассеяния	56
3.3.1. Поляризационные эффекты в ионосфере	56
3.3.2. Влияние эффекта Коттона-Мутона на измерения матрицы рассеяния.....	60
3.3.3. Влияние эффекта Фарадея на измерения матрицы рассеяния.....	61
3.4. Оценка реполяризации радиолокационных сигналов в ионосфере.....	65
3.4.1. Прохождение радиоволн через ионосферу	65
3.4.2. Численное решение уравнения, описывающего реполяризацию	67
3.4.3. Результаты вычислений.....	69
3.5. Выводы	78
4. Информативность поляризационных признаков в задаче распознавания типовых целей	79
4.1. Радиолокатор с полным поляризационным анализом	81
4.2. Двухканальный поляриметрический радиолокатор.....	85
4.2.1. Энергетические характеристики рассеяния	86
4.2.2. Поляриметрическая информация о цели.....	89
4.3. Характеристики типовых целей.....	92
4.3.1. Выбор типовых целей.....	92
4.3.2. Характерные особенности типовых целей	95
4.4. Реполяризация при отражении от излома поверхности	97

4.4.1.	Рассеяние на остром изломе.....	97
4.4.2.	Рассеяние на скругленном изломе	103
4.5.	Моделирование поляризационных характеристик рассеяния типовых целей	110
4.5.1.	Методика моделирования.....	110
4.5.2.	Результаты моделирования	112
5.	Основные результаты и выводы	119
6.	Литература	122

1. Введение

1.1. Актуальность темы

23 декабря 2009 г. заступила на боевое дежурство радиолокационная станция дальнего обнаружения «Воронеж М». Станция «Воронеж М», работающая в метровом диапазоне, и станция «Воронеж ДМ» являются радиолокационными станциями нового поколения 77Я6 «Воронеж», разработанными на предприятиях Концерн РТИ Системы. Две существующие станции данного типа функционируют в Ленинградской области и Краснодарском крае. Планируется замена станциями «Воронеж» РЛС «Днепр» в Иркутской области и Казахстане.

Одним из многочисленных отличий этих станций, от их предшественниц, является использование в антенной решетке крестообразных элементов, представляющих собой две независимые антенны с ортогональными линейными поляризациями. Эти антенны позволяют станции излучать и принимать сигнал с произвольной поляризацией, и, таким образом принимать всю энергию сигнала, отраженного от цели. Кроме того, использование двух антенн с разными поляризациями позволяет выяснить поляризационную структуру принимаемого сигнала и тем самым получить больше информации о цели в сравнении с классическими радиолокаторами.

Вопрос о выигрыше в характеристиках обнаружения, получаемом в результате использования антенн с разными поляризациями, изучался в Радиотехническом институте им. академика А.Л. Минца [39, 40, 41, 42, 43]. Исследования показали, что характеристики обнаружения существенно зависят от поляризационных характеристик рассеяния цели. В ряде случаев, даже при оптимальном обнаружении (которое невозможно без априорного знания характеристик рассеяния цели),

радиолокатор с полным поляризационным приемом может проигрывать классическому радиолокатору в характеристиках обнаружения. Тем не менее, при использовании некоторых эвристических алгоритмов обработки принимаемого сигнала в большинстве случаев лишь незначительно проигрывают оптимальному обнаружителю при обнаружении типовых целей.

Помимо выигрыша в энергетических характеристиках использование антенн с разными поляризациями дает принципиальную возможность анализировать поляризационные характеристики рассеяния цели. Знание поляризационных характеристик рассеяния, в свою очередь, дает дополнительную информацию о цели, которую можно использовать для распознавания целей. Такая возможность выглядит очень заманчиво, поскольку задача распознавания целей является одной из ключевых и до сих пор до конца не решенных задач, связанных с РЛС дальнего обнаружения.

В последние годы отмечается обилие публикаций, в которых рассматривается использование поляриметрических данных для распознавания радиолокационных целей. Однако в большинстве публикаций рассматривается непосредственно процедура распознавания по поляриметрическим данным. При этом практически не затрагиваются вопросы, связанные с происхождением этих данных, с тем, что эти данные из себя представляют и как они формируются.

Прямое внедрение алгоритмов распознавания в РЛС дальнего обнаружения очень рискованно, поскольку цена ошибки в случае неудачи будет очень высока. Может оказаться так, что алгоритм, который успешно используется для распознавания целей в радиолокаторах другого назначения, будет совершенно непригоден для РЛС дальнего обнаружения. Может оказаться и так, что поляриметрические данные, принятые РЛС, будут абсолютно

неинформативны из-за особенностей целей, особенностей радиолокатора, искажения в атмосфере или других причин. По этой причине, при рассмотрении вопроса о распознавании радиолокационных целей по поляризационным признакам, на наш взгляд, первоочередной задачей является исследование исходного «сырья» для процедуры распознавания — поляриметрических данных, принимаемых радиолокатором. Интерес представляет все, что может повлиять на возможность использования этих данных для распознавания. Только после обоснования возможности и целесообразности использования поляриметрических данных для распознавания целей РЛС дальнего обнаружения можно переходить непосредственно к процедуре распознавания. По этой причине тему данной диссертационной работы следует считать актуальной.

1.2. Цели и задачи исследования

Объектами диссертационного исследования являются данные поляриметрических радиолокаторов дальнего обнаружения, полученные в результате зондирования типовых целей.

Предметом исследования является возможность использования этих данных для распознавания типовых целей РЛС дальнего обнаружения.

Целью исследования является обоснование возможности (целесообразности) либо доказательство невозможности (нецелесообразности) использования поляриметрических данных в задаче распознавания целей РЛС дальнего обнаружения с учетом специфики радиолокаторов данного типа.

Задачи, связанные с РЛС дальнего обнаружения, обладают несколькими характерными особенностями:

1. Цель большую часть времени находится в космическом пространстве. Радиолокационный сигнал при распространении от РЛС до цели и обратно проходит через тропосферу и ионосферу.
2. В большинстве случаев, радиолокатор способен получить информацию о характеристиках рассеяния цели только на одной заданной частоте.
3. Множество типовых целей РЛС дальнего обнаружения ограничено. Наиболее важные цели обладают довольно простой геометрией.
4. Из-за использования электронного сканирования поляризации излучаемых и принимаемых сигналов зависят от направления наблюдения.

Первые две особенности существенно усложняют распознавание целей по поляриметрическим данным. При прохождении через атмосферу сигнал может существенно исказиться. При этом может утратиться вся информация, приобретаемая в результате использования поляриметрических данных. Информация о рассеивающих свойствах точечного рассеивателя на заданной частоте определяется его оператором рассеивания, который, в свою очередь определяется с точностью до фазы пятью вещественными числами. Этим ограничивается размерность данных, играющих роль исходного сырья в задаче распознавания. Ограниченность множества типовых целей, наоборот, существенно облегчает задачу распознавания, поскольку появляется возможность выделить характерные особенности, присущие характеристикам рассеивания каждой из типовых целей.

Учитывая вышесказанное, были выделены следующие **задачи**, которые необходимо решить для достижения поставленной цели:

1. Оценка влияния тропосферы и ионосферы на поляризацию радиолокационного сигнала. Анализ возможности восстановления

поляриметрических данных, искаженных при прохождении через тропосферу и ионосферу.

2. Получение методики извлечения характеристик рассеивателя из данных поляриметрического радиолокатора, использующего для излучения и приема разные антенны с произвольными поляризациями.
3. Анализ влияния характерных особенностей типовых целей на их поляризационные характеристики рассеяния. Исследование информативности поляризационных признаков для распознавания типовых целей применительно к радиолокатору с полным поляризационным анализом и двухканальному радиолокатору путем моделирования характеристик рассеяния типовых целей РЛС дальнего обнаружения.

1.3. Научная новизна работы

Научная новизна работы заключается в следующем:

1. На основе развитой теории представления матриц рассеяния как матриц отображения из одного линейного пространства векторов Джонса в другое получены соотношения, позволяющие получить характеристики оператора рассеяния из данных поляриметрического радиолокатора с произвольными поляризациями антенн, сформулированы в векторной и координатной форме соотношения взаимности для векторов Джонса падающей и рассеянной волн для случая произвольных поляризаций. Показано, что ряд основных соотношений, связанных с матрицей рассеяния и излагаемых в литературе, являются прямым следствием используемого по умолчанию способа выбора базисов для матрицы рассеяния. Предложены обобщения соглашений BSA и FSA на случай произвольных базисов.

2. Предложен способ диагонализации матрицы рассеяния преобразованием подобия, и разъяснен физический смысл получаемых таким способом инвариантов оператора рассеяния. Показано, что нет принципиальной разницы между этим способом и преобразованием конгруэнтности. Данный вывод подтвержден результатами численного моделирования.
3. Оценена реполяризация радиолокационного сигнала в тропосфере, показано, что она мала, и нет необходимости учитывать ее на практике. Получены характерные зависимости порядка величины ионосферных поляризационных эффектов Фарадея и Коттона-Мутона от направления луча, географической широты, дальности. Получены формулы для восстановления матрицы рассеяния, по поляриметрическим данным, искаженным эффектом Фарадея, в случае произвольных поляризаций передающей и приемной антенн. Показано, что в случае, если влиянием эффекта Коттона-Мутона на измерения поляризационной матрицы рассеяния пренебречь нельзя, восстановить истинную матрицу рассеяния из измерений невозможно в принципе.
4. Показано, что в случае отражения от конической цели в большинстве ракурсов, представляющих интерес, закругление излома на основании конуса не оказывает существенного влияния на возможность распознавания этой цели по поляризационным признакам.
5. Обосновано преимущество круговой поляризации на излучение в случае двухканального радиолокатора. Показано, что использование двухканального поляриметрического радиолокатора для распознавания типовых целей РЛС дальнего обнаружения не лишено смысла.

6. Показано, что основными геометрическими свойствами типовых целей РЛС дальнего обнаружения, определяющими возможность их распознавания по поляризационным признакам, является наличие или отсутствие осевой симметрии, а также наличие или отсутствие изломов поверхности. С помощью моделирования характеристик рассеяния целей показано, что наиболее информативным параметром при различении типовых целей РЛС дальнего обнаружения является степень поляризационной анизотропии. Перечислены случаи, в которых могут быть информативны другие поляриметрические параметры.

Достоверность полученных теоретических результатов зиждется на корректном использовании математического аппарата. Достоверность результатов моделирования реполяризации в ионосфере подтверждается сравнением с оценками, полученными приближенными методами, а также качественным анализом полученных результатов. Достоверность результатов моделирования характеристик рассеяния целей обуславливается успешной верификацией программы, использовавшейся для моделирования.

1.4. Положения, выносимые на защиту

По результатам диссертационной работы на защиту выносятся следующие положения:

- Развита теория представления матриц рассеяния как матриц отображения из одного линейного пространства векторов Джонса в другое. В рамках этой теории рассмотрены аспекты радиолокационной поляриметрии, как хорошо известные, так и не рассматривавшиеся ранее, сформулированы соотношения, позволяющие извлекать информацию о характеристиках рассеяния цели из данных поляриметрического радиолокатора, использующего для излучения и приема антенны с произвольными поляризациями.

- Сделаны оценки реполяризации радиолокационного сигнала в тропосфере. Получены характерные зависимости величины ионосферных поляризационных эффектов от направления луча, географической широты, дальности. Исследована возможность восстановления матрицы рассеяния цели по данным, искаженным реполяризацией в ионосфере.
- С помощью теоретического анализа и численного моделирования исследована информативность поляризационных признаков в задаче распознавания типовых целей РЛС дальнего обнаружения для случаев двухканального радиолокатора и радиолокатора с полным поляризационным анализом.

1.5. Публикации и апробация работы

По материалам диссертации сделано 7 докладов на

- 3-й Всероссийской научно-технической конференции «Радиолокация и радиосвязь» (Москва, ИРЭ РАН, 26-30 октября 2009 г.) [63, 64].
- 14 научно-технической конференции «Современные научно-технические проблемы и направления совершенствования вооружения и средств информационного обеспечения войск РКО» (Кубинка, МВИРЭ КВ, 29 октября 2009 г.) [65].
- 52-й научной конференции МФТИ «Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук» (Москва-Долгопрудный, 27-28 ноября 2009 г.) [66].
- 14-м международном молодежном форуме «Радиоэлектроника и молодежь в XXI веке» (Харьков, ХНУРЭ, 24-26 марта 2010 г.) [67].
- XVI и XVII международной научно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь» (Воронеж, 13-15 апреля 2010 г., 12-14 апреля 2011 г.) [68, 69, 70].

Кроме того, часть полученных результатов обсуждалась на семинарах, проводимых в Радиотехническом институте имени академика А.Л. Минца.

По теме диссертации опубликовано: 4 статьи (в том числе 3 в журналах, рекомендованных ВАК) [71, 72, 73, 74]; 9 тезисов и докладов по материалам конференций [63, 64, 65, 66, 67, 68, 69, 70, 75]; 2 научно-технических отчета [76, 77].

Основные результаты первой главы опубликованы в [71], второй главы — в [68, 72, 73, 77, 75], третьей главы — в [63, 64, 65, 66, 67, 69, 70, 74, 76].

Большая часть задач, поставленных в диссертации, решалась в ходе выполнения ОКР «Волга МП» в ОАО «Радиотехнический институт имени академика А.Л. Минца». Разработка и верификация программы, использовавшейся в данной работе для моделирования характеристик рассеяния типовых целей, велась в ходе выполнения НИР «Интеграция РД».

1.6. Используемые понятия и обозначения

1.6.1. Пояснения к некоторым понятиям

Поясним, что мы будем подразумевать ниже под некоторыми понятиями, которые могут толковаться неоднозначно.

Под **«поляризацией»** плоской монохроматической электромагнитной волны будем понимать состояние поляризации волны, определяемое формой эллипса **поляризации** — годографа вектора напряженности электрического поля волны в некоторой точке пространства, а также направлением его обхода. Правое и левое направление обхода будем задавать относительно направления распространения волны.

Под **«поляризацией антенны»** для некоторого направления, следуя стандарту [5], будем понимать поляризацию локально плоской волны в дальней зоне, излученной антенной в этом направлении.

Под **«вектором Джонса»** будем понимать элемент линейного пространства комплексных амплитуд векторов напряженности плоских монохроматических электромагнитных волн, распространяющихся в одном направлении. Такое определение задает вектор Джонса для каждой волны с точностью до произвольного фазового множителя. Для установления взаимной однозначности между множеством таких волн и множеством векторов Джонса будем полагать, что этот фазовый множитель некоторым образом зафиксирован для одной волны из множества, что автоматически фиксирует его для всех остальных волн. Данное определение существенно отличается от имеющихся в литературе. Например, в Физической энциклопедии [88, с. 63] вектор Джонса определяется как «столбец из двух величин, определяющих комплексные амплитуды ортогональных компонент волны в данной точке пространства». Ниже мы обоснуем необходимость нашего более детального определения понятия вектора Джонса.

Под **«реполяризацией»** будем понимать изменение поляризационного состояния плоской монохроматической волны, подразумевая при этом, что волна остается полностью поляризованной. Необходимо отметить, что вместо термина «реполяризация» в отечественной и зарубежной литературе принято использовать термин «деполяризация» («depolarization»). Однако в книгах [50, 51] термин «деполяризация» используется как определение процесса, в котором уменьшается степень поляризации волны. Термин «реполяризация» используется в [50, 51] в указанном выше смысле. Нам кажется это правильным с точки зрения русского языка, и в данной работе будем придерживаться этой терминологии.

Под **поляриметрическим радиолокатором** будем понимать радиолокатор, в котором для излучения и/или для приема используются две независимые антенны с разными поляризациями.

Можно выделить два типа поляриметрических радиолокаторов. Первый тип — это радиолокаторы с **полным поляризационным анализом**. Такие радиолокаторы позволяют измерять матрицу рассеяния цели, и таким образом дают исчерпывающее представление о рассеивающих свойствах цели для заданного направления наблюдения и на заданной длине волны. Другой тип — это радиолокаторы, излучающие на одной поляризации, и принимающие на двух ортогональных поляризациях. Такие радиолокаторы позволяют измерить поляризационное состояние отраженной волны, и таким образом получить представление о том, как преобразуется при рассеянии одна заданная поляризация, на которой излучает радиолокатор. Далее радиолокаторы такого типа будем называть **двухканальными**.

1.6.2. Условные обозначения

Условимся о некоторых обозначениях, которые будем использовать в работе. Верхним индексом «*» будем обозначать комплексное сопряжение чисел, векторов и матриц. Индексом «Т» будем обозначать транспонирование, а индексом «-1» — обращение матрицы. Обозначение для координатных столбцов векторов будем использовать следующее: координатный столбец вектора \mathbf{V} в базисе $\mathbf{V}_1, \mathbf{V}_2$ будем обозначать как $\mathbf{V}_{\mathbf{V}_{1,2}}$.

Векторы Джонса (амплитудные векторы плоской электромагнитной волны) будем помечать нижним подчеркиванием (например, $\underline{\mathbf{E}}$). Такое обозначение используется в ряде фундаментальных литературных источников [50, 51, 52, 23, 1, 12] и его

можно считать устоявшимся. Оно удобно для различения векторов Джонса и векторов напряженности поля.

Векторы Джонса, описывающие волны, распространяющиеся к рассеивателю и от рассеивателя, будем помечать соответственно верхними индексами «+» и «−» (например, \underline{E}^+ , \underline{E}^-). Такое обозначение используется в работах [16, 14, 15] для так называемых «направленных векторов Джонса» (directional Jones vectors) [6] с целью подчеркнуть различие векторов Джонса, соответствующих волнам, распространяющимся в противоположных направлениях. Мы преследуем ту же самую цель, хотя и не вводим никаких новых понятий. Поэтому будем придерживаться этих же обозначений.

2. Матрица рассеяния стабильной радиолокационной цели

2.1. Введение

Несмотря на то, что основы радиолокационной поляриметрии подробно изложены в книгах [49, 50, 51, 52], при решении практических задач возникают вопросы, на которые не удастся найти ясных и однозначных ответов в отечественной и зарубежной литературе. Как извлечь характеристики рассеивателя из данных радиолокатора с полным поляризационным анализом, использующего для излучения и приема разные антенны с произвольными поляризациями? Как сказывается на этих данных электродинамическое свойство взаимности? Каковы фундаментальные причины использования именно преобразования конгруэнтности для преобразования матрицы рассеяния при смене поляризационного базиса и нахождения инвариантных характеристик оператора рассеяния? В чем принципиальное отличие соглашений BSA и FSA, используемых в литературе по поляриметрии?

Возможно, отсутствие однозначных ответов на подобные вопросы — следствие наличия нестыковок и неоднозначностей в понятиях, соглашениях и формулировках, используемых в радиолокационной поляриметрии (что признается специалистами, см. [23], [16], вводную часть в [1], [17]). Ниже мы попытаемся ответить на эти вопросы, используя подход, несколько отличающийся от принятого к изложению основ радиолокационной поляриметрии.

Центральной мыслью, на которой строится дальнейшее изложение, является тот факт, что векторы Джонса (амплитудные векторы напряженности плоских монохроматических волн), описывающие волны, распространяющиеся в разных направлениях, принадлежат разным линейным пространствам. Действительно, употребление слова «вектор» применительно к векторам Джонса подразумевает, что векторы Джонса являются элементами линейного пространства, на котором введены операции сложения и умножения на скаляр. Сложению векторов Джонса соответствует когерентное сложение волн. Умножению векторов Джонса на комплексное число α соответствует умножение интенсивности волны на $|\alpha|^2$ и изменение фазы волны на $\arg \alpha$. Однако сложение векторов Джонса имеет смысл только для волн, распространяющихся в одном направлении. Поэтому необходимо различать линейные пространства векторов Джонса, описывающие волны, распространяющиеся в разных направлениях. В фундаментальной поляриметрической литературе эти линейные пространства не различаются, что на наш взгляд является источником потенциальных ошибок и путаницы. Ситуация усугубляется еще и тем, что зачастую не различаются понятия векторов и координатных столбцов, что далеко не всегда правомерно.

Матрица рассеяния, с учетом вышесказанного, является матрицей линейного отображения из одного пространства векторов Джонса в

другое (а не матрицей преобразования векторов одного пространства). Значения элементов матрицы рассеяния зависят от двух базисов, выбранных в двух разных пространствах векторов Джонса. А форма преобразования матрицы рассеяния определяется преобразованием базиса в каждом из пространств. Выбор базисов, в свою очередь, должен определяться удобством их использования в каждой конкретной задаче. Далее мы опишем две типовые радиолокационные задачи, в которых удобны два различных способа выбора базисов.

Необходимость различения линейных пространств векторов Джонса волн, распространяющихся в противоположных направлениях, была впервые указана в [6], где для описания поляризации волны были введены так называемые «направленные векторы» («directional vectors»). Это понятие не прижилось в радиополяриметрии, однако позже Е. Люнебергом было вновь указано на то, что такое различие векторов Джонса необходимо для корректной формулировки основ радиополяриметрии [14, 16, 15]. Е. Люнеберг в работах [16, 15, 18] предлагает использовать оператор обращения времени для отображения векторов Джонса из одного пространства в другое. Введение такого оператора позволяет внести стройность в формулировки основных соотношений радиолокационной поляриметрии. Однако использование конкретного оператора удобно далеко не во всех практических задачах. Напрашивается более общая формулировка основных соотношений.

Ниже мы попытаемся развить и обобщить основные идеи работы [16]. Мы рассмотрим некоторые вопросы, ранее, по всей видимости, не освещенные в радиополяриметрической литературе: преобразование координат вектора Джонса при комплексном сопряжении, запись матрицы рассеяния, удобная в одной из типовых радиолокационных задач, инварианты оператора рассеяния, получаемые преобразованием подобия, более общий вид соотношений взаимности,

обобщение соглашения FSA на произвольные поляризационные базисы. Кроме того, мы обсудим несколько хорошо известных, фундаментальных фактов, изложив их, используя вышеуказанный подход.

2.2. Векторы Джонса волн, распространяющихся в противоположных направлениях

2.2.1. Комплексное сопряжение векторов Джонса

Получим вспомогательные соотношения, связанные с операцией комплексного сопряжения векторов Джонса, которые будем использовать далее.

Как известно, операция комплексного сопряжения вектора Джонса тождественна обращению направления обхода эллипса поляризации (см. [1], с. 25). Данный факт можно наглядно пояснить, представив волну, описываемую вектором Джонса \underline{E} , в виде суперпозиции двух волн с линейной поляризацией, фазы которых отличаются на $\pi/2$:

$$\underline{E} = \text{Re} \underline{E} + e^{i\pi/2} \text{Im} \underline{E}. \quad (8.1)$$

Комплексное сопряжение вектора \underline{E} обратит разность фаз, и, таким образом, сменит направление обхода эллипса поляризации на противоположное.

В радиополяриметрической литературе нередко комплексное сопряжение вектора отождествляется с комплексным сопряжением его координатного столбца, что в общем случае неверно. Такое отождествление правомерно только в линейном поляризационном базисе, т. е. когда базисные векторы вещественны. Игнорирование данного факта приводит к ограниченной области применимости записываемых выражений и, иногда, к неверным выводам.

Выясним, как изменятся координаты вектора в произвольном базисе при комплексном сопряжении этого вектора. Пусть в базисе $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}$ вектор $\underline{\mathbf{E}}$ имеет координаты E_1 и E_2 :

$$\underline{\mathbf{E}} = E_1 \underline{\mathbf{B}}_1 + E_2 \underline{\mathbf{B}}_2. \quad (8.2)$$

Вектор $\underline{\mathbf{E}}^*$ равен

$$\underline{\mathbf{E}}^* = E_1^* \underline{\mathbf{B}}_1^* + E_2^* \underline{\mathbf{B}}_2^*. \quad (8.3)$$

Пусть

$$\underline{\mathbf{B}}_1^* = V_{11} \underline{\mathbf{B}}_1 + V_{21} \underline{\mathbf{B}}_2, \quad \underline{\mathbf{B}}_2^* = V_{12} \underline{\mathbf{B}}_1 + V_{22} \underline{\mathbf{B}}_2. \quad (8.4)$$

Матрица $\mathbf{V} = V_{ij}$, состоящая из координатных столбцов векторов $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^*$ в базисе $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}$, является матрицей перехода от базиса $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}$ к базису $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^*$. Поэтому для координатных столбцов вектора $\underline{\mathbf{E}}^*$ в базисах $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}$ и $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^*$ справедливо равенство

$$\underline{\mathbf{E}}_{\underline{\mathbf{B}}_{1,2}}^* = \mathbf{V}^{-1} \cdot \underline{\mathbf{E}}_{\underline{\mathbf{B}}_{1,2}}^*. \quad (8.5)$$

С другой стороны, как следует из (8.3),

$$\underline{\mathbf{E}}_{\underline{\mathbf{B}}_{1,2}}^* = \begin{pmatrix} E_1^* \\ E_2^* \end{pmatrix}. \quad (8.6)$$

Объединяя выражения (8.5) и (8.6), получаем

$$\underline{\mathbf{E}}_{\underline{\mathbf{B}}_{1,2}}^* = \mathbf{V} \cdot \begin{pmatrix} E_1^* \\ E_2^* \end{pmatrix} = \mathbf{V} \cdot [\underline{\mathbf{E}}_{\underline{\mathbf{B}}_{1,2}}]^*. \quad (8.7)$$

Как следует из (8.4), матрица \mathbf{V} является единичной матрицей в том и только в том случае, когда $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^* = \underline{\mathbf{B}}_{1,2}$, т.е. когда $\text{Im} \underline{\mathbf{B}}_{1,2} = 0$. В этом случае векторы $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}$ соответствуют линейным поляризациям. В свою очередь, векторы Джонса действительны тогда и только тогда, когда они соответствуют волне с линейной поляризацией. Таким образом, для линейного базиса $\underline{\mathbf{I}}_{1,2}$

$$\underline{\mathbf{E}}_{\underline{\mathbf{I}}_{1,2}}^* = [\underline{\mathbf{E}}_{\underline{\mathbf{I}}_{1,2}}]^*. \quad (8.8)$$

Уточним вид матрицы \mathbf{V} . Пусть матрица перехода к базису $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}$ от линейного ортонормированного базиса $\underline{\mathbf{e}}_x, \underline{\mathbf{e}}_y$ равняется \mathbf{Q} . Тогда, с учетом вышесказанного, \mathbf{Q}^* — матрица перехода от $\underline{\mathbf{e}}_x, \underline{\mathbf{e}}_y$ к $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^*$. Отсюда следует, что матрица перехода от $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}$ к $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^*$ равна

$$\mathbf{V} = \mathbf{Q}^{-1}\mathbf{Q}^*. \quad (8.9)$$

Из последнего выражения видно, что матрица \mathbf{V} обладает следующим свойством:

$$\mathbf{V}\mathbf{V}^* = \mathbf{I}, \quad (8.10)$$

где \mathbf{I} — единичная матрица. Это свойство также напрямую следует из того факта, что в результате двойного комплексного сопряжения вектора получается исходный вектор. Действительно, применим операцию комплексного сопряжения к вектору $\underline{\mathbf{E}}^*$. Тогда, согласно (8.7),

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix} &\equiv \left(\left[\underline{\mathbf{E}}^* \right]^* \right)_{\underline{\mathbf{B}}_{1,2}} = \mathbf{V} \cdot \left[\begin{matrix} \underline{\mathbf{E}}^* \\ \underline{\mathbf{B}}_{1,2} \end{matrix} \right]^* = \\ &= \mathbf{V} \cdot \left[\mathbf{V} \cdot \begin{pmatrix} E_1^* \\ E_2^* \end{pmatrix} \right]^* = \mathbf{V}\mathbf{V}^* \cdot \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (8.11)$$

из чего следует, что $\mathbf{V}\mathbf{V}^* = \mathbf{I}$.

Поясним использование полученных формул на простейших примерах. Для линейного базиса $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}$, очевидно, $\mathbf{V} = \mathbf{I}$, и комплексное сопряжение вектора Джонса тождественно комплексному сопряжению его координатного столбца. Для базиса из круговых поляризаций

$$\underline{\mathbf{B}}_1 \quad \underline{\mathbf{e}}_x, \underline{\mathbf{e}}_y = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}, \quad \underline{\mathbf{B}}_2 \quad \underline{\mathbf{e}}_x, \underline{\mathbf{e}}_y = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \quad (8.12)$$

матрица переход от базиса $\underline{\mathbf{e}}_x, \underline{\mathbf{e}}_y$ равняется

$$\mathbf{Q} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -i & i \end{pmatrix}, \quad (8.13)$$

и, следовательно, матрица \mathbf{V} равна

$$\mathbf{V} = \mathbf{Q}^{-1}\mathbf{Q}^* = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (8.14)$$

Применим формулу (8.7) к векторам $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}$. Очевидно, что комплексное сопряжение переводит их друг в друга. Также очевидно, что

$$\underline{\mathbf{B}}_1 \underline{\mathbf{B}}_{1,2} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \underline{\mathbf{B}}_2 \underline{\mathbf{B}}_{1,2} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (8.15)$$

Применение формулы (8.7) дает ожидаемый результат:

$$\begin{aligned} \mathbf{V} \cdot \left[\underline{\mathbf{B}}_1 \underline{\mathbf{B}}_{1,2} \right]^* &= \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \underline{\mathbf{B}}_2 \underline{\mathbf{B}}_{1,2}, \\ \mathbf{V} \cdot \left[\underline{\mathbf{B}}_2 \underline{\mathbf{B}}_{1,2} \right]^* &= \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \underline{\mathbf{B}}_1 \underline{\mathbf{B}}_{1,2}. \end{aligned} \quad (8.16)$$

2.2.2. Вспомогательные операторы

Поляризационное состояние плоской монохроматической электромагнитной волны определяется формой траектории, которую описывает конец вектора напряженности в некоторой точке пространства и направлением его обхода. Однако одну и ту же траекторию могут описывать векторы напряженности, соответствующие волнам, распространяющимся в противоположных направлениях. Иными словами, множествам волн, распространяющихся в противоположных направлениях, соответствует одно и то же множество траекторий конца вектора напряженности.

По этой причине нередко в литературе (например, в [16]) не различаются множества поляризаций волн, распространяющихся в противоположных направлениях. На наш взгляд это некорректно, если речь идет о поляризации волны, поскольку в данном случае поляризационное состояние — атрибут волны, а не поля в заданной точке пространства. Однако логично установить взаимно однозначное отображение (биекцию) между волнами, распространяющимися в противоположных направлениях. Выбор такого отображения должен определяться характером задачи, в которой такие волны

рассматриваются. Ниже мы опишем три возможных отображения, которые удобно использовать в разных типах задач.

Введем три вспомогательных оператора \mathcal{T} , \mathcal{M} и \mathcal{R} , которые будем использовать ниже для отображений между множествами волн, распространяющимися в противоположных направлениях, а также между множествами их векторов Джонса.

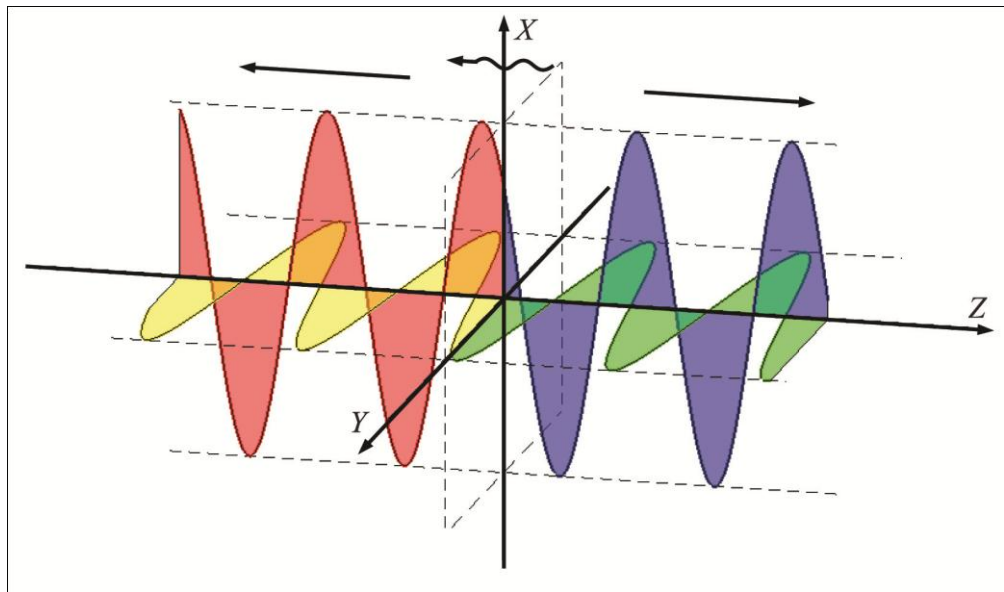


Рисунок 1. Оператор \mathcal{T} . Волна-прообраз — синяя и зеленая синусоиды, волна-образ — красная и желтая.

Рассмотрим сначала оператор \mathcal{T} , каждой плоской монохроматической волне ставящий в соответствие волну, получаемую из первой путем обращения времени (рис. 1). Этот оператор также рассматривается в статье [16]. Данный оператор сохраняет форму, размеры и ориентацию поляризационного эллипса волны. Однако направления обхода поляризационных эллипсов волны-образа и волны-прообраза противоположны, если рассматривать эллипсы в трехмерном пространстве. Если же рассматривать эллипсы в плоскости, и смотреть в направлении распространения волны, то в результате действия оператора \mathcal{T} направление обхода эллипса сохранится. Оператор \mathcal{T}

полулинеен в том смысле, что для любых векторов Джонса $\underline{\mathbf{E}}_{1,2}$ и для любых комплексных чисел $\alpha_{1,2}$ справедливо следующее выражение:

$$\mathcal{T} \alpha_1 \underline{\mathbf{E}}_1 + \alpha_2 \underline{\mathbf{E}}_2 = \alpha_1^* \mathcal{T} \underline{\mathbf{E}}_1 + \alpha_2^* \mathcal{T} \underline{\mathbf{E}}_2, \quad (8.17)$$

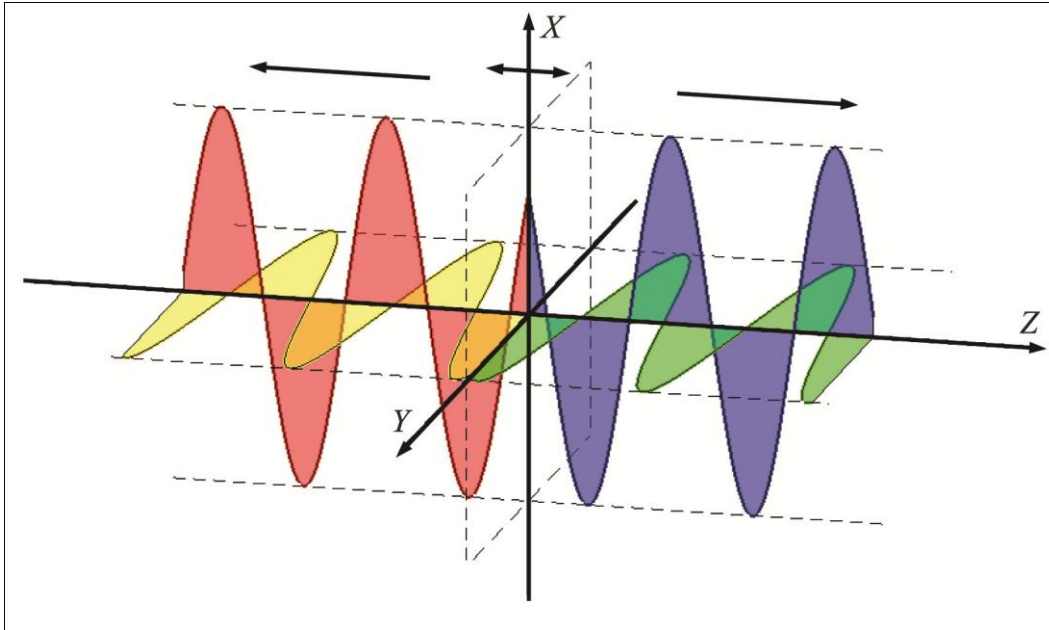


Рисунок 2. Отображение \mathcal{M} . Волна-прообраз — синяя и зеленая синусоиды, волна-образ — красная и желтая.

Рассмотрим другой оператор — \mathcal{M} , каждой плоской монохроматической волне ставящий в соответствие волну, получаемую из первой путем зеркального отражения относительно произвольно выбранной плоскости, перпендикулярной направлению распространения (рис. 2). Оператор \mathcal{M} также сохраняет форму, размеры и ориентацию поляризационного эллипса. Однако в отличие от оператора \mathcal{T} он сохраняет и направление обхода поляризационного эллипса, если рассматривать эллипс в трехмерном пространстве. Если рассматривать эллипсы в плоскости и смотреть в направлении распространения волны, то в результате действия оператора \mathcal{M} направление обхода эллипса поменяется на противоположное. Оператор \mathcal{M} , очевидно, линеен.

Из определений операторов \mathcal{T} и \mathcal{M} , а также физического смысла комплексного сопряжения векторов Джонса, следует, что для любого вектора Джонса $\underline{\mathbf{E}}$ с точностью до фазы справедливо соотношение

$$\mathcal{T} \underline{\mathbf{E}} = [\mathcal{M} \underline{\mathbf{E}}]^*. \quad (8.18)$$

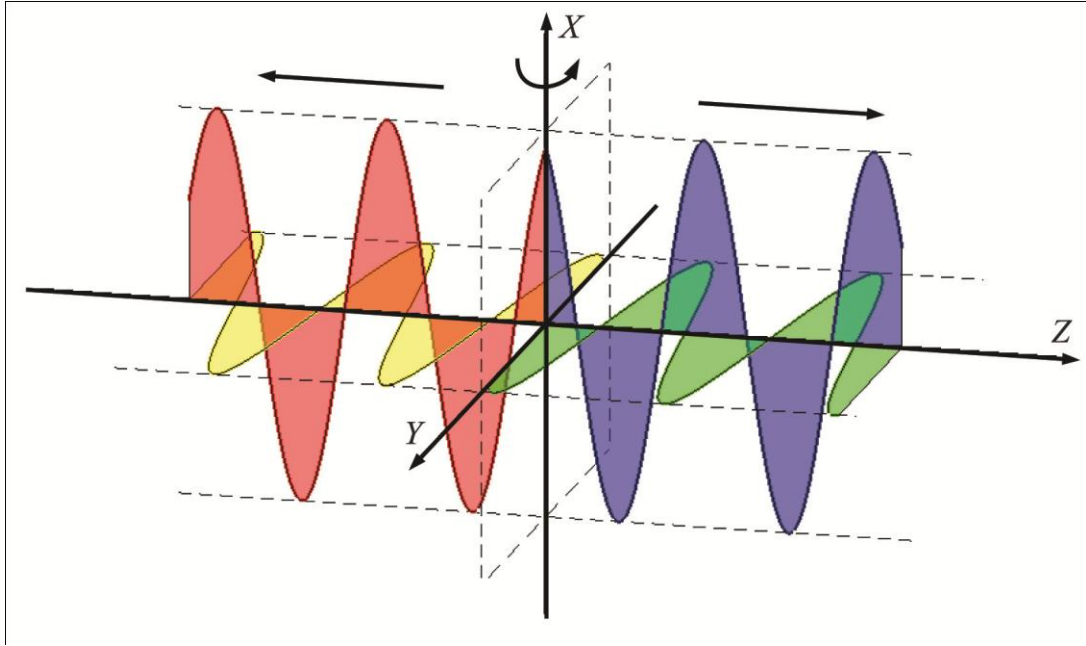


Рисунок 3. Оператор \mathcal{R} . Волна-прообраз — синяя и зеленая синусоиды, волна-образ — красная и желтая.

Введем третий оператор \mathcal{R} , каждой плоской монохроматической волне ставящий в соответствие волну, получаемую из первой путем поворота на 180° вокруг произвольно выбранной оси, перпендикулярной направлению распространения (рис. 3). Для определенности будем выбирать ось, определяемую вектором $\underline{\mathbf{e}}_x^+$ ортонормированного базиса $\underline{\mathbf{e}}_x^+, \underline{\mathbf{e}}_x^+$. Этот оператор сохраняет форму и размеры поляризационного эллипса, отражает его относительно оси вращения в плоскости волнового фронта и обращает направление обхода, если рассматривать эллипс в трехмерном пространстве. Оператор \mathcal{R} , очевидно, линеен.

Из определения оператора \mathcal{R} и выражения следует, что для любого вектора Джонса $\underline{\mathbf{E}}^+$ с точностью до фазы справедливо соотношение

$$\begin{aligned} \mathcal{R}(\underline{\mathbf{E}}^+)_{\underline{\mathbf{e}}_x^-, \underline{\mathbf{e}}_y^-} &= \sigma_3 \cdot \mathcal{M}(\underline{\mathbf{E}}^+)_{\underline{\mathbf{e}}_x^-, \underline{\mathbf{e}}_y^-} = \\ &= \sigma_3 \cdot \left[\mathcal{T}(\underline{\mathbf{E}}^+)_{\underline{\mathbf{e}}_x^-, \underline{\mathbf{e}}_y^-} \right]^*, \end{aligned} \quad (8.19)$$

где

$$\sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (8.20)$$

а $\underline{\mathbf{e}}_x^-, \underline{\mathbf{e}}_y^-$ — линейный ортонормированный базис, векторы которого ориентированы так же, как векторы базиса $\underline{\mathbf{e}}_x^+, \underline{\mathbf{e}}_y^+$. Получим соотношение, аналогичное (8.19) для случая произвольного базиса $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^-$. Пусть \mathbf{Q} — матрица перехода от $\underline{\mathbf{e}}_x^-, \underline{\mathbf{e}}_y^-$ к $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^-$. Тогда для любого вектора Джонса $\underline{\mathbf{E}}^-$ справедливо равенство

$$\underline{\mathbf{E}}^-_{\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^-} = \mathbf{Q}^{-1} \cdot \underline{\mathbf{E}}^-_{\underline{\mathbf{e}}_x^-, \underline{\mathbf{e}}_y^-}. \quad (8.21)$$

Объединяя (8.19) и (8.21), получим

$$\begin{aligned} \mathcal{R}(\underline{\mathbf{E}}^+)_{\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^-} &= \mathbf{Q}^{-1} \sigma_3 \mathbf{Q} \cdot \mathcal{M}(\underline{\mathbf{E}}^+)_{\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^-} = \\ &= \mathbf{Q}^{-1} \sigma_3 \mathbf{Q}^* \cdot \left[\mathcal{T}(\underline{\mathbf{E}}^+)_{\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^-} \right]^*. \end{aligned} \quad (8.22)$$

Рисунок 4 иллюстрирует преобразования поляризационных состояний в результате действия каждого из операторов \mathcal{M} , \mathcal{T} и \mathcal{R} . На нем показано, как меняется эллипс поляризации и направление его обхода при действии операторов.

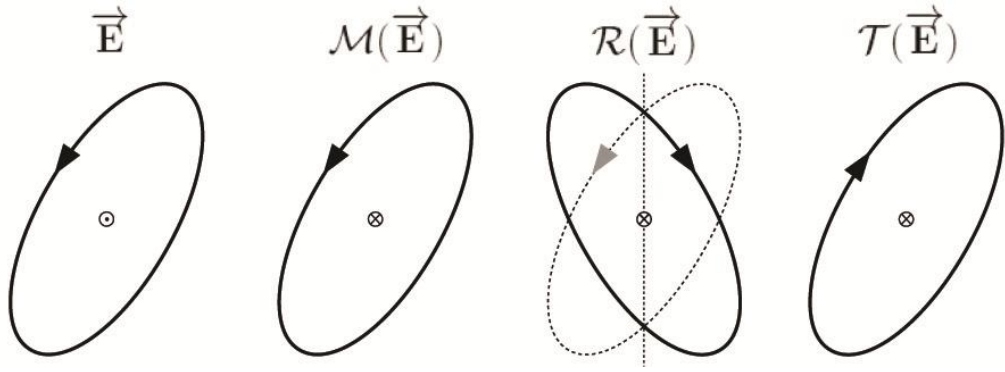


Рисунок 4. Эллипсы поляризаций волны-образа и волны-прообраза.

2.3. Выбор базисов для матрицы рассеяния

2.3.1. Три способа выбора базисов для матрицы рассеяния

Рассмотрим три возможных способа выбора базисов для записи матрицы рассеяния, которые удобны в трех разных типах задач.

Рассмотрим приемопередающую систему, в которой для излучения и приема используется одна и та же антенна. Поляризация волны, излучаемой антенной в режиме передачи, и поляризация падающей волны, при которой принимаемая мощность будет максимальна (согласованная поляризация), связаны между собой. Ориентация эллипсов этих поляризаций в трехмерном пространстве одинакова, но направления их обхода противоположны (см. [1], с. 32). Т.е. если поляризация антенны в режиме излучения характеризуется вектором Джонса $\underline{\mathbf{H}}^+$, то согласованная поляризация в режиме приема будет характеризоваться вектором $\underline{\mathbf{H}}^- = \mathcal{T} \underline{\mathbf{H}}^+$.

При рассмотрении таких систем удобно записывать матрицу рассеяния в базисах, $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+$, $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^-$, выбираемых следующим образом: $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^- = \mathcal{T} \underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+$. Матрицу рассеяния, записанную в базисах, выбранных таким образом, будем обозначать как $\mathbf{S}_{\mathcal{T}}$. Именно эта матрица, как правило, понимается под матрицей рассеяния в радиолокационных

приложениях. И именно такой способ выбора базисов является причиной использования преобразований псевдоподобия и конгруэнтности для преобразования матрицы рассеяния в радиолокационных задачах (см. ниже). Однако такой способ выбора базисов не всегда удобен.

Рассмотрим другой типовой случай — приемопередающую систему, в которой для излучения и приема используются антенны, излучающие на эллиптических поляризациях с противоположными направлениями обхода эллипсов. В такой системе может быть как одна перестраиваемая антенна, так и две разные антенны для излучения и приема. Типичный пример такой системы — радиолокатор, для излучения использующий антенну с правой круговой поляризацией, а для приема использующий другую антенну с левой круговой поляризацией (см. определение поляризации антенны в разделе 1.6.1). В случае, если в радиолокаторе используется электронное сканирование, при движении луча поляризационные эллипсы излучаемой волны и согласованной поляризации в режиме приема могут менять свою форму. Однако ориентация, форма и направления обхода этих двух эллипсов будут совпадать, если рассматривать их в трехмерном пространстве. Таким образом, если поляризация волны, излучаемой антенной в такой системе, характеризуется вектором Джонса $\underline{\mathbf{H}}^+$, то согласованная поляризация в режиме приема будет характеризоваться вектором $\underline{\mathbf{H}}^- = \mathcal{M} \underline{\mathbf{H}}^+$.

При рассмотрении таких систем удобно записывать матрицу рассеяния в базисах, $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+$, $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^-$, связанных соотношением: $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^- = \mathcal{M} \underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+$. Матрицу рассеяния, записанную в базисах, выбранных таким образом, будем обозначать как $\mathbf{S}_{\mathcal{M}}$.

Найдем связь между матрицами \mathbf{S}_T и \mathbf{S}_M . Пусть \mathbf{V} — матрица перехода от базиса $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+$ к базису $\left[\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+\right]^*$. Из определений операторов T и M следует, что \mathbf{V} также является матрицей перехода от базиса $M \underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+$ к базису $T \underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+$. Тогда легко видеть, что

$$\mathbf{S}_M = \mathbf{V} \cdot \mathbf{S}_T. \quad (8.23)$$

Рассмотрим еще один типовой выбор базисов для записи матрицы рассеяния, удобный в оптических и общезфизических задачах при обратном рассеянии. В таких задачах принято выбирать линейный поляризационный базис таким образом, чтобы его орты совпадали с ортами \mathbf{e}_φ и \mathbf{e}_θ сферической системы координат, центр которой находится у рассеивателя. При этом орт \mathbf{e}_r должен совпадать с направлением распространения волны. В случае обратного рассеяния при таком выборе базисов орты \mathbf{e}_φ , \mathbf{e}_θ и \mathbf{e}_r , соответствующие падающей и отраженной волне, получаются друг из друга непрерывным поворотом на 180° вокруг \mathbf{e}_θ , что соответствует действию оператора \mathcal{R} . Матрицу рассеяния в базисах $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+$, $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^-$, связанных соотношением: $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^- = \mathcal{R} \underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+$, будем обозначать через \mathbf{S}_R .

Найдем связь между матрицей \mathbf{S}_R и матрицами \mathbf{S}_M и \mathbf{S}_T . Пусть \mathbf{Q} — матрица перехода от ортонормированного линейного базиса $\underline{\mathbf{e}}_x^+, \underline{\mathbf{e}}_y^+$ к $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+$. Матрица перехода от базиса $\mathcal{R} \underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+$ к базису $M \underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+$, согласно (8.22) равна $\mathbf{Q}^{-1} \sigma_3 \mathbf{Q}$. Поэтому, учитывая (8.23) и (8.9),

$$\mathbf{S}_R = \mathbf{Q}^{-1} \sigma_3 \mathbf{Q} \cdot \mathbf{S}_M = \mathbf{Q}^{-1} \sigma_3 \mathbf{Q}^* \cdot \mathbf{S}_T. \quad (8.24)$$

2.3.2. Преобразование матриц рассеяния при смене базисов

Как уже было сказано, матрица рассеяния — это матрица линейного отображения. Как любая матрица линейного отображения, матрица рассеяния при смене базисов преобразуется по закону [33]

$$\mathbf{S}' = \mathbf{P}^{-1} \cdot \mathbf{S} \cdot \mathbf{Q}, \quad (8.25)$$

где \mathbf{P} и \mathbf{Q} — матрицы перехода к новым базисам в пространствах образов и прообразов соответственно. Подчеркнем еще раз, что пространства образов и прообразов линейного отображения, матрицей которого является матрица рассеяния, — это разные линейные пространства.

Выясним, как преобразуются матрицы $\mathbf{S}_{\mathcal{T}}$, $\mathbf{S}_{\mathcal{M}}$ и $\mathbf{S}_{\mathcal{R}}$ при смене базиса $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+$. Пусть \mathbf{A} — матрица перехода к новому базису $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}'^+$. Матрица \mathbf{A} состоит из координатных столбцов векторов $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}'^+$ в базисе $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+$.

Рассмотрим сначала матрицу $\mathbf{S}_{\mathcal{T}}$. Из соотношения (8.17) следует, что координатные столбцы векторов $\mathcal{T}\left(\underline{\mathbf{B}}_{1,2}'^+\right)$ в базисе $\mathcal{T} \underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+$ есть комплексно сопряженные столбцы матрицы \mathbf{A} , т.е. матрица перехода от базиса $\mathcal{T} \underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+$ к базису $\mathcal{T}\left(\underline{\mathbf{B}}_{1,2}'^+\right)$ есть \mathbf{A}^* . Обозначим матрицу рассеяния, записанную в базисах $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}'^+$, $\mathcal{T}\left(\underline{\mathbf{B}}_{1,2}'^+\right)$, как $\mathbf{S}_{\mathcal{T}}'$. Из вышесказанного следует, что

$$\mathbf{S}_{\mathcal{T}}' = \left[\mathbf{A}^*\right]^{-1} \mathbf{S}_{\mathcal{T}} \mathbf{A}. \quad (8.26)$$

В частном случае, когда матрица \mathbf{A} унитарна (обозначим ее \mathbf{U}), получаем канонический закон преобразования матрицы рассеяния (преобразование конгруэнтности), широко употребляемый в радиополяриметрической литературе:

$$\mathbf{S}_{\mathcal{T}}' = \mathbf{U}^T \cdot \mathbf{S}_{\mathcal{T}} \cdot \mathbf{U}. \quad (8.27)$$

Рассмотрим теперь матрицу $\mathbf{S}_{\mathcal{M}}$. В виду линейности оператора \mathcal{M} координатные столбцы векторов $\mathcal{M}\left(\underline{\mathbf{B}}_{1,2}'^+\right)$ в базисе $\mathcal{M} \underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+$ равны столбцам матрицы \mathbf{A} . Т.е. \mathbf{A} — матрица перехода от базиса $\mathcal{M} \underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+$ к

базису $\mathcal{M}\left(\underline{\mathbf{B}}_{1,2}'^+\right)$. Обозначим матрицу рассеяния, записанную в базисах $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}'^+$, $\mathcal{M}\left(\underline{\mathbf{B}}_{1,2}'^+\right)$, как $\mathbf{S}'_{\mathcal{M}}$. Тогда, учитывая (8.25), получаем следующий закон преобразования матрицы $\mathbf{S}_{\mathcal{M}}$ (преобразование подобия):

$$\mathbf{S}'_{\mathcal{M}} = \mathbf{A}^{-1} \mathbf{S}_{\mathcal{M}} \mathbf{A}. \quad (8.28)$$

Оператор \mathcal{R} также линеен. Поэтому при смене базиса $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}'^+$ матрица рассеяния $\mathbf{S}'_{\mathcal{R}}$ в новых базисах также получается преобразованием подобия:

$$\mathbf{S}'_{\mathcal{R}} = \mathbf{A}^{-1} \mathbf{S}_{\mathcal{R}} \mathbf{A}. \quad (8.29)$$

2.3.3. Соглашения BSA и FSA

В зарубежной литературе используют два соглашения о выборе базисов для записи матрицы рассеяния (см. [1, с. 50], [13, с. 61], [22, с. 65]): BSA (back scattering alignment) и FSA (forward scattering alignment). В случае записи матрицы рассеяния в линейных ортонормированных поляризационных базисах $\underline{\mathbf{e}}_x^+, \underline{\mathbf{e}}_y^+$ и $\underline{\mathbf{e}}_x^-, \underline{\mathbf{e}}_y^-$ разница между этими соглашениями сводится к различному направлению векторного произведения $\underline{\mathbf{e}}_x^- \times \underline{\mathbf{e}}_y^-$. В случае BSA векторное произведение направлено на цель, а векторы $\underline{\mathbf{e}}_{x,y}^-$ совпадают по направлению с $\underline{\mathbf{e}}_{x,y}^+$. Это соглашение используется в радиолокационной поляриметрии, поскольку оно удобно в тех случаях, когда для излучения и приема используется одна и та же антенна. В случае FSA векторное произведение $\underline{\mathbf{e}}_x^- \times \underline{\mathbf{e}}_y^-$ направлено на приемник, векторы $\underline{\mathbf{e}}_x^+$ и $\underline{\mathbf{e}}_x^-$ совпадают по направлению, а $\underline{\mathbf{e}}_y^+$ и $\underline{\mathbf{e}}_y^-$ направлены в противоположные стороны. Это соглашение используется в оптических и общезначимых задачах.

В литературе отсутствует однозначная формулировка соглашений BSA и FSA для произвольных базисов. По признанию специалистов вопрос о корректном определении данных соглашений для

произвольных базисов остается открытым (см. [23] и [16]). В [51] авторы увязывают данные соглашения с выбором формы преобразования матрицы рассеяния при смене базисов. На наш взгляд это не вполне корректно, поскольку связь между соглашением о выборе базисов и формой преобразования матрицы при смене базисов не взаимно однозначна. В качестве примера можно привести матрицы $S_{\mathcal{R}}$ и $S_{\mathcal{M}}$, у которых форма преобразования при смене базисов одинакова, однако соглашения о выборе базисов различны. В работе [18] указывается, что координатные столбцы векторов Джонса падающих волн в линейных поляризационных базисах, выбранных в соответствии с соглашениями BSA и FSA, отличаются комплексным сопряжением. Однако формулировка этих соглашений для общего случая в работе [18] не приводится.

Из имеющихся в литературе формулировок соглашения BSA [22, 1, 23, 18] можно сделать вывод, что использование этого соглашения подразумевает запись матрицы рассеяния в таких базисах, в которых соответствующие базисные векторы падающей и рассеянной волн связаны между собой так же, как излучаемая поляризация антенны связана с поляризацией падающей волны, при которой мощность, принимаемая той же антенной максимальна. В этом смысле соглашение BSA абсолютно идентично нашему соглашению о выборе базисов для матрицы S_T .

Соглашение FSA для обратного рассеяния вводится как частный случай более общего соглашения. В нем при рассеянии вперед векторы Джонса падающей и рассеянной волн записывают в одном и том же базисе, а базис для рассеянной волны в других направлениях получают непрерывным поворотом базиса для рассеяния вперед. Поэтому соглашение FSA для обратного рассеяния идентично соглашению о выборе базисов для матрицы $S_{\mathcal{R}}$.

Таким образом, соглашения о способах выбора базисов для матриц S_T и S_R являются удобным обобщением определений соглашений BSA и FSA на случай произвольных базисов. При таком обобщении этих соглашений преобразование матрицы рассеяния в форме BSA будет описываться формулой (8.26), а форме FSA — формулой (8.29), как и указано в [51].

2.4. Измерение и свойства матрицы рассеяния

2.4.1. Измерение матрицы рассеяния антеннами с произвольными поляризациями

Рассмотрим пример поляриметрического радиолокатора с электронным сканированием, который в направлении нормали к антенному полотну излучает на антеннах с круговыми поляризациями, а принимает на антенны с линейными ортогональными поляризациями. При отклонении луча от нормали к антенному полотну ортогональность между линейными поляризациями нарушится, а эллипсы круговых поляризаций станут вытянутыми. Помимо влияния отклонения луча, поляризации антенн искажаются из-за взаимного влияния излучателей антенной решетки, а также из-за искажений, возникающих в антенно-фидерном тракте. Это, в свою очередь приводит к дополнительным трансформациям поляризаций антенн (рис. 5).

Ясно, что поляризационный базис, в котором измеряется матрица рассеяния подобным радиолокатором, существенно зависит от направления луча. Однако эта зависимость может быть установлена априори, до измерения матрицы рассеяния, путем натурных измерений и численного моделирования. Таким образом, возникает следующая задача: по имеющимся данным измерений матрицы рассеяния и

поляризаций антенн получить матрицу рассеяния в исходных, неискаженных базисах.

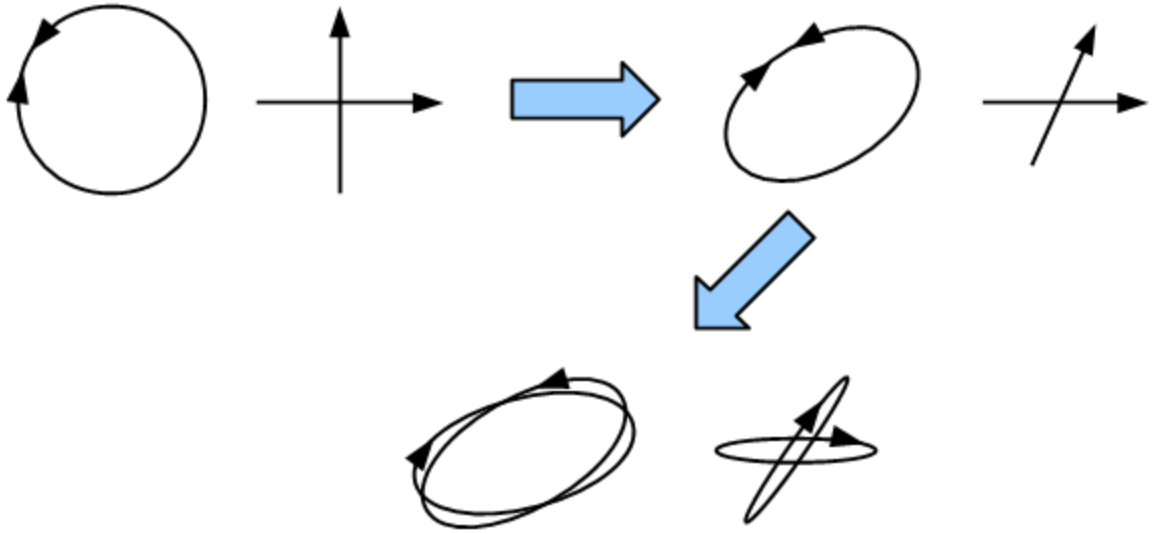


Рисунок 5. Изменение поляризаций приемных и передающих антенн.

Рассмотрим общий случай: радиолокатор, у которого излучение ведется на антеннах с поляризациями, характеризуемыми векторами Джонса $\underline{T}_{1,2}^+$, а прием на антеннах с поляризациями, характеризуемыми векторами Джонса $\underline{R}_{1,2}^+$. Пусть \underline{Q}_T — матрица перехода от базиса $\underline{T}_{1,2}^{0+}$ к базису $\underline{T}_{1,2}^+$, а матрица \underline{Q}_R — матрица перехода от $\underline{R}_{1,2}^{0+}$ к $\underline{R}_{1,2}^+$. Найдем матрицу рассеяния, измеряемую радиолокатором с антеннами, поляризации которых характеризуются векторами $\underline{T}_{1,2}^{0+}$ и $\underline{R}_{1,2}^{0+}$.

Поляризации падающих волн, согласованные с поляризациями приемных антенн, характеризуются векторами Джонса

$$\underline{R}_{1,2}^{0-} = \mathcal{T} \underline{R}_{1,2}^{0+}, \quad \underline{R}_{1,2}^- = \mathcal{T} \underline{R}_{1,2}^+. \quad (8.30)$$

Соответственно, $\underline{T}_{1,2}^{0+}$, $\mathcal{T} \underline{R}_{1,2}^{0+}$ и $\underline{T}_{1,2}^+$, $\mathcal{T} \underline{R}_{1,2}^+$ — базисы, в которых измеряется матрица рассеяния данным радиолокатором. Обозначим матрицу рассеяния в базисах $\underline{T}_{1,2}^+$, $\mathcal{T} \underline{R}_{1,2}^+$ через \underline{M} , в базисах $\underline{T}_{1,2}^{0+}$, $\mathcal{T} \underline{R}_{1,2}^{0+}$ — через \underline{S} .

Из полулинейности оператора \mathcal{T} следует (см. (8.17)), что координатные столбцы векторов $\mathcal{T} \underline{\mathbf{R}}_{1,2}^+$ в базисе $\mathcal{T} \underline{\mathbf{R}}_{1,2}^{0+}$ комплексно сопряжены координатным столбцам $\underline{\mathbf{R}}_{1,2}^+$ в базисе $\underline{\mathbf{R}}_{1,2}^{0+}$. Поэтому матрица перехода от базиса $\mathcal{T} \underline{\mathbf{R}}_{1,2}^{0+}$ к базису $\mathcal{T} \underline{\mathbf{R}}_{1,2}^+$ равна \mathbf{Q}_R^* . Тогда из формулы (8.25) следует, что

$$\mathbf{M} = [\mathbf{Q}_R^*]^{-1} \cdot \mathbf{S} \cdot \mathbf{Q}_T. \quad (8.31)$$

Отсюда

$$\mathbf{S} = \mathbf{Q}_T^{-1} \cdot \mathbf{M} \cdot \mathbf{Q}_R^*. \quad (8.32)$$

Выражение (8.32) связывает измеренную матрицу рассеяния и матрицу рассеяния в неискаженных базисах.

На первый взгляд полученное соотношение достаточно очевидно. Действительно, оно отражает преобразование матрицы при смене базисов, и является частным случаем формулы (8.25). Неочевидным является комплексное сопряжение матрицы \mathbf{Q}_R . С одной стороны «эллипсы поляризации антенны и принимаемой ею волны имеют одинаковую форму и одинаково ориентированы в пространстве, но имеют различные направления вращения, если смотреть на обе волны со стороны антенны» ([1, с. 32]). С другой стороны для обращения направления обхода поляризационного эллипса необходимо применить операцию комплексного сопряжения соответствующего вектора Джонса. Однако из этих фактов никак не следует необходимость комплексного сопряжения в (8.32). Во-первых, как мы показали в разделе 2.2.1, комплексное сопряжение вектора Джонса в общем случае не тождественно комплексному сопряжению его координатного столбца. Во-вторых, векторы Джонса, описывающие поляризации приемных антенн и падающей волны, принадлежат разным линейным пространствам. Поэтому комплексное сопряжение векторов Джонса,

соответствующих поляризациям приемных антенн, не даст в результате векторы, описывающие поляризации принимаемой волны.

Комплексное сопряжение матрицы \mathbf{Q}_R в (8.32) является следствием полулинейности (см. (8.17)) отображения, связывающего поляризацию антенны и поляризацию волны, лучше всего принимаемую данной антенной (в наших обозначениях это отображение — оператор T).

2.4.2. Соотношения взаимности

Хорошо известно, как сказывается электродинамическое свойство взаимности на матрице рассеяния, представленной в линейных ортонормированных базисах, одинаково ориентированных в пространстве. В таких базисах матрица рассеяния симметрична [1].

Насколько нам известно, более общий вид соотношений взаимности не рассмотрен в радиополяриметрической литературе. Попробуем заполнить этот пробел: сформулируем сначала соотношение взаимности для векторов Джонса в векторной форме, а затем выведем координатную форму этого соотношения для матриц \mathbf{S}_M , \mathbf{S}_T и \mathbf{S}_R , а также для общего случая.

Соотношение взаимности для векторов поля в задаче рассеяния плоской волны впервые сформулировано в работе [26]. Другой вывод этого соотношения, математически более строгий, приводится в работе [8].

В наших обозначениях соотношение взаимности для векторов Джонса формулируется следующим образом: для любых двух векторов Джонса падающей волны $\underline{\mathbf{E}}_{1,2}^+$ справедливо равенство

$$\left\langle \mathcal{M} \underline{\mathbf{E}}_1^+ \mid \mathcal{S} \underline{\mathbf{E}}_2^+ \right\rangle_S = \left\langle \mathcal{M} \underline{\mathbf{E}}_2^+ \mid \mathcal{S} \underline{\mathbf{E}}_1^+ \right\rangle_S. \quad (8.33)$$

Здесь запись $\langle \underline{\mathbf{a}} \mid \underline{\mathbf{b}} \rangle_S$ означает **симметричное** скалярное произведение векторов $\underline{\mathbf{a}}$ и $\underline{\mathbf{b}}$, а \mathcal{S} — линейный оператор рассеяния, матрицей

которого является матрица рассеяния. Подчеркнем, что поскольку в (8.33) используется симметричное скалярное произведение, это выражение не несет в себе никакого энергетического смысла. Если проследить вывод соотношения взаимности, можно убедиться, что использование в этом соотношении именно симметричного скалярного произведения является проявлением симметричности тензора диэлектрической проницаемости среды.

Выражение (8.33) отличается от соотношения, приведенного в [8], наличием оператора \mathcal{M} . Необходимость использования этого оператора в (8.33) обусловлена тем, что мы имеем дело с векторами Джонса, в то время как в [8] соотношение взаимности записано для векторов напряженности поля.

Использовать результаты, сформулированные для векторов напряженности поля, применительно к векторам Джонса нужно с большой осторожностью, поскольку это разнородные векторы: векторы Джонса характеризуют амплитудную напряженность плоских электромагнитных волн, в то время как векторы напряженности характеризуют поле в заданной точке пространства. В частности, операция сложения для векторов напряженности и векторов Джонса имеет разный физический смысл.

Перейдем к координатной записи. Рассмотрим сначала матрицу $\mathbf{S}_{\mathcal{M}}$, записанную в базисах $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+$, $\mathcal{M} \underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+$. В координатной форме выражение (8.33) запишется в виде

$$\begin{aligned} & \left[\mathcal{M} \underline{\mathbf{E}}_1^+ \quad \mathcal{M} \underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+ \right]^T \cdot \mathbf{G}_S \cdot \mathbf{S}_{\mathcal{M}} \cdot \underline{\mathbf{E}}_2^+_{\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+} = \\ & = \left[\mathcal{M} \underline{\mathbf{E}}_2^+ \quad \mathcal{M} \underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+ \right]^T \cdot \mathbf{G}_S \cdot \mathbf{S}_{\mathcal{M}} \cdot \underline{\mathbf{E}}_1^+_{\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+}. \end{aligned} \quad (8.34)$$

Здесь \mathbf{G}_S — матрица Грама выбранного базиса для симметричного скалярного произведения, определяемая следующим образом:

$$[\mathbf{G}_S]_{ij} = \langle \mathcal{M} \underline{\mathbf{B}}_i | \mathcal{M} \underline{\mathbf{B}}_j \rangle_S = \langle \underline{\mathbf{B}}_i | \underline{\mathbf{B}}_j \rangle_S. \quad (8.35)$$

Если матрицу перехода от ортонормированного линейного базиса $\underline{\mathbf{e}}_x, \underline{\mathbf{e}}_y$ к базису $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+$ обозначить через \mathbf{Q} , то матрица Грама будет равна

$$\mathbf{G}_S = \mathbf{Q}^T \mathbf{Q}. \quad (8.36)$$

Из определения оператора \mathcal{M} очевидно, что

$$\mathcal{M} \underline{\mathbf{E}}_{1,2}^+ \underset{\mathcal{M} \underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+}{=} \underline{\mathbf{E}}_{1,2}^+ \underset{\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+}{.} \quad (8.37)$$

Объединяя (8.34) и (8.37) и учитывая, что в результате транспонирования скаляр не меняется, получаем:

$$\begin{aligned} \left[\underline{\mathbf{E}}_1^+ \underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+ \right]^T \cdot \mathbf{G}_S \cdot \mathbf{S}_{\mathcal{M}} \cdot \underline{\mathbf{E}}_2^+ \underset{\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+}{=} &= \left[\underline{\mathbf{E}}_2^+ \underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+ \right]^T \cdot \mathbf{G}_S \cdot \mathbf{S}_{\mathcal{M}} \cdot \underline{\mathbf{E}}_1^+ \underset{\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+}{=} \\ &= \left[\underline{\mathbf{E}}_1^+ \underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+ \right]^T \cdot \left[\mathbf{G}_S \cdot \mathbf{S}_{\mathcal{M}} \right]^T \cdot \underline{\mathbf{E}}_2^+ \underset{\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+}{.} \end{aligned} \quad (8.38)$$

Ввиду произвольности векторов $\underline{\mathbf{E}}_{1,2}^+$ для матрицы $\mathbf{S}_{\mathcal{M}}$ должно выполняться соотношение

$$\mathbf{G}_S \cdot \mathbf{S}_{\mathcal{M}} = \left[\mathbf{G}_S \cdot \mathbf{S}_{\mathcal{M}} \right]^T. \quad (8.39)$$

Выражение (8.39) является соотношением взаимности для матрицы $\mathbf{S}_{\mathcal{M}}$.

Из выражений (8.36) и (8.39) следует, что матрица $\mathbf{S}_{\mathcal{M}}$ симметрична, в частности, если $\mathbf{G}_S = \mathbf{Q}^T \mathbf{Q} = \mathbf{E}$, т.е. если базис $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+$ получен из линейного ортонормированного базиса $\underline{\mathbf{e}}_x^+, \underline{\mathbf{e}}_y^+$

комплексным ортогональным преобразованием. Можно показать, что в этом случае эллипсы поляризаций, соответствующие векторам $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+$, будут одинаковой формы, их соответствующие оси перпендикулярны, а направления обхода эллипсов будут совпадать.

Соотношение взаимности для матрицы $\mathbf{S}_{\mathcal{T}}$ получим, подставив в (8.39) выражение (8.23):

$$\mathbf{G}_S \mathbf{V} \cdot \mathbf{S}_{\mathcal{T}} = \left[\mathbf{G}_S \mathbf{V} \cdot \mathbf{S}_{\mathcal{T}} \right]^T. \quad (8.40)$$

Произведение $\mathbf{G}_S \mathbf{V}$ является матрицей Грама базисов $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+$ и $\mathcal{M} \underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+$ для эрмитова скалярного произведения. Действительно, матрица Грама векторов $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+$ для эрмитова скалярного произведения равна

$$\mathbf{G}_H = \mathbf{Q}^T \mathbf{Q}^*. \quad (8.41)$$

С другой стороны

$$\mathbf{G}_S \cdot \mathbf{V} = \mathbf{Q}^T \mathbf{Q} \cdot \mathbf{Q}^{-1} \mathbf{Q}^* = \mathbf{Q}^T \mathbf{Q}^* = \mathbf{G}_H. \quad (8.42)$$

С учетом этого равенство (8.40) принимает вид

$$\mathbf{G}_H \cdot \mathbf{S}_T = [\mathbf{G}_H \cdot \mathbf{S}_T]^T. \quad (8.43)$$

Из выражений (8.41) и (8.43) следует хорошо известный, фундаментальный факт: матрица \mathbf{S}_T симметрична, в частности, если $\mathbf{G}_H = \mathbf{Q}^T \mathbf{Q}^* = \mathbf{E}$, т.е. базис $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+$ получен из базиса $\underline{\mathbf{e}}_x^+, \underline{\mathbf{e}}_y^+$ унитарным преобразованием. Хорошо известно также, что в этом случае эллипсы базисных поляризаций имеют одинаковую форму, противоположные направления обхода, а их соответствующие оси перпендикулярны.

Соотношение взаимности для матрицы \mathbf{S}_R получим, подставив (8.24) в выражение (8.39):

$$\mathbf{Q}^T \sigma_3 \mathbf{Q} \cdot \mathbf{S}_R = [\mathbf{Q}^T \sigma_3 \mathbf{Q} \cdot \mathbf{S}_R]^T. \quad (8.44)$$

Рассмотрим общий случай. Пусть матрица рассеяния \mathbf{S} записана в базисах $\underline{\mathbf{T}}_{1,2}^+, \underline{\mathbf{R}}_{1,2}^-$. Пусть \mathbf{Q}_T — матрица перехода от базиса $\underline{\mathbf{e}}_x^+, \underline{\mathbf{e}}_y^+$ к базису $\underline{\mathbf{T}}_{1,2}^+$, а \mathbf{Q}_R — матрица перехода от базиса $\underline{\mathbf{e}}_x^-, \underline{\mathbf{e}}_y^-$ к базису $\underline{\mathbf{R}}_{1,2}^-$, причем ориентация соответствующих векторов в базисах $\underline{\mathbf{e}}_x^+, \underline{\mathbf{e}}_y^+$ и $\underline{\mathbf{e}}_x^-, \underline{\mathbf{e}}_y^-$ совпадает. Тогда соотношение (8.33) в координатной форме

запишется в виде

$$\begin{aligned} & \left[\mathcal{M} \begin{array}{c} \underline{\mathbf{E}}_1^+ \\ \underline{\mathbf{R}}_{1,2}^- \end{array} \right]^T \cdot \mathbf{Q}_R^T \mathbf{Q}_R \cdot \mathbf{S} \cdot \begin{array}{c} \underline{\mathbf{E}}_2^+ \\ \underline{\mathbf{T}}_{1,2}^+ \end{array} = \\ & = \left[\mathcal{M} \begin{array}{c} \underline{\mathbf{E}}_2^+ \\ \underline{\mathbf{R}}_{1,2}^- \end{array} \right]^T \cdot \mathbf{Q}_R^T \mathbf{Q}_R \cdot \mathbf{S} \cdot \begin{array}{c} \underline{\mathbf{E}}_1^+ \\ \underline{\mathbf{T}}_{1,2}^+ \end{array}. \end{aligned} \quad (8.45)$$

Введем базис $\underline{\mathbf{R}}_{1,2}^+$ такой, что $\underline{\mathbf{R}}_{1,2}^- = \mathcal{M} \underline{\mathbf{R}}_{1,2}^+$. Тогда, учитывая (8.37), получаем

$$\mathcal{M} \underline{\mathbf{E}}_{1,2}^+_{\underline{\mathbf{R}}_{1,2}^-} = \mathcal{M} \underline{\mathbf{E}}_{1,2}^+_{\mathcal{M} \underline{\mathbf{R}}_{1,2}^+} = \underline{\mathbf{E}}_{1,2}^+_{\underline{\mathbf{R}}_{1,2}^+}, \quad (8.46)$$

Из линейности оператора \mathcal{M} следует, что матрица перехода от базиса $\underline{\mathbf{e}}_x^+, \underline{\mathbf{e}}_y^+$ к базису $\underline{\mathbf{R}}_{1,2}^+$ также равна \mathbf{Q}_R . Тогда легко показать, что матрица перехода от $\underline{\mathbf{R}}_{1,2}^+$ к $\underline{\mathbf{T}}_{1,2}^+$ равняется $\mathbf{Q}_R^{-1} \mathbf{Q}_T$. С учетом этого, из выражения (8.46) получаем:

$$\mathcal{M} \underline{\mathbf{E}}_{1,2}^+_{\underline{\mathbf{R}}_{1,2}^-} = \underline{\mathbf{E}}_{1,2}^+_{\underline{\mathbf{R}}_{1,2}^+} = \mathbf{Q}_T^{-1} \mathbf{Q}_R \cdot \underline{\mathbf{E}}_{1,2}^+_{\underline{\mathbf{T}}_{1,2}^+}. \quad (8.47)$$

Подставив (8.47) в (8.45), и учитывая, что при транспонировании скаляр не меняется, получим

$$\begin{aligned} & \left[\begin{array}{c} \underline{\mathbf{E}}_1^+ \\ \underline{\mathbf{T}}_{1,2}^- \end{array} \right]^T \cdot \mathbf{Q}_T^T \mathbf{Q}_R \cdot \mathbf{S} \cdot \underline{\mathbf{E}}_2^+_{\underline{\mathbf{T}}_{1,2}^+} = \\ & = \left[\begin{array}{c} \underline{\mathbf{E}}_2^+ \\ \underline{\mathbf{T}}_{1,2}^- \end{array} \right]^T \cdot \mathbf{Q}_T^T \mathbf{Q}_R \cdot \mathbf{S} \cdot \underline{\mathbf{E}}_1^+_{\underline{\mathbf{T}}_{1,2}^+} = \\ & = \left[\begin{array}{c} \underline{\mathbf{E}}_1^+ \\ \underline{\mathbf{T}}_{1,2}^- \end{array} \right]^T \cdot \left[\mathbf{Q}_T^T \mathbf{Q}_R \cdot \mathbf{S} \right]^T \cdot \underline{\mathbf{E}}_2^+_{\underline{\mathbf{T}}_{1,2}^+}. \end{aligned} \quad (8.48)$$

Ввиду произвольности векторов $\underline{\mathbf{E}}_{1,2}^+$ должно выполняться соотношение

$$\mathbf{Q}_T^T \mathbf{Q}_R \cdot \mathbf{S} = \left[\mathbf{Q}_T^T \mathbf{Q}_R \cdot \mathbf{S} \right]^T. \quad (8.49)$$

Выражение (8.49) является искомым соотношением взаимности для матрицы рассеяния, записанной в произвольных базисах.

2.4.3. Диагонализация матрицы рассеяния

Из определений операторов \mathcal{M} и \mathcal{T} следует, что если $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+ = \underline{\mathbf{e}}_x^+, \underline{\mathbf{e}}_y^+$, то матрицы $\mathbf{S}_{\mathcal{M}}$ и $\mathbf{S}_{\mathcal{T}}$ равны друг другу. Обозначим матрицы $\mathbf{S}_{\mathcal{M}}$ и $\mathbf{S}_{\mathcal{T}}$ при $\underline{\mathbf{B}}_{1,2}^+ = \underline{\mathbf{e}}_x^+, \underline{\mathbf{e}}_y^+$ через \mathbf{S}_{XY} . Из предыдущего раздела следует, что матрица \mathbf{S}_{XY} симметрична. Матрицу \mathbf{S}_{XY} удобно использовать для нахождения характеристик оператора рассеяния.

Естественным путем получения характеристик оператора является преобразование его матрицы к диагональному виду. Под преобразованием матрицы понимается представление матрицы в виде произведения трех матриц, средняя из которых диагональна, а две другие обладают некоторыми определенными свойствами, облегчающими рассмотрение свойств линейного оператора. Ввиду того, что при смене базисов матрица рассеяния преобразуется по закону (8.25), представление матрицы рассеяния в виде произведения трех матриц можно рассматривать как переход к новым базисам. Эти базисы называют диагонализующими. Эти базисы определяют пары подпространств, на которых действие оператора рассеяния сводится к умножению на скаляр.

Существует два стандартных способа диагонализации симметричной матрицы [89].

Прежде всего, рассмотрим канонический способ диагонализации, по умолчанию используемый в радиополяриметрической литературе. Матрица \mathbf{S}_{XY} , как любая комплексная симметричная матрица, может быть диагонализирована преобразованием конгруэнтности (см. [89, с. 246]):

$$\Sigma = \mathbf{U}^T \mathbf{S}_{XY} \mathbf{U}, \quad (8.50)$$

где Σ — диагональная, а \mathbf{U} — унитарная матрицы. Это разложение часто называют разложением Такаги [30]. Поскольку $\mathbf{U}^T = [\mathbf{U}^*]^{-1}$, выражение (8.50) (с учетом (8.25)) подразумевает, что при диагонализации \mathbf{S}_{XY} в пространстве образов матрица перехода к новому базису равна \mathbf{U}^* , а в пространстве прообразов — \mathbf{U} . Поэтому в результате преобразования (8.50) получится матрица \mathbf{S}_T .

Именно использование по умолчанию матрицы \mathbf{S}_T в радиолокационных задачах является основной причиной использования преобразования (8.50) для диагонализации матрицы рассеяния.

Унитарность матрицы \mathbf{U} означает ортогональность базисных векторов при эрмитовом скалярном произведении. В литературе эти базисные векторы принято называть «собственными поляризациями». Эллипсы собственных поляризаций при рассеянии сохраняют форму и ориентацию в пространстве, но направление их обхода меняется на противоположное, если рассматривать их в трехмерном пространстве. Подчеркнем еще раз, что выбор базисов, используемый для матрицы \mathbf{S}_T , удобен в задачах, где для излучения и приема используется одна и та же антенна. То же самое можно сказать и про использование преобразования (8.50) для диагонализации матрицы рассеяния. В задачах другого типа такой выбор базисов и такой способ диагонализации могут оказаться неудобными.

Возможен другой способ диагонализации матрицы \mathbf{S}_{XY} — преобразованием подобия:

$$\Lambda = \mathbf{O}^{-1} \mathbf{S}_{XY} \mathbf{O}. \quad (8.51)$$

Здесь Λ — диагональная матрица. Форма выражения (8.51) подразумевает, что при диагонализации матрицы \mathbf{S}_{XY} матрица перехода к новому базису в пространствах образов и прообразов оператора рассеяния одинакова и равна \mathbf{O} . По этой причине в результате преобразования (8.51) получится матрица \mathbf{S}_M .

Ввиду симметричности матрицы \mathbf{S}_{XY} столбцы матрицы \mathbf{O} должны быть комплексно ортогональны друг другу с точки зрения симметричного скалярного произведения. Это означает ортогональность базисных векторов при симметричном скалярном произведении. Базисные векторы, определяемые матрицей \mathbf{O} , имеют следующий физический смысл: соответствующие им эллипсы поляризации при рассеянии сохраняют форму, ориентацию в пространстве и направление обхода, если рассматривать их в трехмерном пространстве.

Диагональные элементы матриц Λ , Σ и базисные векторы, определяемые матрицами \mathbf{O} и \mathbf{U} , являются атрибутами оператора рассеяния, инвариантными по отношению к базису, в котором записана матрица рассеяния. Эти параметры определяются исключительно рассеивателем — его геометрией, физическими свойствами и ориентацией в пространстве. В частности, при вращении рассеивателя вокруг направления наблюдения эллипсы поляризаций, соответствующие векторам «диагонализующих» базисов, вращаются вместе ним. Преобразования (8.51) и (8.50) совпадают, если векторы базисов, определяемых матрицами \mathbf{O} и \mathbf{U} , действительны. В этом случае диагонализующее преобразование базисов сводится к повороту базисных векторов $\underline{\mathbf{e}}_x^+, \underline{\mathbf{e}}_y^+$. Известно, что матрицы \mathbf{O} и \mathbf{U} всегда действительны, если волновой вектор падающей волны лежит в плоскости симметрии рассеивателя (см. с. 179 в [51]).

Подчеркнем, что, несмотря на общеупотребимость преобразования (8.50), между использованием преобразований (8.51) и (8.50) для нахождения инвариантов оператора рассеяния нет принципиальной разницы. Выбор способа диагонализации должен определяться из соображений удобства в каждой конкретной задаче.

2.5. Выводы

Основные положения, лежащие в основе материала, изложенного в данной главе, следующие:

1. Векторы Джонса, описывающие поляризации волн, распространяющихся в разных направлениях, принадлежат разным линейным пространствам.
2. Матрица рассеяния в общем случае — это матрица отображения из одного пространства векторов Джонса в другое. Ее вид и форма преобразования зависит от способа выбора базисов, в которых она записана.

3. Выбор базисов для записи матрицы рассеяния должен определяться из соображений удобства в каждой конкретной задаче.

Основываясь на этих положениях, в данной главе рассмотрен ряд вопросов радиолокационной поляриметрии, не рассматривавшихся ранее в литературе. Кроме того, изложен новый взгляд на ряд хорошо известных, фундаментальных фактов.

Основные результаты данной главы следующие:

- Получены соотношения, связывающие координатные столбцы комплексно сопряженных векторов Джонса.
- Предложены три отображения, связывающие векторы Джонса волн, распространяющихся в противоположных направлениях. Используя эти отображения, предложены три способа выбора базисов для матрицы рассеяния, удобные в трех типовых группах задач. Указано, какой способ выбора базисов по умолчанию используется в радиополяриметрической литературе. Показано, что ряд основных соотношений, связанных с матрицей рассеяния и излагаемых в литературе, являются прямым следствием именно такого способа выбора базисов. Предложены обобщения соглашений BSA и FSA на случай произвольных базисов.
- Получено соотношение, позволяющее получить матрицу рассеяния из данных поляриметрического радиолокатора с произвольными поляризациями антенн.
- Сформулировано в векторной форме соотношение взаимности для векторов Джонса падающей и рассеянной волн. Получены координатные формы этого соотношения для трех способов выбора базисов для матрицы рассеяния, а также для общего случая.

- Рассмотрено два способа диагонализации матрицы рассеяния и нахождения характеристик оператора рассеяния инвариантных к выбору базиса. Принципиальной разницы между этими способами нет, однако получаемые характеристики оператора рассеяния имеют различный физический смысл. Показано, что преобразование конгруэнтности, по умолчанию используемое в литературе для диагонализации матрицы рассеяния удобно только при одном заданном способе выбора базисов.

3. Реполаризация радиолокационного сигнала при прохождении через атмосферу Земли

3.1. Обзор атмосферных эффектов

При измерении поляризационной матрицы рассеяния в радиолокаторах с полным поляризационным анализом неизбежно приходится учитывать изменение поляризации радиоволны при прохождении через атмосферу. Реполаризация радиолокационного сигнала при распространении может свести на нет весь потенциал использования поляриметрической информации. По этой причине анализ явлений, связанных с реполаризацией в атмосфере, является одной из ключевых задач радиолокационной поляриметрии.

Характерные масштабы неоднородностей как в тропосфере, так и в ионосфере, существенно превышают длины волн интересующего нас диапазона. Поэтому распространение радиолокационного сигнала в атмосфере адекватно описывается геометрической оптикой. Оценка порядка величины поляризационных атмосферных эффектов, лежащих за пределами геометрооптического описания (т.н. «дифракционных» эффектов), приведена в [85].

Можно выделить две группы геометрических полярizationных эффектов при прохождении радиолокационного сигнала через атмосферу:

- 1) реполяризация из-за кручения луча вследствие изменения показателя преломления;
- 2) реполяризация вследствие анизотропии среды.

Эффекты из первой группы, в свою очередь, включают в себя:

- 1) реполяризацию из-за регулярных неоднородностей;
- 2) реполяризацию из-за случайных неоднородностей.

Оценка реполяризации вследствие кручения луча при прохождении через случайные неоднородности тропосферы и ионосферы приведена в статье [55]. В этой статье показано, что порядок величины этих эффектов пренебрежимо мал. В [54] на с. 85-87 приводится оценка реполяризации из-за кручения луча при прохождении через крупную ионосферную неоднородность. Согласно этой оценке, вращение векторов поля из-за кручения луча в ионосфере также пренебрежимо мало. Таким образом, из эффектов, связанных с реполяризацией из-за кручения луча, нерассмотренным остается изменение поляризации при прохождении через регулярные тропосферные неоднородности. Ниже мы оценим порядок величины этого эффекта.

Реполяризация из-за анизотропии среды имеет место в ионосфере, вследствие того, что ионосферная плазма в магнитном поле Земли является анизотропной средой. Основным поляризационным ионосферным эффектом является вращение вектора поляризации (эффект Фарадея). Этот эффект многократно описан в литературе. Величина эффекта Фарадея зависит от многих факторов: состояния ионосферы, частоты, направления распространения, географической широты. Известны данные измерений и численные оценки этого

эффекта для многих частных случаев. В работе [31] приводятся графики характерных зависимостей угла фарадеевского вращения от частоты и времени суток (в течение суток меняется концентрация электронов в ионосфере). Однако, насколько нам известно, характерные зависимости угла фарадеевского вращения от географической широты, направления распространения и дальности не представлены в литературе.

В литературе также описаны алгоритмы восстановления истинной матрицы рассеяния по данным поляризметрических измерений, искаженных фарадеевским вращением, для частных случаев линейных и круговых поляризаций антенн (см., например, [Ошибка! Источник ссылки не найден., 10, 20]). Насколько нам известно, аналогичные алгоритмы для случая произвольных поляризаций передающей и приемной антенн в литературе не описаны.

Другим поляризационным ионосферным эффектом, хорошо известным в оптике, но гораздо в меньшей степени освещенным в радиополяризметрической литературе, является изменение формы эллипса поляризации при распространении — эффект Коттона-Мутона (см. [84], с. 593). В большей части диапазона частот, в котором работают существующие радиолокаторы, этот эффект пренебрежимо мал. Однако на частотах порядка 100 МГц величина данного эффекта может оказаться существенной для поляризметрических измерений. Воспользуемся формулой (14.14) на с. 84 [54] для оценки сверху величины этого эффекта:

$$\left| \theta_1'' \right| < \frac{5,1 \cdot 10^{11}}{f^3} N H_0^2 R, \quad (9.1)$$

где θ_1'' примерно равно изменению угла эллиптичности эллипса поляризации, f — частота в герцах, N — концентрация электронов в обратных кубических сантиметрах, H_0 — напряженность магнитного поля Земли в амперах на метр, а R — дальность в километрах.

Подставив в эту формулу характерные значения $N = 10^6 \text{ см}^3$ [54], $H_0 = 40 \text{ А/м}$, $R = 10^3 \text{ км}$, $f = 100 \text{ МГц}$, получим оценку сверху $|\theta_1''| < 0,8$, что, очевидно, никак не может считаться малой величиной.

Данная оценка свидетельствует о необходимости более детального исследования данного эффекта в области частот порядка 100 МГц, а также влияния этого эффекта на поляризметрические измерения.

3.2. Оценка реполяризации при прохождении через регулярные тропосферные неоднородности

3.2.1. Горизонтальные градиенты показателя преломления

Рассмотрим прохождение радиолокационного сигнала через регулярную тропосферную неоднородность.

Реполяризация сигнала в изотропной среде, каковой является тропосфера, в рамках геометрикооптического описания происходит из-за кручения луча. Этот эффект известен как закон Рытова [54; **Ошибка! Источник ссылки не найден.**, с. 80]. В сферически симметричной модели регулярной неоднородности тропосферы (при наличии только вертикального градиента показателя преломления) кручение луча отсутствует, и реполяризации не происходит.

Помимо вертикального градиента показателя преломления в тропосфере присутствуют горизонтальные градиенты, т.е. показатель преломления зависит от координаты вдоль земной поверхности (рис. 6). Эти градиенты могут быть обусловлены неравномерным распределением тепла на поверхности Земли, сменой погодных условий, сменой подстилающей поверхности (например, на границе суша-море). Рефракционные эффекты, связанные с наличием горизонтальных градиентов показателя преломления, по всей видимости, были впервые рассмотрены в работе [11]. Существует еще ряд работ, посвященных

этому же вопросу, например [3] и [19]. Однако, насколько нам известно, влияние горизонтальных градиентов показателя преломления в тропосфере на поляризационные характеристики сигналов до сих пор не было исследовано.

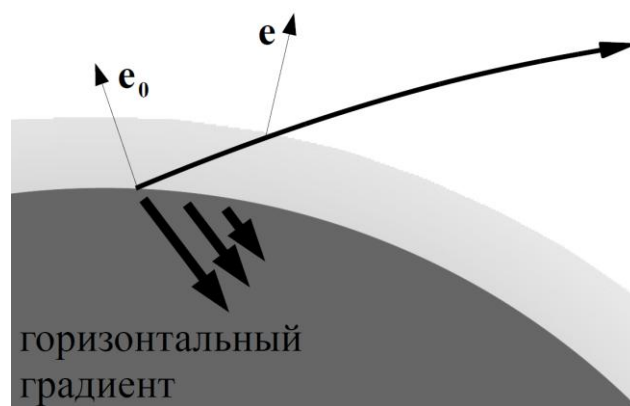


Рисунок 6. Реполаризация сигнала, обусловленная горизонтальной тропосферной неоднородностью.

При наличии горизонтальных градиентов кручение луча возможно, и поэтому возможна реполаризация сигнала. Далее мы оценим порядок величины реполаризации, обусловленной горизонтальными тропосферными неоднородностями. Для оценки будем использовать методику, предложенную в [2]: применим метод возмущений к уравнению, описывающему изменение вектора напряженности поля вдоль луча (эта же методика использована в [54] для оценки реполаризации из-за кручения луча в ионосфере). В качестве меры реполаризации в статье [55] используется величина поперечного смещения конца вектора поляризации при распространении. На наш взгляд это не вполне корректно, поскольку поворот в пространстве вектора поляризации может происходить также из-за наклона луча. Ниже мы предложим другую величину в качестве меры реполаризации, не зависящую от наклона луча.

3.2.2. Метод возмущений в законе Рытова

Рассмотрим эллиптически поляризованный радиолокационный сигнал, распространяющийся в неоднородной тропосфере. В приближении геометрической оптики распространение сигнала происходит вдоль луча. Пусть \mathbf{t} — касательная, \mathbf{n} — нормаль, а \mathbf{b} — бинормаль к лучу (рис. 7). Пусть θ — угол между большой полуосью эллипса и нормалью \mathbf{n} . Изменение ориентации эллипса поляризации при распространении вдоль луча описывается законом Рытова [82]:

$$\frac{d\theta}{d\sigma} = \frac{1}{T_{\text{крч}}}. \quad (9.2)$$

Здесь $d\sigma$ — элементарное приращение длины луча, а $T_{\text{крч}}$ — радиус кручения луча. Форма эллипса поляризации при распространении не меняется.

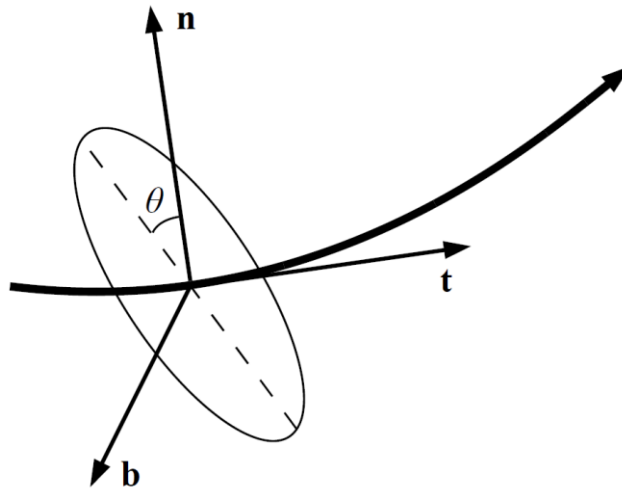


Рисунок 7. Ориентация эллипса поляризации.

Использование уравнения (9.2) для анализа реполяризации сигнала затруднительно, поскольку при перемещении вдоль луча вектор \mathbf{n} , от которого отсчитывается угол θ , тоже вращается. В связи с этим удобнее использовать следующее уравнение:

$$\frac{d\mathbf{e}}{d\sigma} = -\mathbf{t} \left(\mathbf{e} \cdot \frac{d\mathbf{t}}{d\sigma} \right), \quad (9.3)$$

где $\mathbf{e} = \mathbf{E}/|\mathbf{E}|$ — нормированный вектор напряженности поля. Это уравнение является следствием уравнения (9.2) [56]. Применим к уравнению (9.3) метод возмущений.

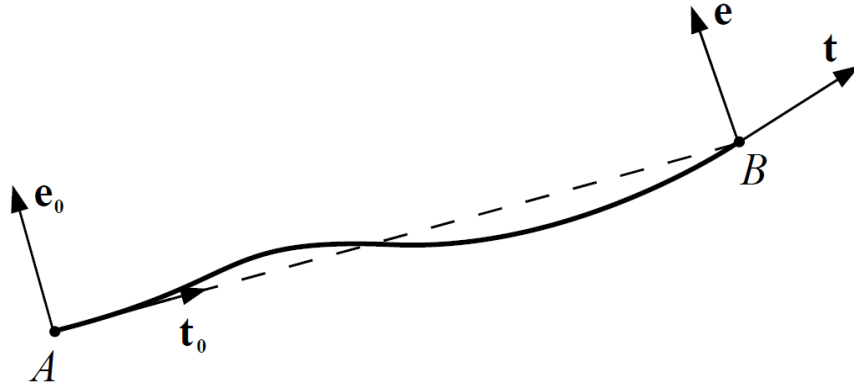


Рисунок 8. Распространение сигнала в неоднородной атмосфере.

Рассмотрим распространение сигнала от точки A до точки B в тропосфере с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 1 + \nu$, где ν — малое отклонение от $\varepsilon = 1$. Пусть \mathbf{t}_0 и \mathbf{t} — касательные в точках A и B соответственно, а \mathbf{e}_0 и \mathbf{e} — нормированные векторы напряженности поля в точках A и B (рис. 8). Разложим \mathbf{t} и \mathbf{e} в ряды по малому параметру $\nu_m = \max \nu$:

$$\mathbf{t} = \mathbf{t}_0 + \mathbf{t}_1 + \mathbf{t}_2 + \dots = \mathbf{t}_0 + \nu_m \mathbf{t}_1 + \nu_m^2 \mathbf{t}_2 + \dots, \quad (9.4)$$

$$\mathbf{e} = \mathbf{e}_0 + \mathbf{e}_1 + \mathbf{e}_2 + \dots = \mathbf{e}_0 + \nu_m \mathbf{e}_1 + \nu_m^2 \mathbf{e}_2 + \dots \quad (9.5)$$

Подставляя выражения (9.4) и (9.5) в уравнение (9.3) и приравнивая члены одного порядка, получим следующие выражения для членов первого и второго порядков малости:

$$\frac{d\mathbf{e}_1}{d\sigma} = -\mathbf{t}_0 \left(\mathbf{e}_0 \cdot \frac{d\mathbf{t}_1}{d\sigma} \right), \quad (9.6)$$

$$\frac{d\mathbf{e}_2}{d\sigma} = -\mathbf{t}_0 \left(\mathbf{e}_0 \cdot \frac{d\mathbf{t}_2}{d\sigma} \right) - \mathbf{t}_1 \left(\mathbf{e}_0 \cdot \frac{d\mathbf{t}_1}{d\sigma} \right). \quad (9.7)$$

Из уравнения (9.6) можно сделать вывод, что в первом приближении метода возмущений вращение вектора \mathbf{e} вокруг луча отсутствует. Вектор $\mathbf{e}_0 + \mathbf{e}_1$ остается в плоскости векторов \mathbf{e}_0 и \mathbf{t}_0 и при

перемещении вдоль луча наклоняется так, чтобы оставаться ортогональным вектору $\mathbf{t}_0 + \mathbf{t}_1$. Вращение вектора \mathbf{e} появляется только во втором приближении метода возмущений и описывается слагаемым $-\mathbf{t}_1 \cdot \mathbf{e}_0 \cdot d\mathbf{t}_1/d\sigma$ в уравнении (9.7).

3.2.3. Мера реполяризации

В качестве меры реполяризации сигнала естественно использовать величину

$$\begin{aligned} e_{\perp} &= |\mathbf{e} \cdot \mathbf{t}_0 \times \mathbf{e}_0| \approx |(\mathbf{e}_0 + \mathbf{e}_1 + \mathbf{e}_2) \cdot \mathbf{t}_0 \times \mathbf{e}_0| = \\ &= |(\mathbf{e}_1 + \mathbf{e}_2) \cdot \mathbf{t}_0 \times \mathbf{e}_0|. \end{aligned} \quad (9.8)$$

Величина e_{\perp} приближенно равна углу между вектором \mathbf{e} и плоскостью, определяемой векторами \mathbf{e}_0 и \mathbf{t}_0 . Как видно из (9.6), $\mathbf{e}_1 \parallel \mathbf{t}_0$. Поэтому

$$e_{\perp} \approx |\mathbf{e}_2 \cdot \mathbf{t}_0 \times \mathbf{e}_0|.$$

Величина e_{\perp} зависит от вектора \mathbf{e}_0 , поскольку помимо вращения из-за кручения луча, вектор \mathbf{e} поворачивается в пространстве еще и из-за наклона луча. Для того чтобы избежать влияния наклона луча на величину e_{\perp} , следует выбирать вектор \mathbf{e}_0 , лежащим в плоскости векторов \mathbf{t}_0 и \mathbf{t} .

Из выражений (9.7) и (9.8) получаем следующее выражение для e_{\perp} :

$$e_{\perp} = \left| \int_A^B \left(\mathbf{e}_0 \cdot \frac{d\mathbf{t}_1}{d\sigma} \right) \cdot \mathbf{t}_0 \times \mathbf{e}_0 \cdot \mathbf{t}_1 d\sigma \right|. \quad (9.9)$$

Поправка первого порядка малости для касательной к лучу и ее производная определяются следующими выражениями [54]:

$$\frac{d\mathbf{t}_1}{d\sigma} = \frac{\nabla\nu - \mathbf{t}_0 \cdot \mathbf{t}_0 \cdot \nabla\nu}{2} = \frac{1}{2} \nabla_{\perp} \nu, \quad (9.10)$$

$$\mathbf{t}_1 = \frac{1}{2} \int_A^B [\nabla\nu - \mathbf{t}_0 \cdot \mathbf{t}_0 \cdot \nabla\nu] d\sigma = \frac{1}{2} \int_A^B \nabla_{\perp} \nu d\sigma, \quad (9.11)$$

где $\nabla_{\perp} \nu$ — проекция $\nabla\nu$ на плоскость, ортогональную вектору \mathbf{t}_0 . В (9.10) и (9.11) значения $\nabla\nu$ берутся на невозмущенном луче. Как можно видеть из (9.11), вектор \mathbf{t}_1 лежит в плоскости, ортогональной \mathbf{t}_0 , и

поэтому также ортогонален \mathbf{t}_0 . Если мы возьмем \mathbf{e}_0 , лежащим в плоскости векторов \mathbf{t}_0 и \mathbf{t}_1 , влияние наклона луча на e_\perp будет четвертого порядка малости, и им можно пренебречь. Таким образом, в (9.9) следует подставлять $\mathbf{e}_0 = \mathbf{t}_1/|\mathbf{t}_1|$. Подставляя (9.10) и (9.11) в (9.9), получаем:

$$e_\perp = \frac{1}{4} \left| \int_0^R \left\{ \left(\frac{\mathbf{t}_1}{|\mathbf{t}_1|} \cdot \nabla_\perp \nu(\sigma) \right) I_\perp(\sigma) \right\} d\sigma \right|, \quad (9.12)$$

где

$$I_\perp(\sigma) = \int_0^\sigma \left(\left(\mathbf{t}_0 \times \frac{\mathbf{t}_1}{|\mathbf{t}_1|} \right) \cdot \nabla_\perp \nu(\sigma') \right) d\sigma', \quad (9.13)$$

а R — расстояние между точками A и B .

3.2.4. Оценка реполяризации

Для оценки реполяризации сигнала, обусловленной тропосферными неоднородностями, необходимо выбрать модели вертикальной и горизонтальной неоднородностей.

В качестве высотного профиля диэлектрической проницаемости будем использовать экспоненциальную модель:

$$n(h) = 1 + \frac{\nu(0)}{2} e^{-\beta h}, \quad (9.14)$$

где h — высота над Землей. Согласно [54], $\nu(0)$ принимает значения от $500 \cdot 10^{-6}$ до $800 \cdot 10^{-6}$, а $\beta \approx 0,12 \text{ км}^{-1}$. Из-за экспоненциального убывания показателя преломления с высотой порядок величины рассматриваемого эффекта будет уменьшаться с увеличением угла места. Поэтому будем рассматривать распространение радиолокационного сигнала по касательной к земной поверхности (рис. 4).

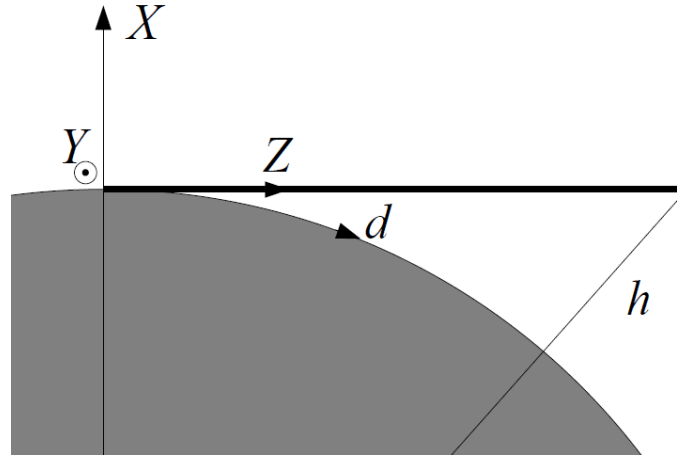


Рисунок 9. Распространение сигнала по касательной к поверхности Земли.

Введем систему координат XYZ с осью X , перпендикулярной земной поверхности, и осью Z , совпадающей с направлением луча (рис. 9). Тогда $h = \sqrt{R_3^2 + z^2} - R_3$, где R_3 — радиус Земли. Характерная высота над Землей, на которой тропосферные эффекты еще существенны, равна $h \sim \beta^{-1} \approx 8$ км, а соответствующая длина луча равняется $z \sim 320$ км.

Из формулы (9.12) видно, что если направление $\nabla_{\perp} \nu$ слабо меняется вдоль луча, реполяризация сигнала также будет незначительной. Реполяризация будет заметной только в том случае, если горизонтальный градиент показателя преломления существенно изменится в пределах расстояния ~ 320 км. По этой причине в качестве модели горизонтального градиента показателя преломления выберем следующую функцию:

$$g(d, h) = g_y(d, h) = g_0 \cos\left(\pi \frac{d}{D}\right) e^{-\beta h}, \quad (9.15)$$

где d — координата вдоль земной поверхности (рис. 9), g_0 — максимальное абсолютное значение горизонтального градиента, а D — характерный пространственный параметр ~ 320 км.

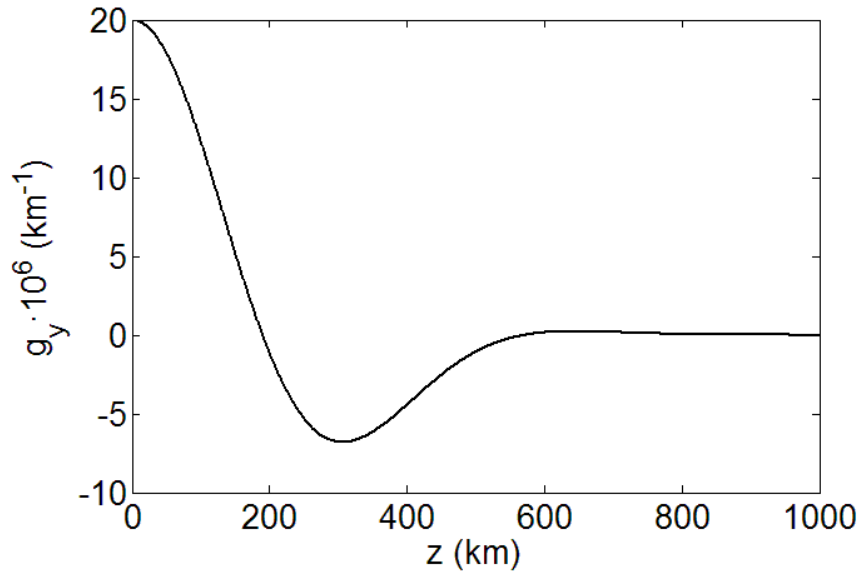


Рисунок 10. Зависимость Y -компоненты градиента показателя преломления от дальности.

Выбор именно такой модели горизонтального градиента выглядит несколько искусственно, но на самом деле конкретный вид зависимости $g(d)$ не имеет большого значения для оценки эффекта по порядку величины. Важно то, что горизонтальный градиент существенно меняется на расстоянии ~ 320 км. Зависимость Y -компоненты горизонтального градиента от дальности при таком выборе модели представлена на рис. 10.

Для оценки реполяризации возьмем следующие значения констант в модели (9.14): $\nu(0) = 650 \cdot 10^{-6}$, $\beta = 0,12 \text{ км}^{-1}$. Максимальное абсолютное значение горизонтального градиента возьмем равным $20 \cdot 10^{-6} \text{ км}^{-1}$. Такое значение достигается на границе суша-море [54].

Используя модели (9.14) и (9.15), вычислим значение e_{\perp} по формуле (9.12) при разных значениях параметра D . В качестве верхнего предела в интеграле в формуле (9.12) возьмем $R = 1000$ км, что вполне достаточно, поскольку абсолютное значение градиента уменьшается экспоненциально с увеличением расстояния. Вычисления показали, что

e_{\perp} достигает максимума при $D \approx 390$ км. Максимальное значение e_{\perp} равняется

$$\max e_{\perp} \approx 3,2 \cdot 10^{-6} \sim 10^{-6}.$$

Таким образом, порядок величины реполяризации в регулярной тропосфере равен 10^{-6} , из чего следует, что в практических задачах нет необходимости учитывать реполяризацию сигнала при прохождении его через регулярную тропосферу.

3.3. Влияние реполяризации радиолокационного сигнала в ионосфере на измерения поляризационной матрицы рассеяния

3.3.1. Поляризационные эффекты в ионосфере

Ввиду наличия у Земли магнитного поля ионосфера является анизотропной средой. Анизотропия среды приводит к реполяризации радиоволны. Кроме того, тензор диэлектрической проницаемости ионосферы несимметричен, и поэтому ионосфера является еще и невзаимной средой. Невзаимность среды приводит к тому, что реполяризация радиоволны при прямом прохождении через ионосферу не компенсируется «обратной» реполяризацией при прохождении через ионосферу радиоволны, отраженной от цели.

В радиолокационной поляриметрии основной причиной реполяризации сигнала традиционно считается эффект Фарадея (см. [56], с. 28). Влияние фарадеевского вращения в ионосфере на измерения поляризационной матрицы рассеяния исследовано достаточно хорошо. В литературе описаны методы, позволяющие оценить угол фарадеевского вращения с точностью до $\pi/2$, и, таким образом, дающие принципиальную возможность восстановления истинной поляризационной матрицы рассеяния (см. [10], раздел 10.4 в [Ошибка!

Источник ссылки не найден.], [47], [48]). Однако методы оценки угла фарадеевского вращения работают только в том случае, если реполяризация сигнала из-за эффекта Коттона-Мутона мала. Возникает вопрос: можно ли восстановить истинную матрицу рассеяния в тех случаях, когда реполяризацией из-за эффекта Коттона-Мутона пренебречь нельзя? Проанализируем влияние обоих эффектов на измерения поляризационной матрицы рассеяния.

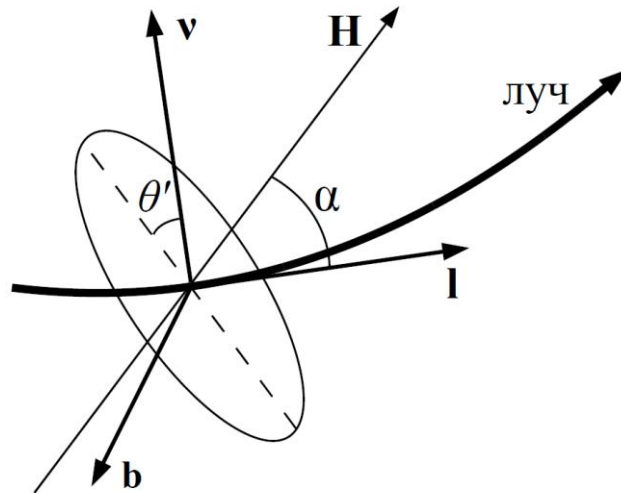


Рисунок 11. Ориентация эллипса поляризации при распространении

Рассмотрим луч, характеризующий распространение радиоволны. Пусть \mathbf{v} — главная нормаль, \mathbf{b} — бинормаль, а \mathbf{l} — касательная к лучу (рис. 11). Разложим вектор \mathbf{E} волны по векторам \mathbf{v} и \mathbf{b} : $\mathbf{E} = \Phi_v \mathbf{v} + \Phi_b \mathbf{b}$.

Введем комплексный угол

$$\theta = \text{arctg}(\Phi_v / \Phi_b) = \theta' + i\theta''. \quad (9.16)$$

Его вещественная часть $\theta' = \text{Re} \theta$ — это угол между большой осью эллипса поляризации и нормалью к лучу, а $\text{th} \theta''$ — отношение малой и большой осей эллипса поляризации.

В квазиизотропном приближении, в рамках которого анизотропия ионосферы рассматривается как малое возмущение, для комплексного угла θ справедливо следующее уравнение [55]:

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{d\sigma} = & \frac{1}{T_{\text{крч}}} + \frac{1}{2} \frac{\omega}{c} v \sqrt{u} \cos \alpha - \\ & - i \cdot \frac{1}{4} \frac{\omega}{c} v u \sin^2 \alpha \sin 2(\theta + \beta), \end{aligned} \quad (9.17)$$

где σ — расстояние вдоль луча, $T_{\text{крч}}$ — радиус кручения луча, $\omega = 2\pi f$, f — частота радиоволны, c — скорость света,

$$v = \frac{4\pi N e^2}{m_e \omega^2}, \quad \sqrt{u} = \frac{eH}{m_e c \omega}, \quad (9.18)$$

N — концентрация электронов, e , m_e — заряд и масса электрона, α — угол между лучом и магнитным полем \mathbf{H} , β — угол между главной нормалью к лучу \mathbf{v} и плоскостью (\mathbf{l}, \mathbf{H}) . Первое слагаемое в правой части этого уравнения описывает вращение плоскости поляризации, обусловленное кручением луча. Второе слагаемое соответствует эффекту Фарадея. Третье слагаемое соответствует эффекту Коттона-Мутона.

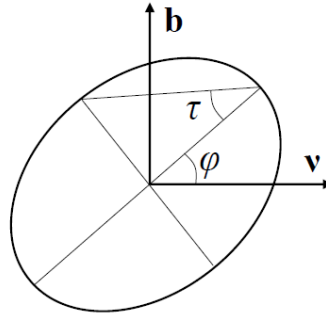


Рисунок 12. Ориентация эллипса поляризации относительно векторов \mathbf{v} и \mathbf{b} .

Рассмотрим другие параметры эллипса поляризации, чаще используемые в радиолокационной поляриметрии, нежели комплексный угол θ : угол ориентации эллипса φ и угол эллиптичности τ (рис. 12). Углы φ и τ связаны с углами θ' и θ'' следующим образом: $\varphi = \theta'$, $\text{tg } \tau = \text{th } \theta''$. Переход к параметрам φ и τ позволяет наглядней продемонстрировать влияние эффектов Фарадея и Коттона-Мутона на

ориентацию и форму эллипса поляризации. Система уравнений для углов φ и τ , эквивалентная (9.17), выглядит следующим образом:

$$\frac{d\varphi}{d\sigma} = F(\sigma) - C(\sigma) \cos 2\varphi + 2\beta(\sigma) \operatorname{tg}(2\tau), \quad (9.19)$$

$$\frac{d\tau}{d\sigma} = C(\sigma) \sin 2\varphi + 2\beta(\sigma), \quad (9.20)$$

где

$$F(\sigma) = \frac{1}{2}kv\sqrt{u} \cos \alpha, \quad C(\sigma) = -\frac{1}{4}kvu \sin^2 \alpha. \quad (9.21)$$

Слагаемое $F(\sigma)$ в правой части уравнения (9.19) соответствует эффекту Фарадея. Второе слагаемое в правой части (9.19) и правая часть уравнения (9.20) соответствуют эффекту Коттона-Мутона. Из уравнений (9.19) и (9.20) видно, что помимо изменения формы эллипса поляризации эффект Коттона-Мутона приводит также к вращению эллипса.

Проинтегрировав уравнения (9.19) и (9.20), получим интегродифференциальное уравнение для угла φ :

$$\begin{aligned} \frac{d\varphi}{d\sigma} = & F(\sigma) - C(\sigma) \cos 2\varphi + 2\beta(\sigma) \times \\ & \times \operatorname{tg} \left[2\tau(0) + 2 \int_0^\sigma C(\sigma') \sin(2\varphi + 2\beta(\sigma')) d\sigma' \right], \end{aligned} \quad (9.22)$$

а также интегральное выражение для угла τ :

$$\tau = \int_0^\sigma C(\sigma') \sin 2\varphi(\sigma') + 2\beta(\sigma') d\sigma'. \quad (9.23)$$

Из выражений (9.22) и (9.23) можно сделать два важных вывода.

1. Реполаризация вследствие эффекта Фарадея зависит только от состояния ионосферы и не зависит от начального поляризационного состояния.
2. Реполаризация вследствие эффекта Коттона-Мутона зависит как от состояния ионосферы, так и от начального поляризационного состояния (поскольку в уравнении (9.22) присутствует $\tau(0)$).

3.3.2. Влияние эффекта Коттона-Мутона на измерения матрицы рассеяния

Очевидно, что вследствие реполяризации сигнала как при распространении до цели, так и от цели, измеренная матрица рассеяния будет отличаться от истинной матрицы рассеяния цели.

Принципиальная возможность восстановления истинной матрицы рассеяния из результатов измерений базируется на том факте, что в отсутствие ионосферы матрица рассеяния цели должна удовлетворять электродинамическому соотношению взаимности. Рассмотрим для простоты матрицу S_{XY} , записанную в линейных ортонормированных базисах с одинаковой ориентацией. В этом случае радиолокатор измеряет две заведомо одинаковые величины — кросс-поляризационные элементы матрицы рассеяния.

Если же зондирующий сигнал проходит через ионосферу, измеренная матрица рассеяния будет несимметричной из-за невзаимности среды (соотношения взаимности выполняются только в симметричной среде). Вследствие несимметричности измеряемой матрицы рассеяния появляются две дополнительные измеряемые величины (элементы матрицы рассеяния комплексные). Тогда в случае, если изменение поляризации при распространении до цели и обратно характеризуется не более чем двумя параметрами, появляется принципиальная возможность использовать дополнительные измеряемые величины для исключения этих параметров из результатов измерений и восстановления истинной матрицы рассеяния. В противном случае возможность восстановления матрицы рассеяния исключена.

Из выводов предыдущего раздела следует, что реполяризация вследствие эффекта Коттона-Мутона исключает возможность восстановления истинной матрицы рассеяния. Действительно, пусть радиолокатор излучает сигнал на поляризации с вектором \underline{p}_0 (здесь

отождествляем вектор и координатный столбец, предполагая линейный поляризационный базис). При распространении сигнала до цели вектор поляризации сигнала станет равен $\underline{p}_1 = U_1 \underline{p}_0$, где U_1 — унитарная матрица, зависящая как от состояния ионосферы вдоль луча, так и от начальной поляризации \underline{p}_0 . После отражения от цели вектор поляризации станет равен $\underline{p}_2 = S U_1 \underline{p}_0$. А при обратном распространении от цели до радиолокатора сигнал вновь реполяризуется, и вектор поляризации сигнала становится равным $\underline{p} = U_2 S U_1 \underline{p}_0$, где U_2 — унитарная матрица, зависящая от вектора поляризации \underline{p}_2 и от состояния ионосферы.

Таким образом, реполяризация сигнала из-за эффекта Коттона-Мутона зависит как от начальной поляризации сигнала, так и от поляризации сигнала сразу после отражения от цели (а значит и от отражающих свойств цели). Даже в случае известных априори отражающих свойств цели реполяризация из-за эффекта Коттона-Мутона определяется двумя параметрами: изменениями угла эллиптичности при распространении от лоатора до цели и от цели до лоатора. Таким образом, даже в этом тривиальном случае реполяризация в ионосфере вследствие обоих эффектов определяется более чем двумя параметрами. Поэтому в тех случаях, когда влиянием эффекта Коттона-Мутона на измерения поляризационной матрицы рассеяния пренебречь нельзя, восстановить истинную матрицу рассеяния из измерений невозможно в принципе.

3.3.3. Влияние эффекта Фарадея на измерения матрицы рассеяния

Иначе обстоит дело с влиянием эффекта Фарадея.

Как следует из (9.17), угол поворота плоскости поляризации вследствие фарадеевского вращения при распространении от лоатора до цели равен

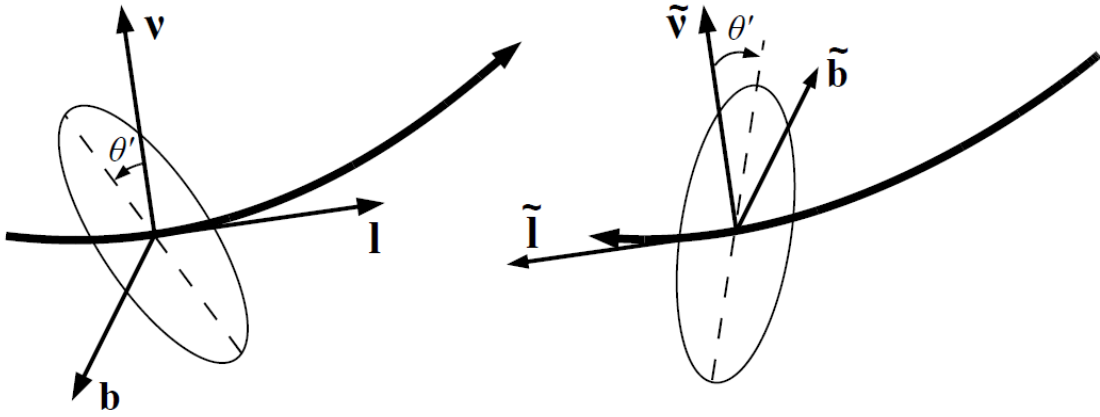


Рисунок 13. Прямое и обратное распространение вдоль луча.

$$\theta_F(\sigma) = \frac{1}{2} \frac{\omega}{c} \int_0^R v \sqrt{u} \cos \alpha \, d\sigma'. \quad (9.24)$$

При обращении направления распространения угол α заменяется на $\tilde{\alpha} = \pi - \alpha$, и $\cos \tilde{\alpha} = -\cos \alpha$. Тройка векторов $\mathbf{v}, \mathbf{b}, \mathbf{t}$ при обратном распространении заменяется на $\tilde{\mathbf{v}}, \tilde{\mathbf{b}}, \tilde{\mathbf{t}}$, где $\tilde{\mathbf{v}} = \mathbf{v}$, $\tilde{\mathbf{b}} = -\mathbf{b}$, $\tilde{\mathbf{t}} = -\mathbf{t}$ (рис. 13). Как следствие, при обратном распространении угол θ' будет отсчитываться в противоположную сторону. Из вышесказанного можно сделать вывод, что при обратном распространении сигнала вращение плоскости поляризации из-за эффекта Фарадея будет происходить в ту же сторону, что и при распространении сигнала до цели. Таким образом, при двойном прохождении сигнала через ионосферу угол поворота плоскости поляризации удваивается. Таким образом, реполяризация радиолокационного сигнала вследствие эффекта Фарадея определяется только одним параметром, что дает возможность восстановить матрицу рассеяния из измерений, искаженных фарадеевским вращением.

В литературе рассмотрена связь между измеренной матрицей рассеяния \mathbf{M} и истинной матрицей рассеяния \mathbf{S} для некоторых частных случаев. В частности известно, что в линейных ортонормированных поляризационных базисах, одинаково ориентированных в пространстве,

измеренная матрица рассеяния \mathbf{M}_{XY} будет связана с истинной матрицей рассеяния \mathbf{S}_{XY} следующим соотношением [10]:

$$\mathbf{M}_{XY} = \mathbf{R}_F \mathbf{S}_{XY} \mathbf{R}_F, \quad (9.25)$$

где

$$\mathbf{R}_F = \begin{pmatrix} \cos \theta_F & -\sin \theta_F \\ \sin \theta_F & \cos \theta_F \end{pmatrix}, \quad (9.26)$$

θ_F — угол фарадеевского вращения.

Элементы матрицы \mathbf{M}_{XY} из выражения (9.25) равны

$$\begin{aligned} [\mathbf{M}_{XY}]_{11} &= S_{11} \cos^2 \theta_F - S_{22} \sin^2 \theta_F, \\ [\mathbf{M}_{XY}]_{12} &= S_{12} + (S_{11} + S_{22}) \sin \theta_F \cos \theta_F, \\ [\mathbf{M}_{XY}]_{21} &= S_{12} - (S_{11} + S_{22}) \sin \theta_F \cos \theta_F, \\ [\mathbf{M}_{XY}]_{22} &= S_{22} \cos^2 \theta_F - S_{11} \sin^2 \theta_F. \end{aligned} \quad (9.27)$$

Здесь уже учтено, что $S_{12} = S_{21}$. Из этих выражений получаем:

$$\operatorname{tg} 2\theta_F = \frac{[\mathbf{M}_{XY}]_{12} - [\mathbf{M}_{XY}]_{21}}{[\mathbf{M}_{XY}]_{11} + [\mathbf{M}_{XY}]_{22}}. \quad (9.28)$$

Зная угол θ_F , можно восстановить истинную матрицу рассеяния \mathbf{S}_{XY} .

Поскольку фарадеевское вращение определяется только одним действительным параметром θ_F , а в истинной матрице рассеяния между собой связаны два действительных параметра, на элементы матрицы \mathbf{M}_{XY} налагается ограничение, непосредственно следующее из (9.28):

$$\operatorname{Im} \left(\frac{[\mathbf{M}_{XY}]_{12} - [\mathbf{M}_{XY}]_{21}}{[\mathbf{M}_{XY}]_{11} + [\mathbf{M}_{XY}]_{22}} \right) = 0. \quad (9.29)$$

На практике это соотношение можно использовать для калибровки радиолокатора.

Получим аналогичные формулы для случая произвольных поляризаций передающей и приемной антенн. Пусть радиолокатор излучает на поляризациях, определяемых векторами $\underline{\mathbf{T}}_{1,2}^+$, и принимает на антенны, у которых максимум принимаемого сигнала соответствует поляризациям $\underline{\mathbf{R}}_{1,2}^-$. Пусть \mathbf{Q} — матрица перехода от линейного

ортонормированного базиса $\underline{\mathbf{e}}_{x,y}^+$ к базису $\underline{\mathbf{T}}_{1,2}^+$, а \mathbf{P} — матрица перехода от линейного ортонормированного базиса $\underline{\mathbf{e}}_{x,y}^-$ к базису $\underline{\mathbf{R}}_{1,2}^-$. Будем предполагать, что пространственная ориентация базисов $\underline{\mathbf{e}}_{x,y}^+$ и $\underline{\mathbf{e}}_{x,y}^-$ совпадает. В таком случае измеренная матрица рассеяния равняется

$$\mathbf{M} = \mathbf{P}^{-1} \cdot \mathbf{R}_F \mathbf{S}_{XY} \mathbf{R}_F \cdot \mathbf{Q}. \quad (9.30)$$

Из (9.30) имеем:

$$\mathbf{P} \mathbf{M} \mathbf{Q}^{-1} = \mathbf{R}_F \mathbf{S}_{XY} \mathbf{R}_F. \quad (9.31)$$

Из сопоставления (9.31) и (9.25) следует, что в общем случае выражения (9.28) и (9.29) выглядят следующим образом:

$$\operatorname{tg} 2\theta_F = \frac{\mathbf{M}_{12} - \mathbf{M}_{21}}{\mathbf{M}_{11} + \mathbf{M}_{22}}, \quad (9.32)$$

$$\operatorname{Im} \left(\frac{\mathbf{M}_{12} - \mathbf{M}_{21}}{\mathbf{M}_{11} + \mathbf{M}_{22}} \right) = 0, \quad (9.33)$$

где

$$\mathbf{M} = \mathbf{P} \mathbf{M} \mathbf{Q}^{-1}. \quad (9.34)$$

В частном случае, когда измеряется матрица \mathbf{S}_T ,

$$\mathbf{M}_T = \mathbf{Q}^* \mathbf{M} \mathbf{Q}^{-1}. \quad (9.35)$$

В случае, когда измеряется \mathbf{S}_M ,

$$\mathbf{M}_M = \mathbf{Q} \mathbf{M} \mathbf{Q}^{-1}. \quad (9.36)$$

Наконец, в случае, когда измеряется матрица \mathbf{S}_R ,

$$\mathbf{M}_R = \sigma_3 \mathbf{Q} \mathbf{M} \mathbf{Q}^{-1} \quad (9.37)$$

(напомним, что $\sigma_3 = \operatorname{diag}(1, -1)$).

Формула (9.32) позволяет вычислить угол фарадеевского вращения с точностью до $\pi/2$ в случае произвольных поляризаций приемной и передающей антенн. Подстановка этого угла в формулу (9.26) в свою очередь позволяет частично восстановить матрицу рассеяния цели \mathbf{S}_{XY} из измеренной матрицы по формуле

$$\mathbf{S}_{XY} = \mathbf{R}_F^{-1} \cdot \mathbf{P} \mathbf{M} \mathbf{Q}^{-1} \cdot \mathbf{R}_F^{-1}. \quad (9.38)$$

Матрица S_{XY} , вычисленная по формуле (9.38), может отличаться от истинной матрицы рассеяния цели тем, что будет соответствовать точно такой же цели, повернутой в пространстве на угол $\pi/2$, π или $3\pi/2$ вокруг направления наблюдения.

Формула (9.33) описывает связь между элементами измеренной матрицы рассеяния в случае произвольных поляризаций приемной и передающей антенн, возникающую из-за электродинамического свойства взаимности. Подчеркнем еще раз, что эта связь может быть использована для калибровки радиолокатора.

3.4. Оценка реполяризации радиолокационных сигналов в ионосфере

Из выводов предыдущего раздела следует, что в тех случаях, когда радиолокационная цель находится в ионосфере или за ее пределами, реполяризация радиолокационных сигналов при их прохождении через ионосферу может свести на нет потенциал использования поляриметрической информации. В то же время порядок величины реполяризации существенно зависит от состояния ионосферы, частоты радиоволны, направления распространения, местоположения РЛС. Ниже мы оценим порядок величины реполяризации при различных значениях вышеупомянутых параметров, и приведем графики характерных зависимостей величины реполяризации от каждого параметра.

3.4.1. Прохождение радиоволн через ионосферу

Для описания поляризационного состояния будем пользоваться комплексным углом θ , определяемым выражением (9.16). Как уже было сказано, угол $\theta' = \operatorname{Re} \theta$ равен углу ориентации эллипса поляризации φ , а $\operatorname{th} \theta'' = \operatorname{th} \operatorname{Im} \theta$ равен тангенсу угла эллиптичности τ . При малых значениях θ'' эта величина практически не отличается от τ .

Использование угла θ для описания поляризационного состояния более удобно при численных расчетах, нежели использование параметров φ и τ .

Выпишем вновь уравнение для угла θ в квазиизотропном приближении, пренебрегая реполяризацией, вызванной кручением луча:

$$\frac{d\theta}{d\sigma} = \frac{1}{2} \frac{\omega}{c} v \sqrt{u} \cos \alpha - i \cdot \frac{1}{4} \frac{\omega}{c} v u \sin^2 \alpha \sin 2(\theta + \beta) \quad (9.39)$$

Из уравнения (9.39) можно сделать несколько качественных выводов о поведении углов $\theta' = \text{Re } \theta$ и $\theta'' = \text{Im } \theta$.

1. Первое слагаемое в правой части уравнения (9.39) пропорционально f^{-2} , в то время как второе слагаемое пропорционально f^{-3} . Поэтому, как уже говорилось, в большинстве случаев порядок величины эффекта Фарадея будет больше порядка величины эффекта Коттона-Мутона, и, следовательно, порядок величины θ' будет больше порядка величины θ'' .
2. Поскольку $v \sqrt{u} \cos \alpha$ плавно меняется вдоль луча, в тех случаях, когда $\theta' \gg \theta''$, θ' также будет плавно меняться вдоль луча.
3. Второе слагаемое в уравнении (9.39) периодически меняется с изменением θ . Поэтому, если $\theta' \gg \pi$, угол θ'' будет осциллировать при перемещении вдоль луча, причем минимальный период осцилляций σ_T будет определяться выражением

$$\sigma_T \sim \left[\max \left(\frac{d\theta'}{d\sigma} \right) \right]^{-1} \approx \left[\max \left(\frac{1}{2} \frac{\omega}{c} v \sqrt{u} \cos \alpha \right) \right]^{-1}. \quad (9.40)$$

С увеличением частоты период осцилляций θ'' увеличивается. На достаточно больших частотах осцилляций θ'' не будет, и эта величина будет плавно меняться вдоль луча.

4. Изменения угла θ'' будут максимальны на том участке луча, на котором будет максимален угол α между лучом и магнитным

полем, при условии, что этот участок лежит в области максимальной концентрации электронов. На рис. 14 такой участок выделен светло-серым цветом. На этом участке луч практически ортогонален силовым линиям магнитного поля.

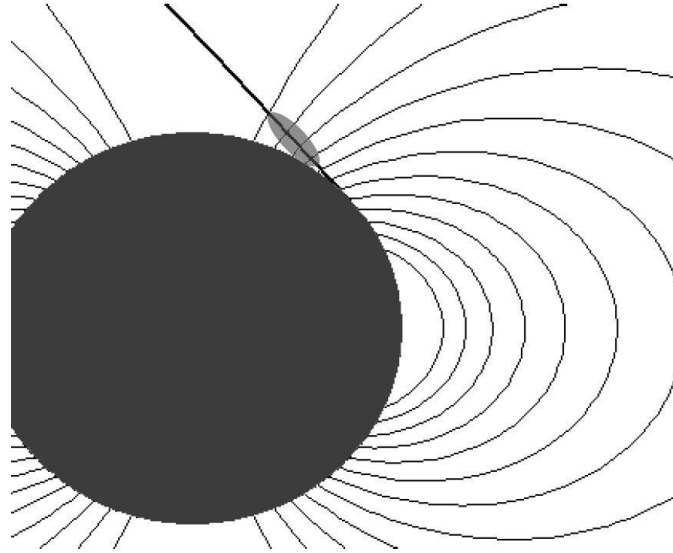


Рисунок 14. Квазиперпендикулярное распространение радиоволны.

3.4.2. Численное решение уравнения, описывающего реполяризацию

Интегрирование первого слагаемого в уравнении (9.39) для вычисления угла фарадеевского вращения не представляет сложностей.

Учет второго слагаемого на достаточно высоких частотах при малых значениях θ'' возможен методом малых возмущений [57], позволяющим также выразить θ'' через интеграл по длине луча. В первом приближении метода возмущений

$$\theta''(\sigma) \approx -i \cdot \frac{1}{4} \frac{\omega}{c} \int_0^\sigma v u \sin^2 \alpha \sin 2(\theta_F(\sigma) + \beta) d\sigma'. \quad (9.41)$$

На тех частотах, на которых метод возмущений становится непригодным, необходимо численно решать уравнение (9.39). Согласно сделанной ранее оценке, эта необходимость может возникнуть уже на метровых волнах. Ниже предложим методику для численного решения

уравнения (9.39) и приведем результаты расчетов для различных значений параметров.

Для оценки реполяризации будем использовать биэкспоненциальную модель высотного профиля электронной концентрации в ионосфере [34]:

$$\frac{N(h)}{N_m} = \begin{cases} 0, & h < h_0 \\ \gamma \left[\exp\left(-\frac{h-h_0}{h_1}\right) - \exp\left(-\frac{h-h_0}{h_2}\right) \right], & h > h_0, \end{cases} \quad (9.42)$$

где $\gamma^{-1} = \left(\frac{h_2}{h_1}\right)^{\frac{h_2}{h_1-h_2}} - \left(\frac{h_2}{h_1}\right)^{\frac{h_1}{h_1-h_2}}$.

Характерные значения параметров модели возьмем из [54]: $h_0 = 200$ км, $h_1 = 325$ км, $h_2 = 32,5$ км, $N_m = 10^6$ см⁻³.

Численное решение уравнения (9.39) осложнено тем фактом, что слагаемые, соответствующие эффектам Фарадея и Коттона-Мутона, могут отличаться на порядки. Из-за этого численное решение уравнения (9.39) в его исходной форме будет давать неверный результат для угла θ'' . Для того чтобы избежать сложностей, связанных с жесткостью дифференциального уравнения, преобразуем уравнение (9.39) к интегро-дифференциальному виду, сделав следующую замену: $\chi = \theta - F$, где

$$F(\sigma) = \theta_0 + \frac{1}{2} \frac{\omega}{c} \int_0^\sigma v \sqrt{u} \cos \alpha \, d\sigma'. \quad (9.43)$$

Соответствующее уравнение для величины χ имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{d\chi}{d\sigma} = & -i \cdot \frac{1}{4} \frac{\omega}{c} v u \sin^2 \alpha \times \\ & \times \sin \left(2\chi + 2\theta_0 + \frac{\omega}{c} \int_0^\sigma v \sqrt{u} \cos \alpha \, d\sigma' + 2\beta \right). \end{aligned} \quad (9.44)$$

Уравнение (9.44) решалось численно с помощью метода Рунге-Кутты 4-го порядка [83]. Интеграл (9.43) вычислялся с помощью метода Симпсона. При решении уравнения (9.44) шаг выбирался так, чтобы он

был в несколько раз меньше минимального периода осцилляций угла θ'' (см. оценку для минимального периода осцилляций (9.40)):

$$\Delta\sigma \sim \frac{1}{10} \left[\max_{\sigma} \left(\frac{1}{2} \frac{\omega}{c} v \sqrt{u} \cos \alpha \right) \right]^{-1}. \quad (9.45)$$

Вычисления делались в геоцентрической системе координат. Предполагалось, что магнитные и географические полюса совпадают (это допущение является лишь выбором системы координат и никак не влияет на общность решения). Магнитное поле Земли аппроксимировалось полем диполя с дипольным моментом $|\mathbf{m}| = 7,8 \cdot 10^{22} \text{ А} \cdot \text{м}^2$:

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{3\mathbf{r} \cdot (\mathbf{m}, \mathbf{r})}{r^5} - \frac{\mathbf{m}}{r^3} \right). \quad (9.46)$$

Начальная поляризация сигнала предполагалась линейной.

Для проверки вычислительной схемы делалось сравнение результатов вычислений с результатами, даваемыми методом возмущений.

3.4.3. Результаты вычислений

На рис. 15 и 16 представлены результаты расчета зависимости θ' и θ'' от дальности на частоте 100 МГц ($\lambda = 3 \text{ м}$). Широта излучателя 60° , азимут луча 45° , угол места 10° . Как видно из графиков, эффект Фарадея в данном случае на три порядка больше, чем эффект Коттона-Мутона. На данной частоте плоскость поляризации делает несколько оборотов при прохождении радиоволны через ионосферу. На рис. 16 видны осцилляции угла θ'' . Форма эллипса поляризации периодически меняется при распространении в ионосфере. Как и ожидалось, период осцилляций угла θ'' увеличивается при распространении, а амплитуда осцилляций уменьшается.

Нужно отметить, что используемая нами модель ионосферы сильно идеализирована. При наличии в ионосфере крупномасштабных

неоднородностей зависимость θ'' от дальности будет несколько отличаться от изображенной на рис. 16. Тем не менее, используемая модель позволяет оценить порядок величины θ'' .

На рис. 17-20 представлены графики зависимостей максимальных абсолютных значений углов θ' и θ'' от широты излучателя на частоте 100 МГц. Графикам на рис. 17-18 соответствует азимут луча 0° , а графикам на рис. 19-20 соответствует азимут 90° . Угол места 0° . Из графиков видно, что величина обоих эффектов существенно зависит как от широты излучателя, так и от направления луча. В основном величина эффектов определяется углом α между лучом и силовыми линиями магнитного поля в области максимума электронной концентрации в ионосфере. Минимум на рис. 17 и глобальный максимум на рис. 18 соответствуют ситуации, изображенной на рис. 14, когда в области максимума электронной концентрации луч практически перпендикулярен силовым линиям магнитного поля. Минимум на рис. 19 и максимум на рис. 20 соответствуют поперечному распространению волны на широте 0° .

Графики на рис. 18 и 20 на первый взгляд выглядят противостественно. Действительно, если азимут луча 90° , то изначально луч перпендикулярен магнитному полю, и кажется, что в этом случае величина эффекта Коттона-Мутона должна быть больше, чем в случае азимута 0° . Причина несоответствия графиков на рис. 18 и 20 этим рассуждениям заключается в поведении угла α вдоль луча. При азимуте 90° угол между лучом и магнитным полем монотонно убывает вдоль луча. В случае, когда азимут равен 0° , луч неизбежно проходит через точку, в которой он перпендикулярен магнитному полю (поверхность, образованную такими точками называют ракурсной поверхностью [1]). Если эта точка находится в области максимума электронной

концентрации, изменение формы эллипса поляризации при прохождении через эту область может быть существенным.

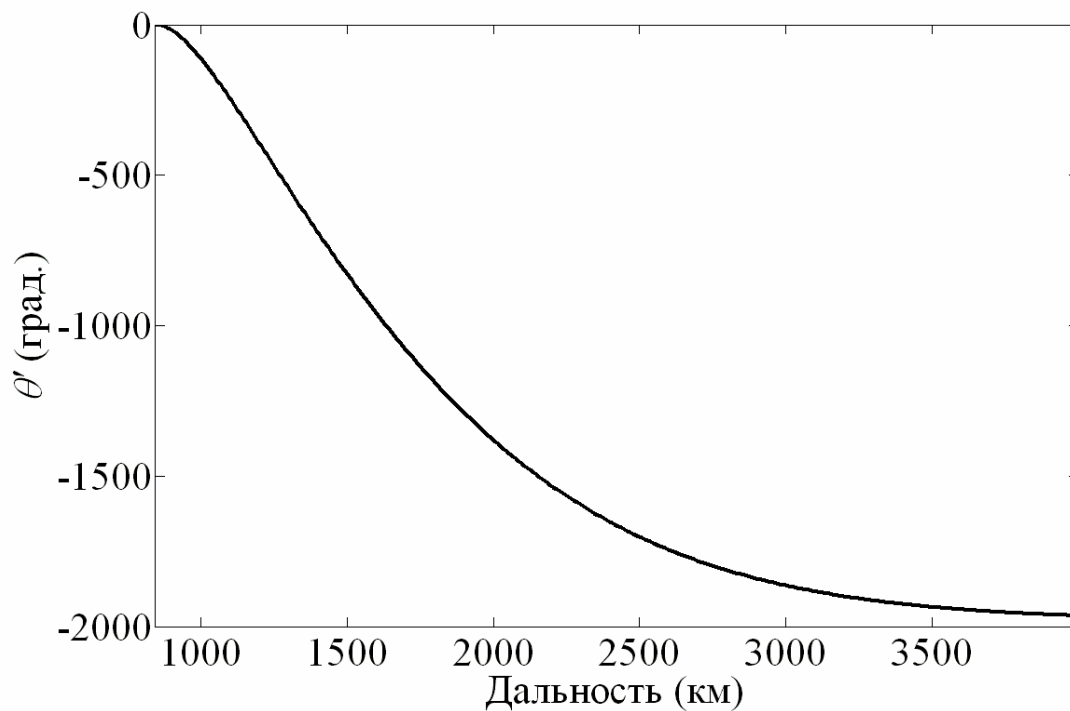


Рисунок 15. Зависимость θ' от дальности. Частота 100 МГц, широта излучателя 60° , азимут луча 45° , угол места 10° .

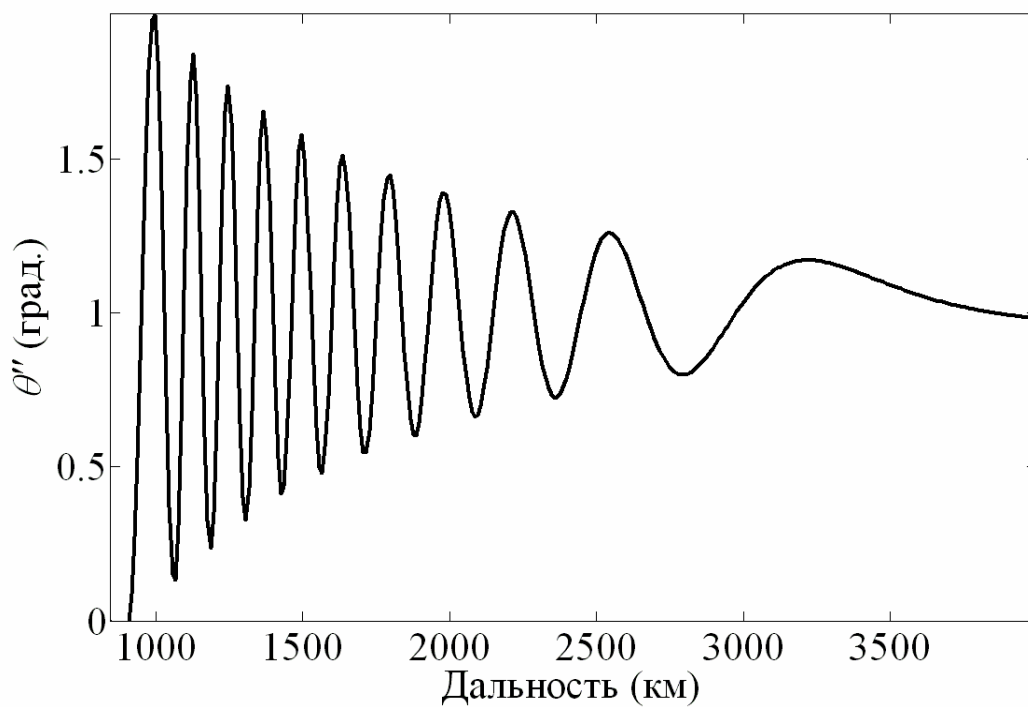


Рисунок 16. Зависимость θ'' от дальности. Частота 100 МГц, широта излучателя 60° , азимут луча 45° , угол места 10° .

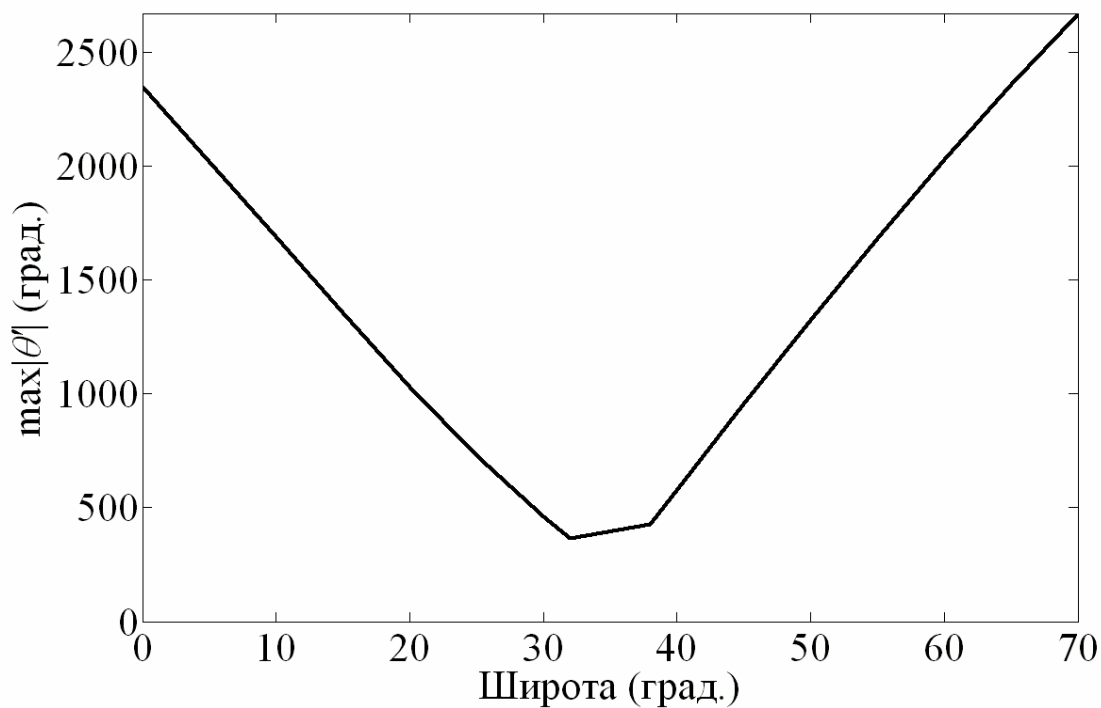


Рисунок 17. Зависимость $\max|\theta'|$ от широты излучателя.

Частота 100 МГц, азимут 0° , угол места 0° .

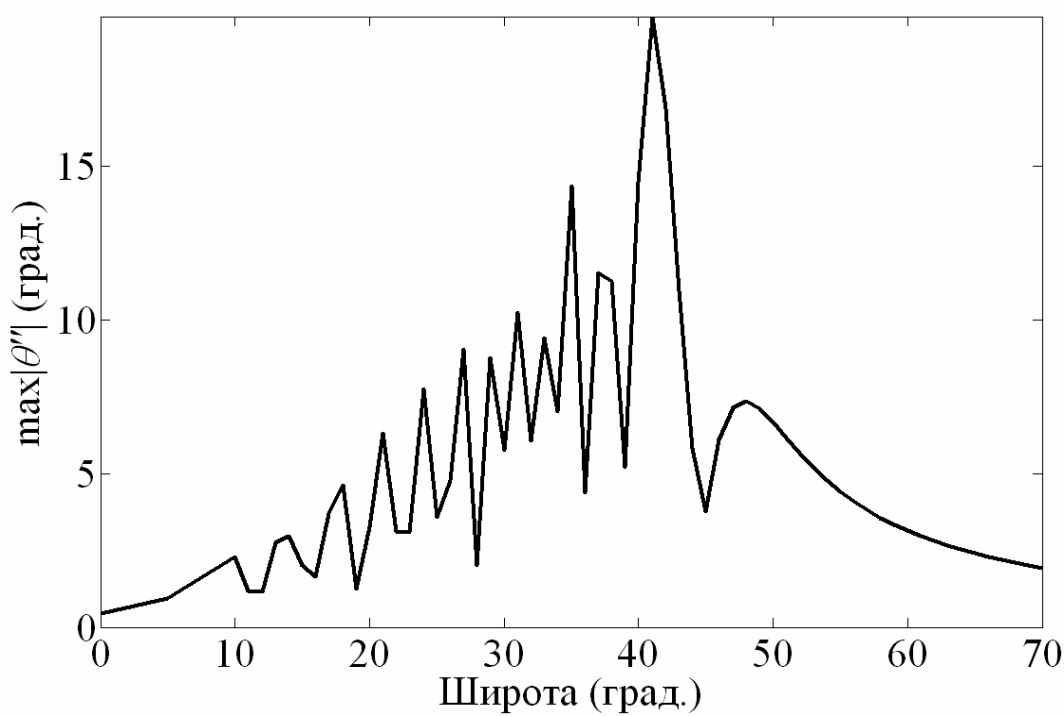


Рисунок 18. Зависимость $\max|\theta''|$ от широты излучателя.

Частота 100 МГц, азимут 0° , угол места 0° .

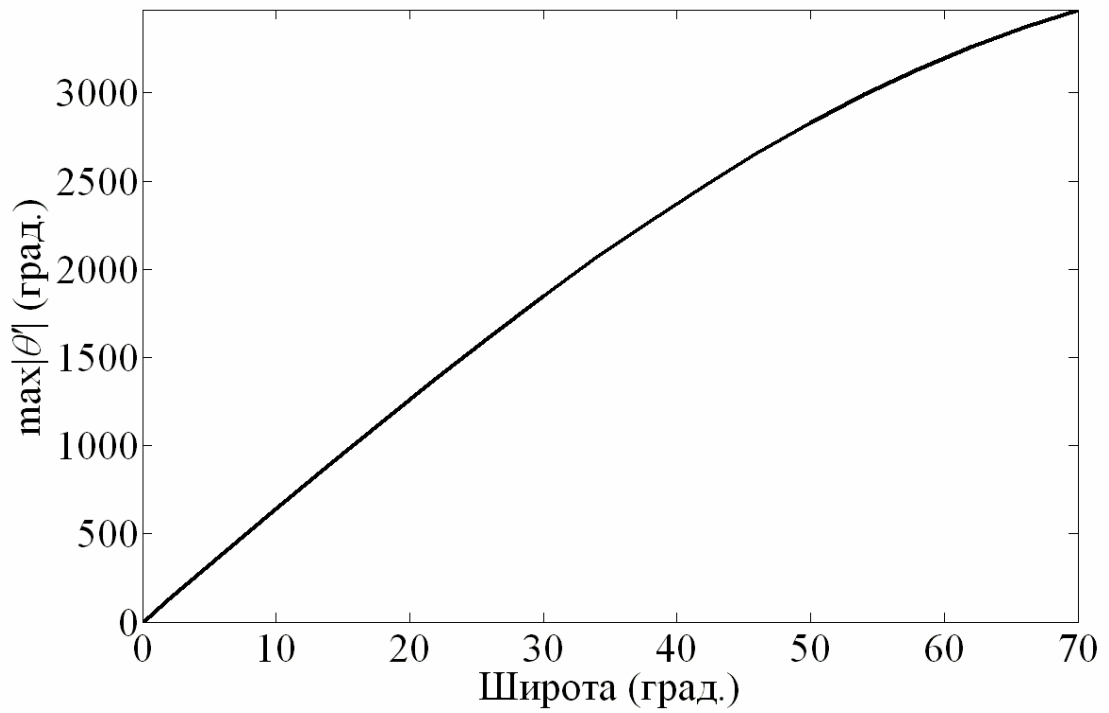


Рисунок 19. Зависимость $\max|\theta'|$ от широты излучателя.

Частота 100 МГц, азимут 90° , угол места 0° .

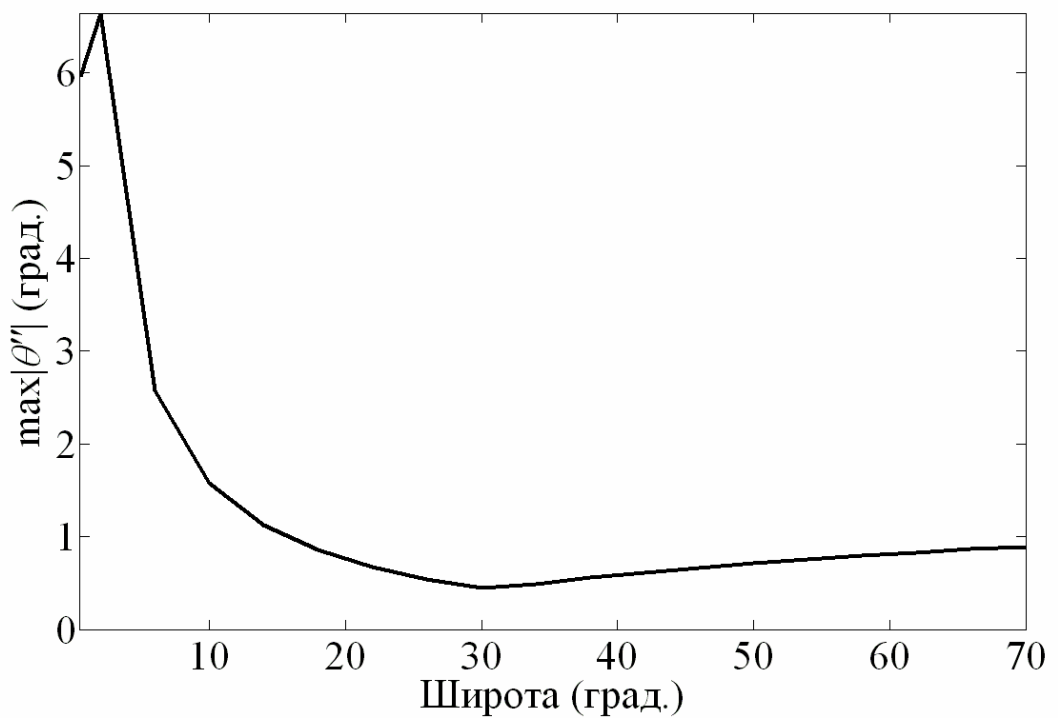


Рисунок 20. Зависимость $\max|\theta''|$ от широты излучателя.

Частота 100 МГц, азимут 90° , угол места 0° .

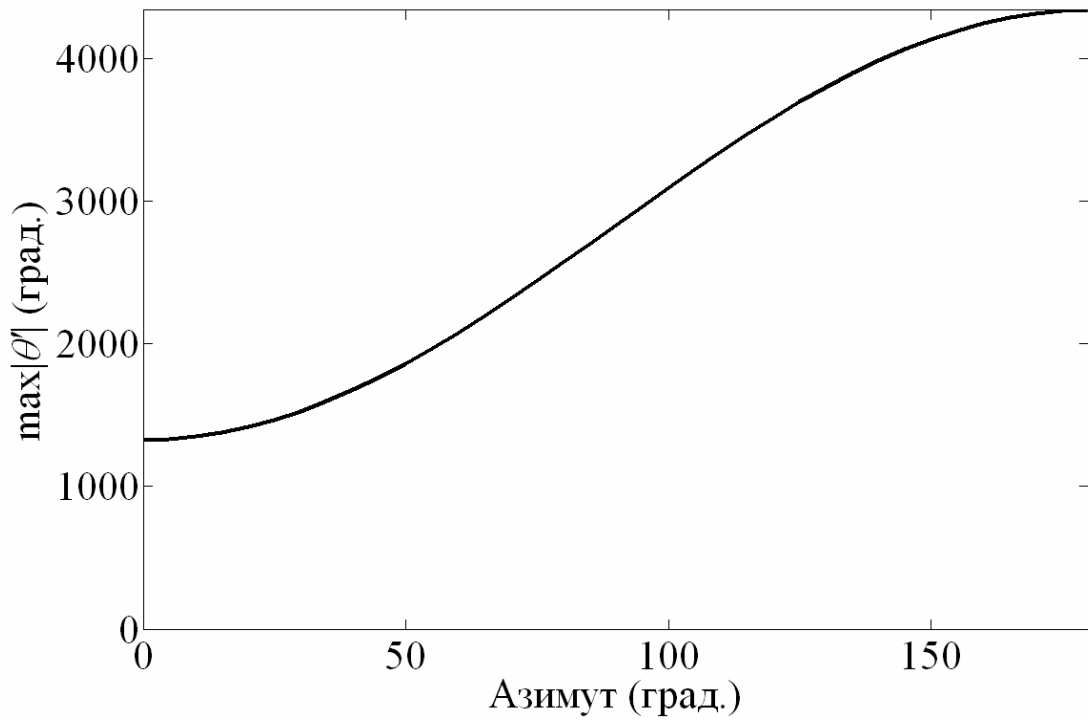


Рисунок 21. Зависимость $\max|\theta'|$ от азимута. Частота 100 МГц, широта излучателя 50° , угол места 0° .

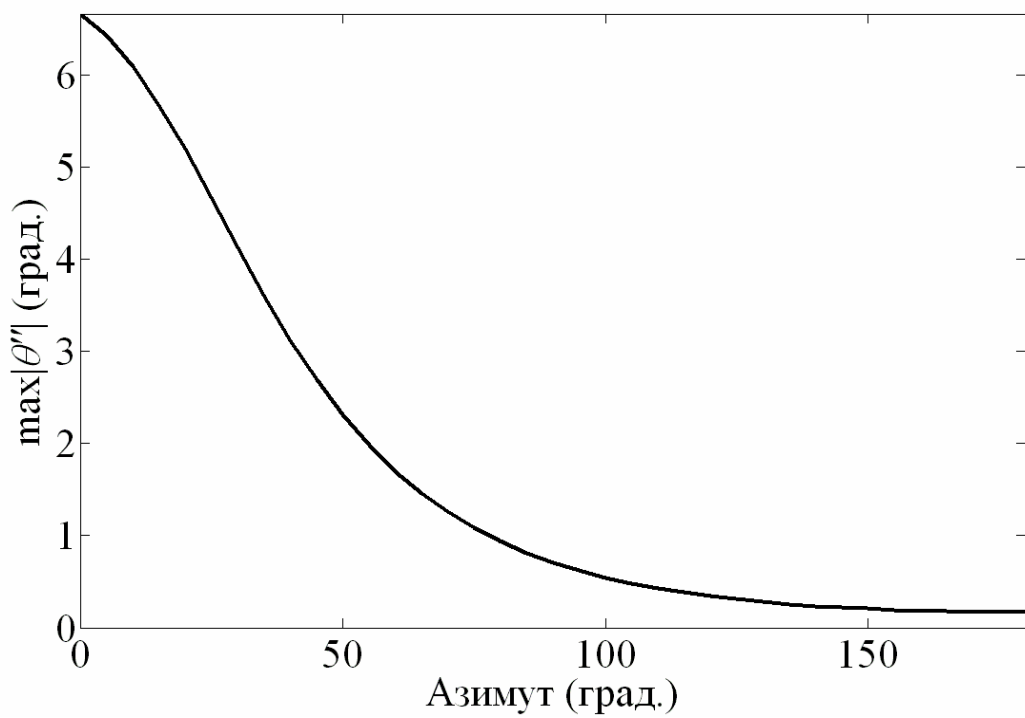


Рисунок 22. Зависимость $\max|\theta''|$ от азимута. Частота 100 МГц, широта излучателя 50° , угол места 0° .

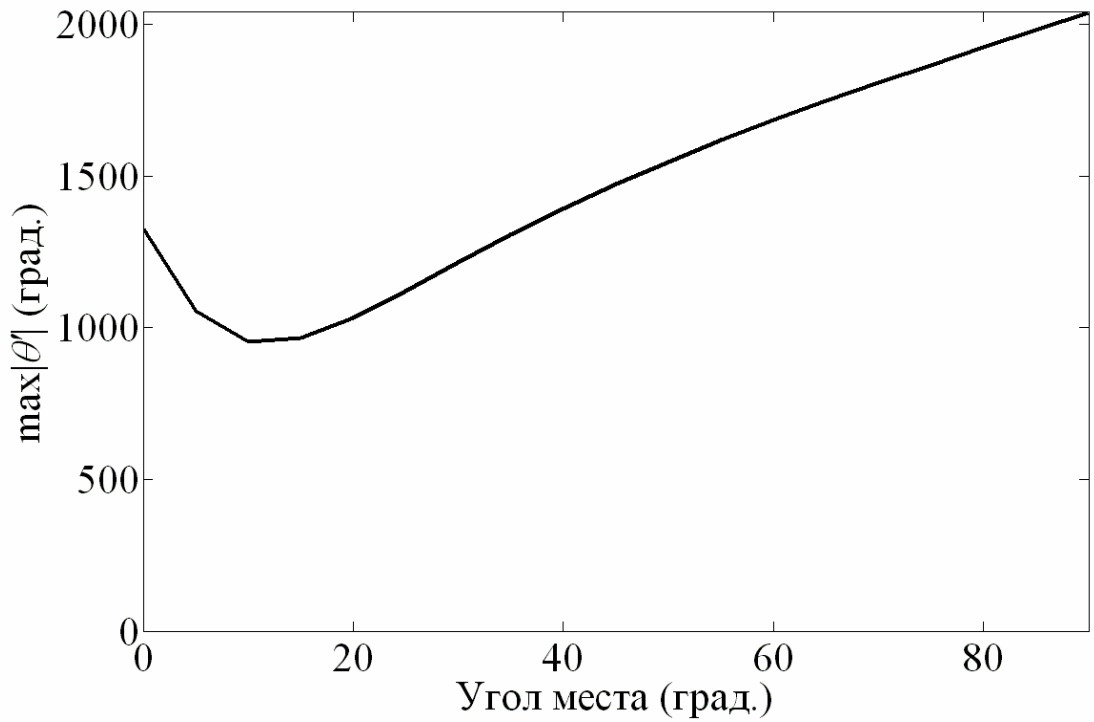


Рисунок 23. Зависимость $\max|\theta'|$ от угла места. Частота 100 МГц, широта излучателя 50° , азимут 0° .

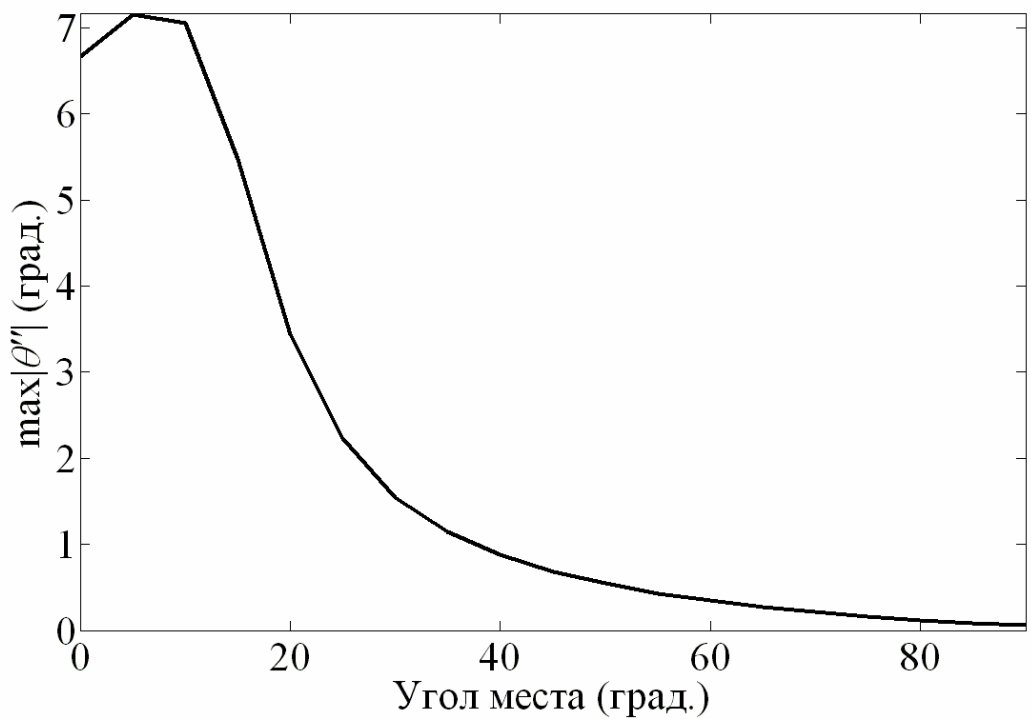


Рисунок 24. Зависимость $\max|\theta''|$ от угла места. Частота 100 МГц, широта излучателя 50° , азимут 0° .

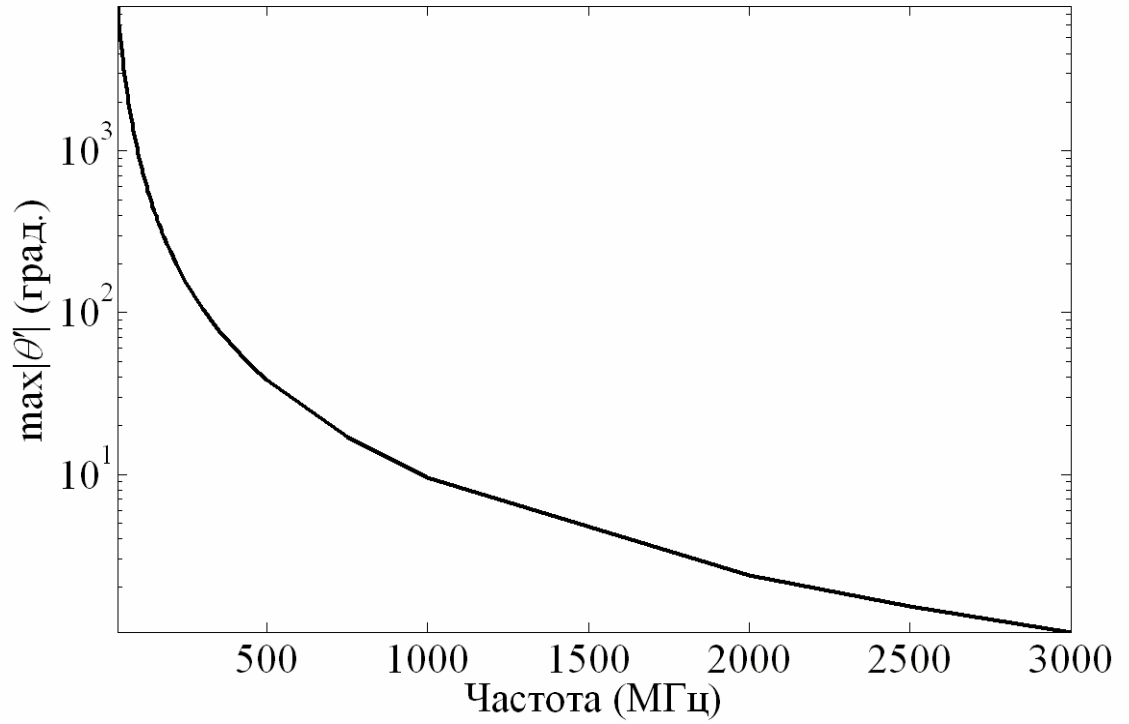


Рисунок 25. Зависимость $\max|\theta'|$ от частоты. Широта излучателя 50° , азимут 0° .

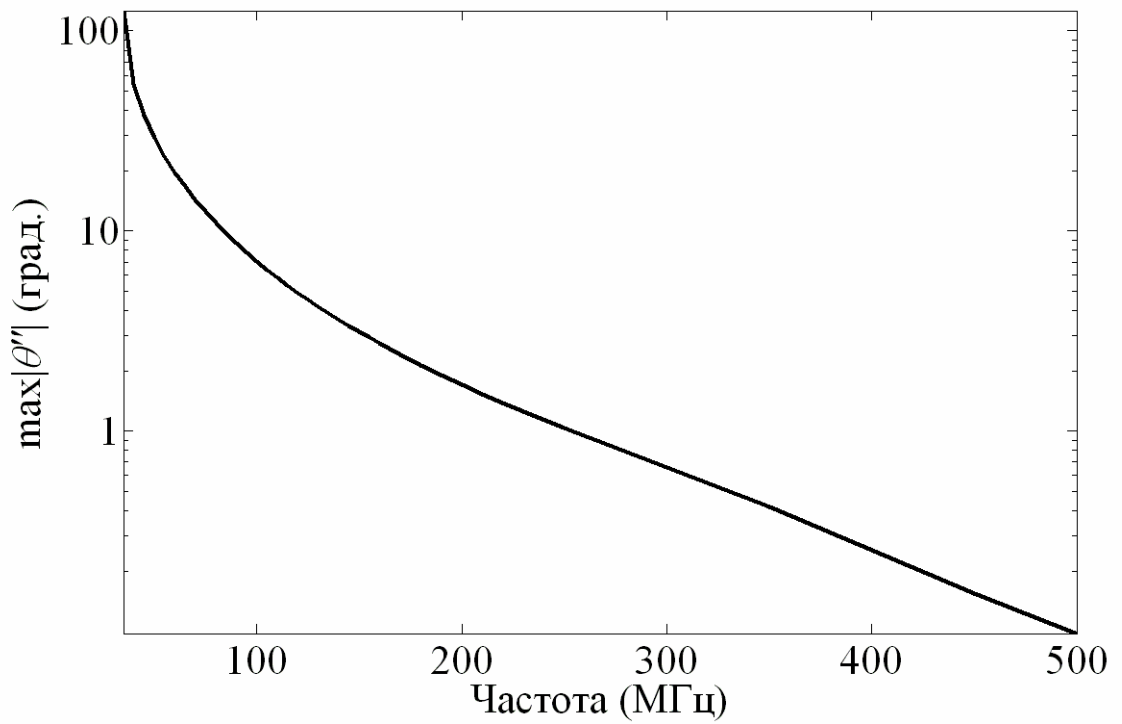


Рисунок 26. Зависимость $\max|\theta''|$ от частоты. Широта излучателя 50° , азимут 0° .

Основной практический вывод, который можно сделать из графиков на рис. 18 и 20, — это тот факт, что уже на метровых волнах реполяризация сигнала из-за эффекта Коттона-Мутона в некоторых случаях может существенно повлиять на поляризметрические измерения.

На рис. 21 и 22 изображены зависимости максимальных абсолютных значений углов θ' и θ'' от азимута луча на частоте 100 МГц. Широта излучателя 50° , угол места 0° . Характер зависимостей на графиках отражает тот факт, что при изменении азимута от 0° до 180° уменьшается угол между лучом и магнитным полем. При увеличении азимута величина эффекта Коттона-Мутона уменьшается на порядок, в то время как порядок величины эффекта Фарадея остается тем же.

На рис. 23 и 24 представлены графики зависимостей максимальных абсолютных значений углов θ' и θ'' от угла места луча на частоте 100 МГц. Широта излучателя 50° , азимут 0° . Характер зависимостей на графиках отражает тот факт, что на этой широте угол между силовыми линиями магнитного поля и поверхностью Земли близок к 90° , и при увеличении угла места уменьшается угол между лучом и магнитным полем.

На рис. 25 и 26 представлены частотные зависимости максимумов абсолютных значений углов θ' и θ'' . Масштаб по осям ординат логарифмический. Представленные графики позволяют судить о порядке величины рассматриваемых эффектов на разных частотах. Из графиков видно, что при увеличении частоты порядок величины эффекта Коттона-Мутона уменьшается быстрее, чем порядок величины эффекта Фарадея. Вращение плоскости поляризации из-за эффекта Фарадея сказывается на поляризметрических измерениях на частотах меньше или порядка 3 ГГц. Реполяризация сигнала вследствие эффекта Коттона-Мутона существенна на частотах меньше или порядка 150 МГц.

3.5. Выводы

Подытожим основные результаты данной главы.

Из вопросов, связанных с реполяризацией радиолокационных сигналов при прохождении через атмосферу Земли, не освещенными в литературе являются следующие:

1. Реполяризация радиолокационного сигнала при прохождении через регулярные неоднородности тропосферы.
2. Алгоритм восстановления истинной матрицы рассеяния по данным поляриметрических измерений, искаженных фарадеевским вращением, для случая произвольных поляризаций передающей и приемной антенн.
3. Возможность восстановления истинной матрицы рассеяния по данным поляриметрических измерений, искаженных эффектом Коттона-Мутона.
4. Характерные зависимости величины эффектов Фарадея и Коттона-Мутона от направления луча, географической широты, дальности.

Эти вопросы рассмотрены в данной главе.

- Реполяризация радиолокационного сигнала, обусловленная кручением луча в тропосфере, мала ($\sim 10^{-6}$), и нет необходимости учитывать ее на практике.
- Существует принципиальная возможность восстановления истинной матрицы рассеяния цели по данным радиолокатора с полным поляризационным анализом, искаженным фарадеевским вращением, но только в тех случаях, когда реполяризация вследствие эффекта Коттона-Мутона пренебрежимо мала по абсолютной величине. В разделе **Ошибка! Источник ссылки не найден.** приводятся формулы для восстановления матрицы рассеяния в случае произвольных поляризаций передающей и приемной антенн.

- В случаях, когда влиянием эффекта Коттона-Мутона на измерения поляризационной матрицы рассеяния пренебречь нельзя, восстановить истинную матрицу рассеяния из измерений невозможно в принципе. Поскольку величина эффекта Коттона-Мутона существенно зависит от направления луча и местоположения излучателя, при проектировании РЛС метрового диапазона с полным поляризационным анализом необходимо оценивать порядок величины этого эффекта отдельно в каждом конкретном случае, учитывая местоположение РЛС и сектор обзора.
- Вращение плоскости поляризации из-за эффекта Фарадея сказывается на поляриметрических измерениях на частотах меньших или порядка 3 ГГц. На метровых волнах плоскость поляризации сигнала при прохождении через ионосферу может сделать несколько оборотов. Величина эффекта Фарадея может меняться в несколько раз в зависимости от широты излучателя и направления луча. Реполаризация сигнала вследствие эффекта Коттона-Мутона сказывается на поляриметрических измерениях на частотах меньше или порядка 150 МГц. Порядок величины эффекта увеличивается с уменьшением частоты. На частотах больше или порядка 300 МГц данный эффект пренебрежимо мал. При увеличении азимута луча величина эффекта уменьшается и может уменьшиться на порядок.

4. Информативность поляризационных признаков в задаче распознавания типовых целей

Данная глава посвящена исследованию информативности данных, полученных с помощью поляриметрических радиолокаторов при решении задач распознавания типовых целей РЛС дальнего обнаружения.

Как уже было сказано, можно выделить два типа поляриметрических радиолокаторов: с полным поляризационным приемом (позволяющие измерять матрицу рассеяния) и двухканальные (излучающие на одной поляризации, и принимающие на две).

Радиолокаторы с полным поляризационным анализом конструктивно сложнее двухканальных радиолокаторов и уж тем более классических одноканальных радиолокаторов. Можно выделить два достоинства таких радиолокаторов.

1. В радиолокаторах с полным поляризационным анализом, излучающих на двух ортогональных поляризациях, отсутствуют потери энергии, связанные с тем, что отражающие свойства цели могут зависеть от поляризации падающей волны. Отсутствуют и потери из-за несогласованности поляризации отраженной волны и приемной антенны.
2. Из матрицы рассеяния можно получить информацию о рассеивающих свойствах цели, никак не связанную с поляризацией падающей волны, и характеризующую исключительно цель. В частности, из матрицы рассеяния можно выделить информацию, инвариантную относительно взаимного вращения цели и плоскости поляризации падающей волны вокруг направления наблюдения.

Инвариантность относительно вращения цели вокруг направления наблюдения очень важна по той причине, что она уменьшает на одну степень свободы зависимость отражающих свойств цели от ее ориентации. Это может быть существенно при построении процедур распознавания цели.

4.1. Радиолокатор с полным поляризационным анализом

В случае радиолокатора с полным поляризационным анализом все данные о рассеивающих свойствах цели заключены в измеряемой матрице рассеяния. Матрица рассеяния является исчерпывающей характеристикой обратного рассеяния для заданного направления облучения и заданной частоты.

Как уже было сказано, элементы матрицы рассеяния зависят от поляризационных базисов, в которых записана матрица. Но поскольку матрица рассеяния является матрицей линейного отображения, из нее можно получить характеристики этого отображения, не зависящие от базисов, в которых записана матрица. Естественным способом получения таких характеристик является диагонализация матрицы линейного отображения. В первой главе было рассмотрено два способа диагонализации матрицы рассеяния: преобразование конгруэнтности и преобразование подобия.

Преобразование конгруэнтности является традиционным способом диагонализации матрицы рассеяния, по умолчанию используемым. Инварианты оператора рассеяния, получаемые с помощью преобразования конгруэнтности, были впервые рассмотрены Дж. Р. Хайненом в [12]. Параметры, введенные в [12], широко используются в настоящее время. Перечислим эти параметры.

Пусть матрица рассеяния \mathbf{S}_{XY} , записанная в линейных ортонормированных, одинаково ориентированных поляризационных базисах $\underline{\mathbf{e}}_x^+, \underline{\mathbf{e}}_y^+$ и $\underline{\mathbf{e}}_x^-, \underline{\mathbf{e}}_y^-$, диагонализуется преобразованием конгруэнтности:

$$\mathbf{U}^T \cdot \mathbf{S}_{XY} \cdot \mathbf{U} = \begin{pmatrix} S_1 & 0 \\ 0 & S_2 \end{pmatrix}, \quad (10.1)$$

где \mathbf{U} — унитарная матрица, а $S_{1,2}$ — комплексные числа, называемые коэффициентами отражения. Матрица \mathbf{U} , как любая унитарная матрица представима в виде

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi \\ \sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \tau & i \sin \tau \\ i \sin \tau & \cos \tau \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} e^{i\alpha} & 0 \\ 0 & e^{-i\alpha} \end{pmatrix}, \quad (10.2)$$

и с точностью до разности фаз α между базисными векторами определяет диагонализующий базис. Углы ориентации базисных векторов равны φ и $\varphi + \pi/2$, а углы эллиптичности равны $\pm\tau$.

Параметры $S_{1,2}$ можно преобразовать к виду

$$\begin{pmatrix} S_1 & 0 \\ 0 & S_2 \end{pmatrix} = m \cdot e^{i\xi} \begin{pmatrix} e^{2i\nu} & 0 \\ 0 & \operatorname{tg}^2 \gamma \cdot e^{-2i\nu} \end{pmatrix}. \quad (10.3)$$

Параметры m , γ и ν называют параметрами Хайнена.

В отечественной литературе более распространена другая параметризация разложения (10.2). Вместо параметра m используют понятие полной ЭПР рассеивателя

$$\sigma_\Sigma = |S_1|^2 + |S_2|^2 = \sum_{ij} \left| [\mathbf{S}_{XY}]_{ij} \right|^2. \quad (10.4)$$

Вместо параметра γ используют понятие степени поляризационной анизотропии

$$\mu = \frac{\left| |S_1|^2 - |S_2|^2 \right|}{|S_1|^2 + |S_2|^2}. \quad (10.5)$$

Вместо параметра ν используют разность фаз коэффициентов отражения

$$\delta = \left| \arg S_1 - \arg S_2 \right|. \quad (10.6)$$

Этими параметрами будем пользоваться ниже.

Полная ЭПР является энергетической характеристикой рассеивателя. Она равна сумме квадратов элементов любой матрицы рассеяния, полученной из \mathbf{S}_{XY} преобразованием конгруэнтности. В частности

$$\sigma_{\Sigma} = \sum_{ij} \left| [\mathbf{s}_{XY}]_{ij} \right|^2. \quad (10.7)$$

Степень поляризационной анизотропии является мерой поляризационной избирательности рассеивателя. Эта величина характеризует различие отражающей способности рассеивателя для его собственных поляризаций. Термин «поляризационная анизотропия» не следует смешивать с пространственной анизотропией рассеивателя. Понятие поляризационной анизотропии перекликается с пространственной анизотропией в случае, когда собственный базис рассеивателя линейен и $\arg S_1 - \arg S_2$. У такого рассеивателя при $S_1 = S_2$ (т.е. при $\mu = 0$) собственным базисом будет любой линейный базис с произвольным углом поворота φ . Т.е. рассеиватель в этом случае будет изотропен в том смысле, что его отражающие свойства будут одинаковы при всех углах φ . Примером такого рассеивателя является сфера или, в некотором приближении любое другое тело с гладкой поверхностью, достаточно большое в масштабах длины волны.

Разность фаз коэффициентов отражения δ содержит фазовую информацию, заключенную в коэффициентах отражения $S_{1,2}$. Можно выделить две наиболее очевидные причины возникновения разности фаз δ при отражении. Во-первых, разность фаз возникает в результате отражения от поляризационно избирательных объектов разнесенных по дальности. Это могут быть как несколько рассеивателей, так и один рассеиватель, содержащий в себе несколько отражающих элементов. Во-вторых, ненулевая разность фаз может говорить о наличии переотражений в процессе рассеяния. В частности для двухгранного уголкового отражателя разность фаз равна π .

Угол ориентации собственных поляризаций φ определяется ориентацией цели относительно направления наблюдения. При вращении цели в плоскости волнового фронта угол φ будет меняться на угол поворота цели. Все остальные параметры оператора рассеяния при

этом меняться не будут. В некоторых случаях, при наличии априорных данных о цели, угол φ может дать представление об ориентации цели.

Угол эллиптичности собственных поляризаций τ является индикатором симметричности рассеивателя. Легко показать, что в случае если рассеиватель обладает плоскостью симметрии, и волновой вектор лежит в этой плоскости, собственные поляризации рассеивателя будут линейными, и τ будет равняться нулю [12, 51]. Обратное утверждение в общем случае неверно. Важным является случай рассеивателя с осевой симметрией. В этом случае при любом ракурсе такого рассеивателя его собственные поляризации линейны, и $\tau = 0$.

Возможна диагонализация матрицы рассеяния преобразованием подобия:

$$\mathbf{O}^{-1} \cdot \mathbf{S}_{XY} \cdot \mathbf{O} = \begin{pmatrix} \tilde{S}_1 & 0 \\ 0 & \tilde{S}_2 \end{pmatrix}, \quad (10.8)$$

где \mathbf{O} — матрица из столбцов, комплексно ортогональных друг другу. Будем предполагать, что нормировка базисных векторов, определяемых матрицей \mathbf{O} , выбрана такой, чтобы они имели единичную норму с точки зрения эрмитова скалярного произведения (соответствовали волнам с одинаковой интенсивностью). По аналогии с параметрами $\varphi, \tau, \mu, \delta$ можно ввести параметры $\tilde{\varphi}, \tilde{\tau}, \tilde{\mu}, \tilde{\delta}$, определяемые через $\tilde{S}_{1,2}$. Можно утверждать, что параметры $\tilde{S}_{1,2}, \tilde{\varphi}, \tilde{\tau}, \tilde{\mu}, \tilde{\delta}$ имеют физический смысл, аналогичный смыслу параметров $S_{1,2}, \varphi, \tau, \mu, \delta$. Различие их заключается в том, что $\tilde{S}_{1,2}, \tilde{\varphi}, \tilde{\tau}, \tilde{\mu}, \tilde{\delta}$ характеризуют поляризации, эллипсы которых при рассеянии сохраняют форму, ориентацию в пространстве и направление обхода, если рассматривать их в трехмерном пространстве. В то время как $S_{1,2}, \varphi, \tau, \mu, \delta$ характеризуют поляризации, эллипсы которых при рассеянии сохраняют форму и ориентацию в пространстве, но направление их обхода меняется на противоположное, если рассматривать их в трехмерном пространстве.

Таким образом, принципиальной разницы между использованием преобразований (10.1) и (10.8) для нахождения инвариантов оператора рассеяния. Выбор преобразования для диагонализации матрицы рассеяния должен определяться из соображений удобства. Преобразование (10.1) удобно в тех случаях, когда в задаче используется матрица рассеяния S_T . Преобразование (10.8) удобно тогда, когда используется матрица S_M .

В случаях, когда собственные поляризации цели линейны, преобразования (10.1) и (10.8) совпадают.

4.2. Двухканальный поляриметрический радиолокатор

Двухканальные радиолокаторы, очевидно, не могут дать исчерпывающей характеристики рассеивающих свойств цели. Тем не менее, они дают некоторую поляриметрическую информацию, характеризующую цель. Проблема заключается в том, что эта информация «привязана» к поляризации излучаемого сигнала в том смысле, что она зависит от поляризации передающей антенны радиолокатора. Что касается энергии отраженного сигнала, то в общем случае она тоже будет зависеть от поляризации, на которой излучает радиолокатор.

Тем не менее, в статьях [2, 29] предлагается использовать дальностные портреты, полученные с помощью двухканальных радиолокаторов, излучающих на круговой поляризации, для идентификации самолетов.

Возникает закономерный вопрос: нельзя ли и в нашей задаче распознавания целей СПРН обойтись двухканальным радиолокатором для решения задачи распознавания? Этот вопрос встает особенно остро в связи с тем, что двухканальные радиолокаторы конструктивно

существенно проще радиолокаторов с полным поляризационным анализом.

Можно ли из данных двухканального радиолокатора выделить какую-либо информацию о рассеивающих свойствах цели? Можно ли из этих данных выделить информацию, инвариантную относительно вращения цели вокруг направления наблюдения? В каких случаях энергия принимаемого сигнала не будет зависеть от поляризации падающей волны? В каких случаях она не будет меняться при вращении цели вокруг направления наблюдения? На эти вопросы мы попытаемся ответить ниже. Для ответа на эти вопросы необходимо проанализировать процесс преобразования поляризационного состояния при рассеянии, а также зависимость ЭПР цели от поляризации падающей волны. Для анализа будем использовать представление поляризации на сфере Пуанкаре. Это представление устанавливает взаимно однозначное соответствие между точками на сфере и поляризационными состояниями [1]. В данном случае такое представление наиболее наглядно иллюстрирует изменение поляризационного состояния при рассеянии.

4.2.1. Энергетические характеристики рассеяния

Ответим сначала на вопрос: может ли ЭПР цели не зависеть от поляризации падающей волны? Очевидно, в этом случае плотность потока мощности отраженной волны должна зависеть только от плотности потока мощности падающей волны и не должна зависеть от поляризации падающей волны. Эта зависимость должна быть линейной, поскольку мы находимся в рамках линейной электродинамики. А поскольку ЭПР определяется нормой вектора Джонса отраженной волны, это означает, что оператор рассеяния должен с точностью до коэффициента пропорциональности сохранять норму вектора Джонса.

Следовательно оператор рассеяния должен быть унитарным оператором. Матрица рассеяния цели при этом должна иметь вид

$$\mathbf{S} = A \cdot \mathbf{S}_U, \quad (10.9)$$

где A — комплексный скаляр, а \mathbf{S}_U — унитарная матрица.

Классическими примерами таких целей являются сфера и двухгранный уголкоый отражатель. На практике большинство целей, представляющих интерес в радиолокационной поляриметрии, обладают матрицей рассеяния, которая не пропорциональна унитарной матрице.

Проанализируем теперь зависимость ЭПР цели от поляризации падающей волны. Пусть точки H и V на сфере соответствуют горизонтальной и вертикальной поляризациям (рис. 1), точки R и L — правой и левой круговым поляризациям, точки O_1 и O_2 — нулевым поляризациями цели, точка P_i — поляризации падающей волны, а точка C — центру сферы.

Как показано в [1], при фиксированной плотности потока мощности падающей волны ЭПР цели определяется квадратом расстояния (рис. 27) между серединой хорды O_1O_2 и точкой P_i .

Найдем ответ на вопрос: в каком случае ЭПР цели не будет меняться при взаимном вращении цели и плоскости поляризации падающей волны вокруг направления наблюдения?

Вращение цели вокруг направления наблюдения проявляется во вращении точек O_1 и O_2 , а значит и точки O , вокруг прямой RL . Аналогично, вращение плоскости поляризации падающей волны соответствует вращению точки P_i вокруг прямой RL . Длина отрезка P_iO не будет меняться при таких вращениях в двух случаях: если точка P_i лежит на прямой RL , либо если точка O лежит на прямой RL .

Точка P_i может лежать на прямой RL , только если она совпадает с точками R или L , т.е. если поляризация падающей волны круговая.

Таким образом, ЭПР цели зависит от поляризации падающей волны во всех случаях, когда матрица рассеяния цели не пропорциональна унитарной матрице. В случае если радиолокатор излучает на круговой поляризации, ЭПР цели будет инвариантна относительно взаимного вращения плоскости поляризации и цели вокруг направления наблюдения.

4.2.2. Поляриметрическая информация о цели

Проанализируем теперь преобразование поляризационного состояния в процессе рассеяния.

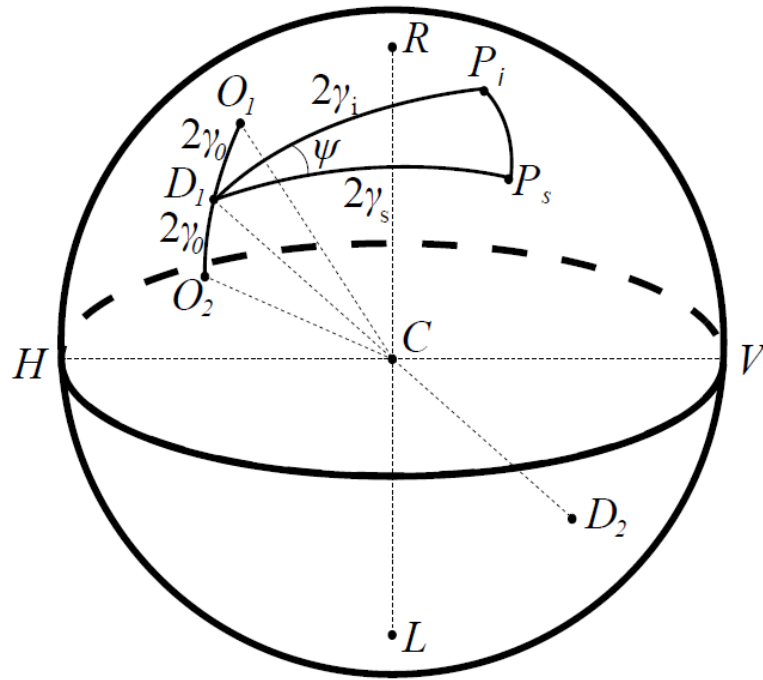


Рисунок 28. Преобразование поляризации при рассеянии на сфере Пуанкаре

Пусть собственным поляризациям соответствуют точки $D_{1,2}$ на сфере Пуанкаре (рис. 28), поляризации падающей волны соответствует точка P_i , а поляризации рассеянной волны — точка P_s . Пусть также $2\gamma_i$, $2\gamma_s$, $2\gamma_0$ — угловые величины дуг, соединяющих D_1 с P_i , P_s и O_1 (или O_2). Пусть $\psi = \arg \lambda_1 - \arg \lambda_2$, где $\lambda_{1,2}$ — коэффициенты отражения

для собственных поляризаций цели. Как показано в [1], угол γ_s определяется углами γ_i и γ_0 и связан с ними уравнением $\operatorname{tg} \gamma_i = \operatorname{tg}^2 \gamma_0 \operatorname{tg} \gamma_s$, а угол между дугами $P_i D_1$ и $P_s D_1$ равен ψ (рис. 28). Таким образом, положение точки P_s на сфере можно определить при известном положении точки D_1 и известных углах γ_0 и ψ . Этими параметрами можно характеризовать рассеивающие свойства цели. Очевидно, что обратное действие невозможно: в общем случае по положению точки P_s нельзя восстановить оператор рассеяния. Действительно, положение точки P_s характеризуется двумя параметрами — угловыми координатами. А рассеивающие свойства цели характеризуются четырьмя параметрами, в нашем случае это угловые координаты D_1 и углы γ_0 и ψ . Можно измерить какие-либо два параметра, но только зная априори другие два параметра из четырех.

Рассмотрим для примера наиболее часто встречающийся на практике случай. Предположим, что априори известно, что цель обладает симметрией вращения, либо плоскость рассеяния совпадает с плоскостью симметрии цели. Речь может идти не о цели целиком, а об области поверхности цели, существенной для отражения (например, блестящая точка на кромке цилиндра или конуса). Наличие такой симметрии будет означать, что точка D_1 лежит на нулевой «широте» сферы (собственные поляризации цели линейные). Предположим также, что $\psi = 0$. Это будет означать, что точки D_1 , P_s и P_i лежат на одной дуге. В таком случае, зная положение точки P_s , мы сможем найти «долготу» точки D_1 и угол γ_0 , и таким образом узнать угол поворота цели вокруг направления наблюдения и степень поляризационной избирательности цели.

Есть ли какие-либо параметры, не меняющиеся при вращении цели вокруг направления наблюдения? Такое вращение приводит к повороту точек $D_{1,2}$ и $O_{1,2}$ вокруг RL . Из рис. 28 ясно, что только в двух

случаях можно получить инварианты относительно вращения цели: либо когда точки $D_{1,2}$ совпадают с R и L (это означает, что у цели круговые собственные поляризации), либо когда P_i совпадает с R или L (это означает, что радиолокатор излучает на круговой поляризации). В этих случаях при вращении цели «широта» точки P_s меняться не будет. Это значит, что меняться будет лишь угол ориентации эллипса поляризации рассеянного сигнала, а форма эллипса будет оставаться постоянной. Таким образом, для того, чтобы можно было получить инвариант относительно вращения цели вокруг направления наблюдения, радиолокатор должен излучать на круговой поляризации.

Особая роль круговых поляризаций в радиополяриметрических системах неоднократно подчеркивается в книгах [50, с. 117; 51]. В частности в [51, с. 11] отмечается: «Чисто эвристически особая роль круговых поляризаций следует из сферы Пуанкаре — если точек на этой сфере, соответствующих эллиптическим и линейным поляризациям, бесконечно много, то для круговых поляризаций их всего две, ...». Если вспомнить, что изменение «долготы» точки на сфере Пуанкаре соответствует повороту в пространстве вокруг направления распространения, данный тезис можно переформулировать следующим образом: особая роль круговых поляризаций следует из их симметричности по отношению к пространственному вращению вокруг направления наблюдения.

Подытожим основные результаты данного раздела

1. В общем случае невозможно из данных двухканального поляризационного радиолокатора извлечь информацию о рассеивающих свойствах цели. Такая возможность появляется только тогда, когда есть априорная информация о цели (т.е. когда априори известны по крайней мере два параметра, определяющие оператор рассеяния цели).

2. В случае если радиолокатор излучает на круговой поляризации, форма эллипса поляризации отраженного сигнала не меняется при вращении цели вокруг направления наблюдения. Этот факт является важным для построения процедур распознавания целей, поскольку дает выделить характеристики рассеяния, не зависящие от угла ориентации относительно направления наблюдения.
3. Учитывая вышесказанное, можно утверждать, что излучение на круговой поляризации является предпочтительным для двухканального радиолокатора. При этом, поскольку ориентация цели априори неизвестна, использование дополнительной поляризации на прием дает лишь один информативный параметр в дополнение к энергетическому — форму эллипса поляризации отраженной волны.

Таким образом, в нашей задаче распознавания целей СПРН использовать двухканальный радиолокатор целесообразно только в том случае, если для распознавания целей достаточно одного поляриметрического параметра в дополнение к энергетическому. При этом предполагается использование круговой поляризации передающей антенны.

4.3. Характеристики типовых целей

4.3.1. Выбор типовых целей

Типовые наблюдаемые цели РЛС дальнего обнаружения можно условно поделить на две группы:

1. Баллистические цели;
2. Прочие объекты различного назначения.

Группа баллистических целей включает в себя следующие объекты [45]:

- Моноблочная головная часть межконтинентальной баллистической ракеты (МБР) — передняя часть ракеты, в

которой размещена ее боевая часть или спутник, выводимый на орбиту. Представляет собой аэродинамический обтекатель — тело вращения.

- Разделяющаяся головная часть МБР, состоящая из нескольких боевых блоков, отделяющихся в начале пассивного участка полета, и ступени разведения.
- Отделяемая маршевая ступень ракеты, представляющая собой цилиндрический корпус, отделяющийся от ракеты на активном участке полета.
- Сложная баллистическая цель, содержащая боевой блок и средства преодоления ПРО.

Сложная баллистическая цель в свою очередь включает в себя

- Боевой блок конической формы.
- Дипольные отражатели, представляющее собой облако из «диполей» — узких полосок фольги.
- Легкие надувные ложные цели, представляющие собой металлизированную надувную оболочку, маскирующие боевой блок на внеатмосферном участке траектории.
- Тяжелые ложные цели, представляющие собой аналоги боевого блока, не несущие заряда.

Баллистические объекты конструируются с учётом аэродинамических характеристик и имеют достаточно простые формы

Прочие объекты, не относящиеся к баллистическим целям, включают в себя спутники различной конфигурации, космический мусор, воздушные суда, крылатые ракеты. Подобные объекты отличаются большим разнообразием габаритных размеров, форм и особенностей конструкции.

Наибольший интерес для СПРН представляют составные части МБР, и, в частности, составляющие сложной баллистической цели:

корпус ракеты, боевые блоки, легкие и тяжелые ложные цели. Достаточно простые формы боевых блоков и ложных целей дают возможность моделировать их отражательные характеристики, и, основываясь на результатах моделирования, делать выводы о возможности решения задачи распознавания на основе поляризационных признаков.

Что касается облака дипольных отражателей, методика селекции цели в таком облаке на основе поляризационных признаков предложена в работах Б.В. Храбростина и основана на различии статистических характеристик поляризационных векторов рассеяния (элементов матрицы рассеяния, выписанных в столбец) объектов, относящихся к различным классам [90, 46]. Однако, как указано в [90], эта методика работает только в случае, когда отношение сигнал/помеха больше или примерно равно единице. Такая ситуация возможна лишь в случае, когда ЭПР облака дипольных отражателей в элементе разрешения сравнима с ЭПР цели, что в принципе возможно, если радиолокатор работает на частоте, отличной от резонансной частоты дипольных отражателей. В противном случае, задача селекции цели в облаке дипольных помех по-прежнему остается нерешенной.

С учетом вышесказанного, набор типовых целей СПРН, который будем использовать ниже для анализа, выберем следующий (рис. 29):

- эллипсоид вращения (имитация ложной цели),
- конус (имитация боевого блока),
- цилиндр (имитация корпуса ракеты),
- модель крылатой ракеты (имитация небаллистической цели со сложной геометрией).

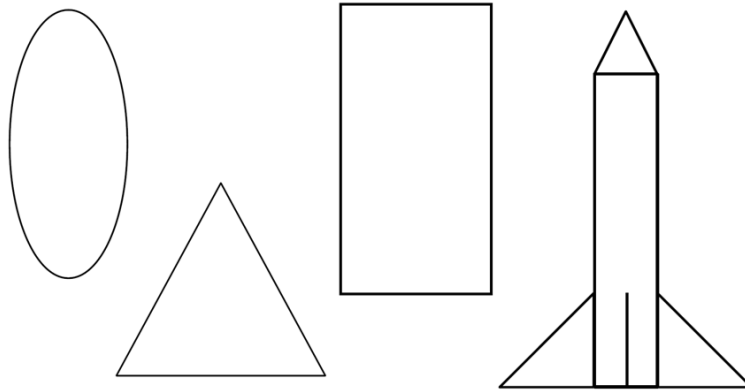


Рисунок 29. Типовые цели

4.3.2. Характерные особенности типовых целей

Перечислим характерные геометрические и электродинамические особенности каждой из типовых целей.

Если говорить о размерах целей, то поскольку существующие РЛС дальнего обнаружения работают в метровом и дециметровом диапазонах, а характерные размеры целей — порядка метров, можно утверждать, что цели имеют размеры больше или порядка длины волны. При таких размерах целей отражение от их гладкой поверхности достаточно адекватно описывается физической оптикой. В приближении физической оптики поляризационные эффекты при рассеянии отсутствуют.

Эллипсоид — единственная цель, обладающая гладкой поверхностью. У остальных целей есть изломы поверхности, на которых происходит реполяризация сигнала при отражении. Отражение от изломов поверхности является одной из основных причин изменения поляризационного состояния при рассеянии. И именно этот механизм «ответственен» за поляризационные характеристики рассеяния всех выбранных типовых целей, кроме ракеты, в случае, если их размеры больше или порядка длины волны.

У реальных целей изломы редко бывают идеально острыми. Как правило они скруглены. Особенно это касается геометрии боевых

блоков. Это не может не сказываться на поляризационных характеристиках рассеяния. Поэтому отдельной задачей является исследование влияния закруглений изломов поверхности на характеристики рассеяния. Эта задача является важной, поскольку реполяризация при отражении от конуса, а, следовательно, и возможность его распознавания по поляризационным признакам, обусловлена в основном именно наличием излома поверхности.

Конус и ракета обладают острием, которое также является источником поляризационных эффектов при рассеянии. При отражении от острия реполяризация обуславливается как наличием самого острия, так и большой кривизной поверхности вблизи острия. Однако, при обратном рассеянии на конечном конусе влияние острия на рассеянное поле мало по сравнению с вкладом от кромок основания конуса [86, с. 110; 87, с. 159, 9], и им можно пренебречь.

Наиболее существенные изменения поляризации будут происходить при отражении от ракеты, поскольку ее поверхность обладает наиболее сложной формой. Помимо отражения от изломов реполяризация возможна также при переотражениях между элементами ракеты.

Все цели кроме ракеты обладают симметрией вращения. Как было указано выше, это свойство является очень важным при поляриметрическом анализе. Оно означает, что собственные поляризации этих целей являются линейными.

Таким образом, ключевыми особенностями целей, определяющих возможность их распознавания по поляризационным признакам, являются следующие геометрические особенности:

- наличие/отсутствие изломов поверхности;
- скругление изломов поверхности;
- осевая симметричность.

4.4. Реполаризация при отражении от излома поверхности

4.4.1. Рассеяние на остром изломе

Как уже говорилось в разделе 4.3, одним из основных механизмов изменения поляризационного состояния электромагнитных волн является наличие изломов (ребер) на их поверхности. Физика рассеяния на изломах поверхности в случаях, когда радиус кривизны излома больше или порядка длины волны, достаточно хорошо изучена. Существуют сложившиеся высокочастотные методики вычисления поля, рассеянного телами с изломами поверхности [86, 87, 61, 32, 58, 38, 58].

В [87, с 193] приводится выражение для угла ориентации вектора поляризации волны, отраженной от идеально проводящего клина, в случае линейной поляризации падающей волны. В [58, с. 144] приводится анализ поляризационных характеристик поля дифракции для нескольких частных случаев импедансных и диэлектрических клиновидных структур. Для наших целей представляет интерес анализ влияния геометрии излома поверхности на оператор рассеяния, при условии, что отражение от излома вносит наибольший вклад в рассеянное поле. Несмотря на относительную простоту данной задачи, нам не удалось найти в литературе такого анализа, поэтому ниже рассмотрим зависимость характеристик рассеяния от угла раствора клина, касательного к излому и направления облучения.

Рассмотрим вначале рассеяние на бесконечном клине плоской волны, падающей перпендикулярно ребру клина. Выберем линейные поляризационные базисы для падающей и отраженной волн так, чтобы один из базисных векторов был параллелен ребру клина, а второй — перпендикулярен ему, причем соответствующие базисные векторы выберем одинаково ориентированными в пространстве.

Из теории рассеяния на бесконечном клине [87, 32] следует, что в данном поляризационном базисе пропорциональна диагональной матрице:

$$S = \begin{pmatrix} S_1 & 0 \\ 0 & S_2 \end{pmatrix} \sim \begin{pmatrix} f & 0 \\ 0 & -g \end{pmatrix} \quad (10.10)$$

Вдали от направлений зеркальных отражений выражения для функций f и g выглядят следующим образом:

$$\begin{Bmatrix} f \\ g \end{Bmatrix} = \frac{\sin \frac{\pi}{n}}{n} \begin{pmatrix} \frac{1}{\cos \frac{\pi}{n} - 1} \mp \frac{1}{\cos \frac{\pi}{n} - \cos \frac{2\varphi_0}{n}} \end{pmatrix}, \quad (10.11)$$

где $n = \alpha / \pi$, α — внешний угол раствора клина, φ_0 — угол облучения, отсчитываемый от одной из граней клина.

Таким образом, выбранные базисные поляризации являются собственными поляризациями клина. Из (10.11) следует, что в общем случае коэффициенты отражения для собственных поляризаций будут разными. Это и есть причина изменения поляризации электромагнитной волны при рассеянии на бесконечном клине.

Если на клин падает линейно поляризованная волна, то отражённая волна также будет линейно поляризованной. При этом поляризация отражённой волны будет повернута относительно поляризации падающей волны на некоторый угол, зависящий от поляризации падающей волны, угла раствора клина и направления облучения. Отметим, что вышесказанное справедливо только для клина с идеально проводящей поверхностью.

Если на клин падает волна с круговой поляризацией, то отраженная волна будет эллиптически поляризованной. Причем одна из осей эллипса будет ориентирована вдоль ребра клина, а другая — перпендикулярно ребру. Отношение длин осей будет равно $|f|/|g|$. Т.е. ориентация эллипса поляризации отраженной волны будет соответствовать ориентации клина, а форма эллипса будет зависеть от

угла раствора клина и направления облучения. Известны примеры использования данного свойства волн с круговой поляризацией в задаче распознавания радиолокационных целей по дальностно-поляризационным портретам [2, 29].

При падении на клин волны с произвольной эллиптической поляризацией эллипсы поляризации падающей и отраженной волн будут отличаться как ориентацией, так и формой.

Различие коэффициентов отражения для собственных поляризаций приводит к поляризационной избирательности бесконечного клина. Наиболее наглядно это видно на примере круговой поляризации падающей волны. Степень поляризационной анизотропии для бесконечного клина равняется

$$\mu = \frac{|f^2 - g^2|}{f^2 + g^2}.$$

На рис. 31 приведена зависимость степени поляризационной анизотропии клина от угла раствора клина β и угла ψ между направлением падающей волны и биссектрисой внешнего угла клина (см. рис. 30). Черная линия на рис. 31 соответствует направлениям зеркального отражения: $\psi = \pi/2 - \beta/2$. Нужно помнить, что вблизи этих направлений выражения (10.11) для функций f и g неприменимы. Тем не менее, даже вблизи направлений зеркального отражения график на рис. 31 отражает реальную ситуацию: при приближении к направлениям зеркального отражения μ уменьшается до нуля, что и должно быть, поскольку при отражении от плоскости степень поляризационной анизотропии равна нулю.

Может показаться странным, что μ на рис. 2 зависит от направления облучения при $\beta = 180^\circ$, ведь при рассеянии от плоскости никакой поляризационной избирательности быть не должно. Эта зависимость μ от направления облучения объясняется тем, что при

$\beta \rightarrow 180^\circ$ $f, g \rightarrow 0$, т.е. амплитуды краевых волн уменьшаются, но сохраняется зависимость f и g от направления облучения, что и проявляется в изменении μ при изменении направления облучения.

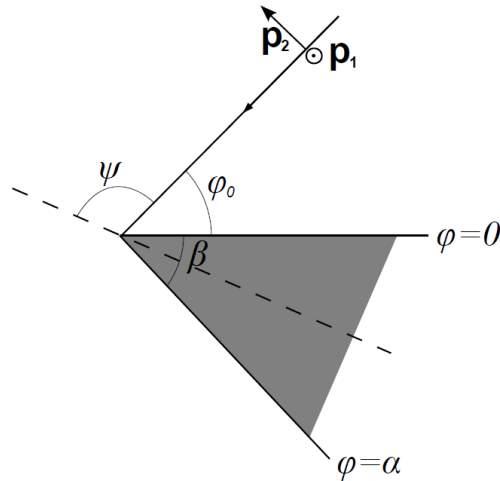


Рисунок 30. Дифракция плоской волны на бесконечном клине.

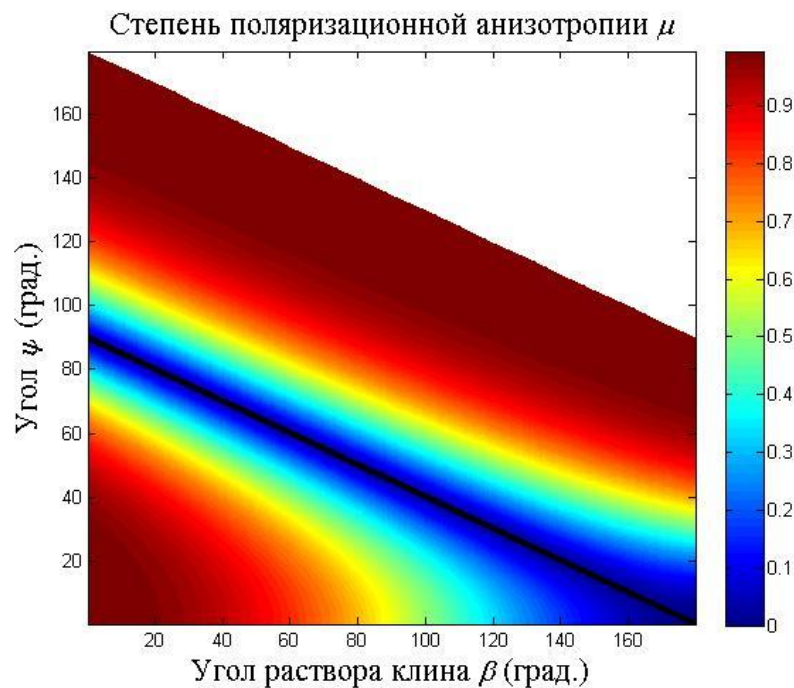


Рисунок 31. Зависимость степени поляризационной анизотропии от угла раствора клина и направления облучения.

Из графика на рис. 31 можно сделать следующие выводы:

1. Рассмотрим диапазон углов $0 \leq \psi \leq \pi/2 - \beta/2$. В этом диапазоне поляризационная избирательность уменьшается при увеличении угла раствора клина, а также при приближении к направлениям зеркального отражения. Степень поляризационной анизотропии максимальна при малых углах раствора клина и при направлениях облучения близких к биссектрисе внешнего угла клина. При $\beta = 0$ (отражение от полуплоскости) и $\psi = 0$ отражается только поляризация, параллельная ребру клина.

2. Теперь рассмотрим диапазон углов $\pi/2 - \beta/2 \leq \psi \leq \pi - \beta/2$. В этом диапазоне поляризационная избирательность также уменьшается при приближении к направлениям зеркального отражения. При уменьшении угла между гранью клина и направлением облучающей волны степень поляризационной анизотропии увеличивается до 1. При скользящем падении облучающей волны вдоль грани клина отражается только поляризация перпендикулярная ребру клина.

Для идеально проводящего клина можно сделать одно очень интересное наблюдение. Согласно (10.11), сумма функций f и g равна

$$f + g = \frac{\sin \frac{\pi}{n}}{n \left(\cos \frac{\pi}{n} - 1 \right)}. \quad (10.12)$$

Т.е. вдали от зеркальных направлений сумма $f + g$ не зависит от угла φ_0 и зависит лишь от угла раствора клина. Это означает, что $|S_1 - S_2|$, модуль разности элементов матрицы рассеяния (10.10), также не будет зависеть от угла φ_0 .

При рассеянии на реальных телах, размеры и радиусы кривизны поверхности которых больше или сравнимы с длиной волны, работает принцип локальности дифракционного поля в окрестности ребра. Согласно этому принципу, на элементе поверхности тела вблизи излома

наводится ток, приближенно равный току, наводимому на поверхности соответствующего бесконечного двухгранного клина.

Рассмотрим участок излома на поверхности тела, являющийся окрестностью блестящей точки для заданного направления облучения. Будем предполагать, что блестящая точка лежит на ребре излома. Характеристики рассеяния такой отражающей области будут существенно зависеть от формы гладких поверхностей, стык которых образует излом.

Если эти поверхности плоские, ребро будет прямым. При изменении направления наблюдения в плоскости, перпендикулярной прямому ребру, характеристики рассеяния рассматриваемого участка на поверхности тела будут в некотором приближении аналогичны характеристиками бесконечного клина.

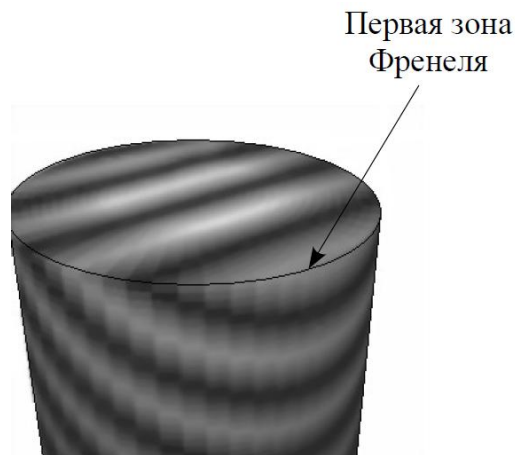


Рисунок 32. Зоны Френеля на цилиндре

Если излом образован стыком искривленных поверхностей, характеристики рассеяния будут зависеть от геометрии участка поверхности тела, наиболее существенного для формирования рассеянного поля. Этот участок лежит в первой зоне Френеля. На рис. 32 для примера изображены зоны Френеля на цилиндрическом рассеивателе при облучении его под углом 45° к оси. На этом рисунке

указана первая зона Френеля. Участок ребра цилиндра, лежащий в этой зоне, наиболее существенен для формирования рассеянного поля.

Рассмотрим отражающую область, совпадающую с первой зоной Френеля. Если эта отражающая область обладает зеркальной симметрией (как, например, в случае с цилиндром на рис. 32), и волновой вектор падающей волны лежит в плоскости симметрии, то собственные поляризации данного участка поверхности будут линейными. Причем одна из собственных поляризаций будет лежать в плоскости симметрии, а вторая будет ей перпендикулярна. Если же рассматриваемая отражающая область не симметрична, то в общем случае собственные поляризации не будут линейными. Это приведет к тому, что линейная поляризация падающей волны в общем случае будет преобразовываться при рассеянии в эллиптическую поляризацию.

Если направление облучения меняется в плоскости, перпендикулярной ребру в блестящей точке, то зависимость характеристик рассеяния от направления облучения тем ближе к соответствующей зависимости для бесконечного клина, чем ближе к плоской форма гладких поверхностей, образующих излом, в пределах рассматриваемой отражающей области.

4.4.2. Рассеяние на скругленном изломе

Решение задачи рассеяния на бесконечном клине со скругленным ребром изложено в статье [25]. Там же приводятся графики коэффициентов отражения для волн с поляризациями параллельными и перпендикулярными ребру при различных радиусах закругления. Мы воспользуемся результатами из этой статьи для анализа поляризационной избирательности.

На рис. 33 представлены графики зависимости величины μ от угла облучения ψ (рис. 30) для бесконечного клина с углом раствора 60°

для различных радиусов закругления a ребра клина. На рис. 34 представлены аналогичные графики для клина с углом раствора 90° .

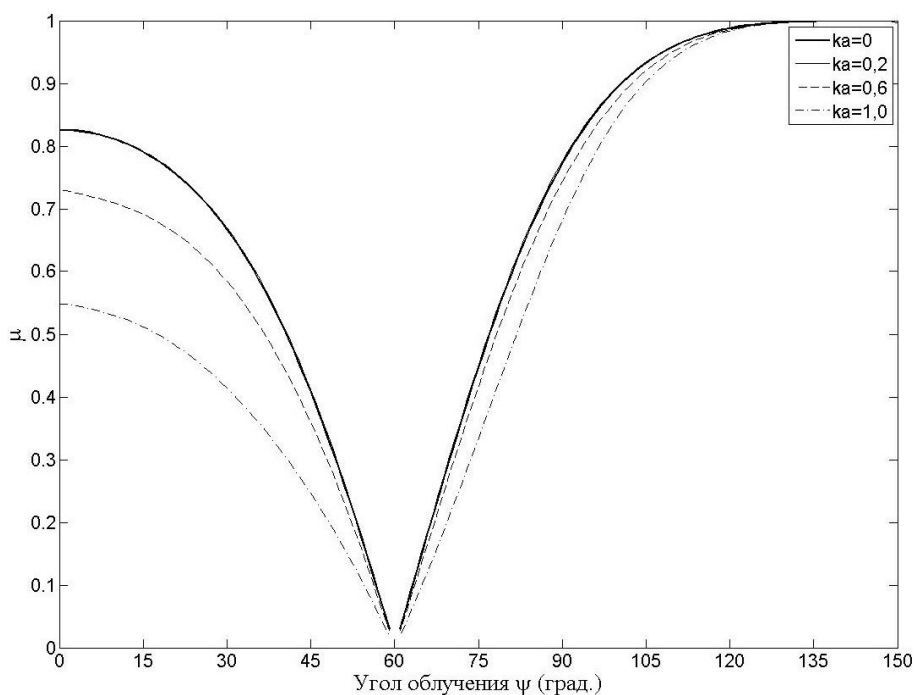


Рисунок 33. Зависимость степени поляризационной анизотропии от угла облучения для скругленного клина с углом раствора 60°

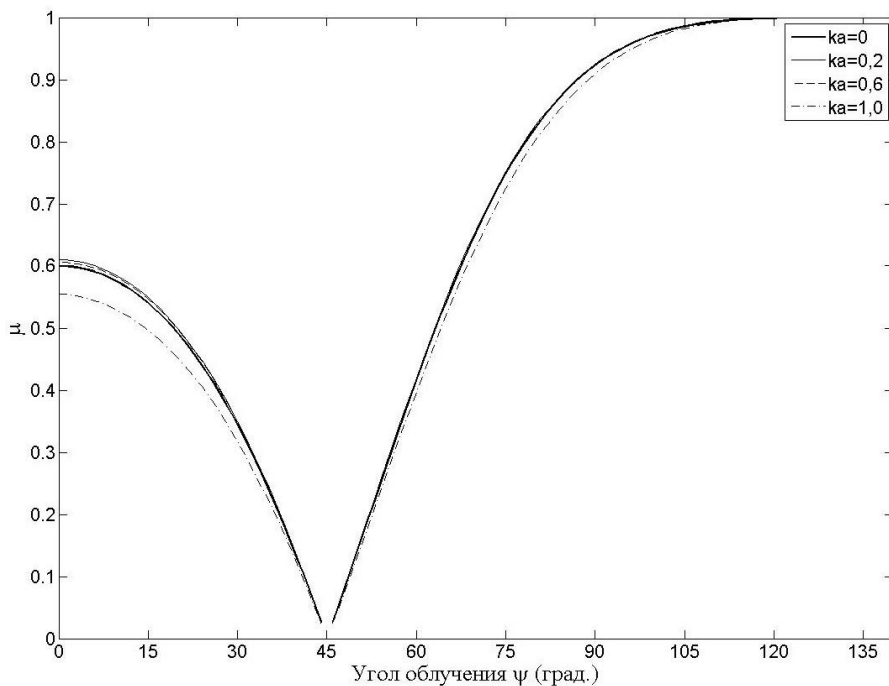


Рисунок 34. Зависимость степени поляризационной анизотропии от угла облучения для скругленного клина с углом раствора 90°

Из графиков можно сделать вывод, что степень изменения поляризационной избирательности при увеличении радиуса закругления существенно зависит от угла раствора клина. Если у клина с углом раствора 60° величина μ меняется ощутимо при изменении ka от 0 до 1, то у клина с углом раствора 90° изменения μ практически не происходит.

Кроме того, из графиков видно, что параметр μ меняется очень медленно с увеличением a , если угол облучения находится в диапазоне от 60° до 150° для клина с углом раствора 60° . Этот факт очень важен для конической цели, поскольку в большинстве случаев изломы ее поверхности облучаются именно в таких ракурсах.

Наиболее заметные изменения μ происходят в том случае, если направление облучения совпадает с биссектрисой угла раствора клина. В целом, нужно отметить, что небольшое закругление ребра (до $ka \sim 1$) даже у клина с углом раствора 60° сохраняет ярко выраженную поляризационную избирательность.

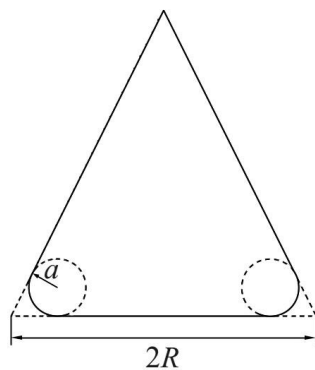


Рисунок 35. Конус со скругленным изломом поверхности

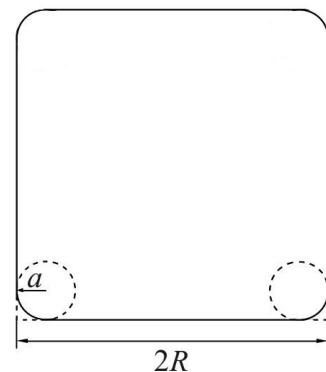


Рисунок 36. Цилиндр со скругленным изломом поверхности

Рассмотрим теперь обратное рассеяние на типовых объектах — конусе и цилиндре со скругленными изломами поверхности у оснований. Задача рассеяния плоской волны на этих объектах решалась

численно, методом моментов [60, 7], с использованием программы Puma-ЕМ [24, 27]. Вычислялась зависимость коэффициентов отражения от угла θ между осью симметрии объекта и направлением наблюдения. Коэффициенты отражения вычислялись для собственных поляризаций объектов, одна из которых лежит в плоскости рассеяния, а вторая перпендикулярна этой плоскости.

На рис. 35 и 36 схематически изображены конус и цилиндр, для которых вычислялось рассеянное поле. Конус образован вращением равностороннего треугольника со стороной $2R$. Цилиндр образован вращением квадрата со стороной $2R$. Радиус закругления излома обозначен через a .

На рис. 37 и 38 представлены диаграммы степени поляризационной анизотропии μ для конусов, у которых $R = 0,8\lambda$. Левая половина диаграмм соответствует конусу с $a = 0$. Правая половина на рис. 37 построена для $a = 0,1R$ ($ka \approx 0,5$), а на рис. 38 — для $a = 0,2R$ ($ka \approx 1,0$). Из диаграмм на рис. 37 и 38 видно, что с увеличением a не во всех направлениях происходит уменьшение поляризационной избирательности. Напротив, в некоторых направлениях она увеличивается. Данный факт объясняется тем, что поскольку R того же порядка, что и λ , при отражении от конуса возможны иные механизмы изменения поляризации, отличные от реполяризации на ребре. Можно лишь сказать, что оценки степени поляризационной анизотропии таких целей, сделанные в предположении, что реполяризация обусловлена только отражением от ребер, будут в среднем не меньше истинных значений.

На рис. 39 и 40 изображены аналогичные диаграммы для конуса несколько больших размеров, у которого $R = 2,4\lambda$. Правая половина на рис. 39 построена для $a = 0,1R$ ($ka \approx 1,5$), а на рис. 40 — для $a = 0,2R$ ($ka \approx 3,0$). Из рисунков видно, что при $\theta > 60^\circ$ параметр μ , как и

следовало ожидать, существенно уменьшается при увеличении a . Однако хорошо видно также, что при $\theta < 60^\circ$ поляризационная избирательность не уменьшается. Этим подтверждается ранее сделанный вывод о том, что в этих ракурсах не происходит существенного изменения поляризационной избирательности при увеличении радиуса закругления. Подчеркнем еще раз, что этот факт очень важен для практики, поскольку именно такие ракурсы ($\theta < 60^\circ$) представляют наибольший интерес для конических целей.

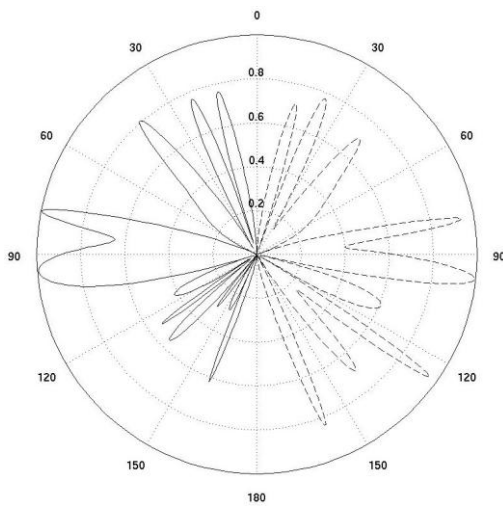


Рисунок 37. Диаграммы μ для конуса, $R = 0,8\lambda$, $a = 0,1R$

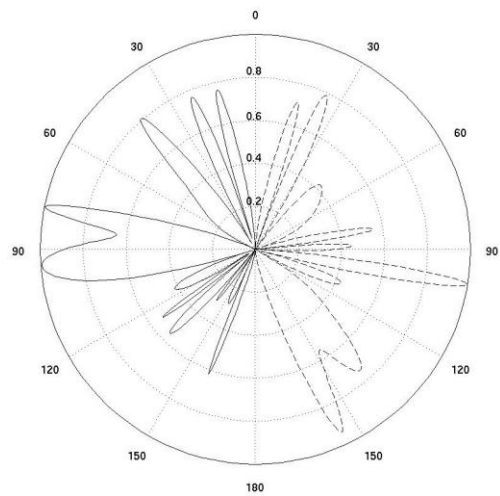


Рисунок 38. Диаграммы μ для конуса, $R = 0,8\lambda$, $a = 0,2R$

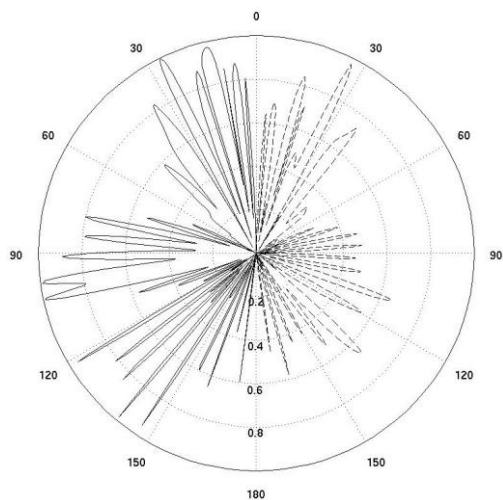


Рисунок 39. Диаграммы μ для конуса, $R = 2,4\lambda$, $a = 0,1R$

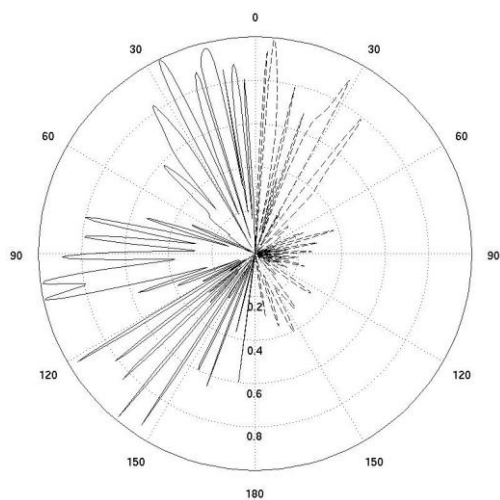


Рисунок 40. Диаграммы μ для конуса, $R = 2,4\lambda$, $a = 0,2R$

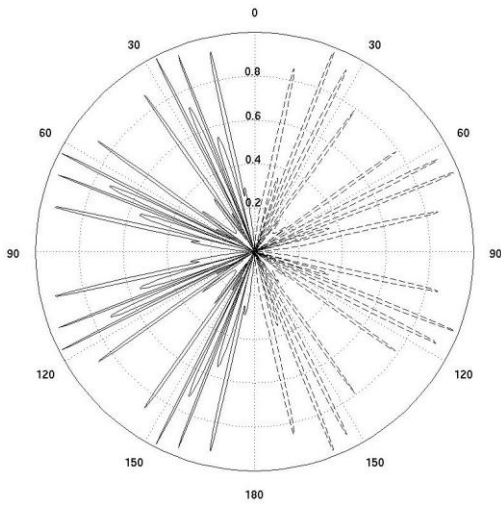


Рисунок 41. Диаграммы μ для цилиндра, $R = 0,8\lambda$, $a = 0,1R$

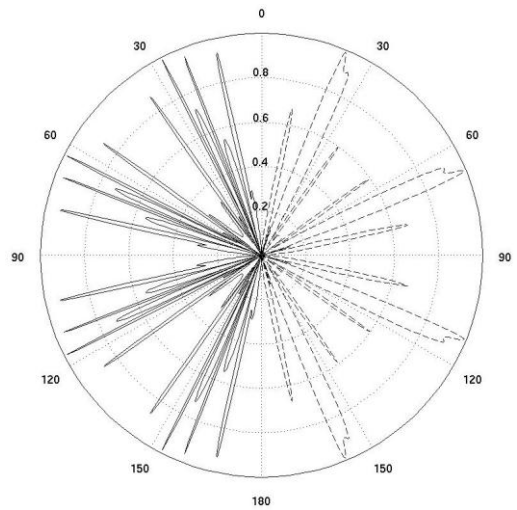


Рисунок 42. Диаграммы μ для цилиндра, $R = 0,8\lambda$, $a = 0,2R$

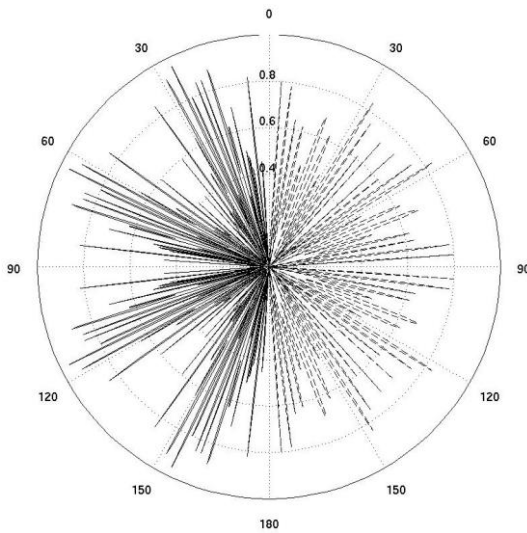


Рисунок 43. Диаграммы μ для цилиндра, $R = 2,4\lambda$, $a = 0,1R$

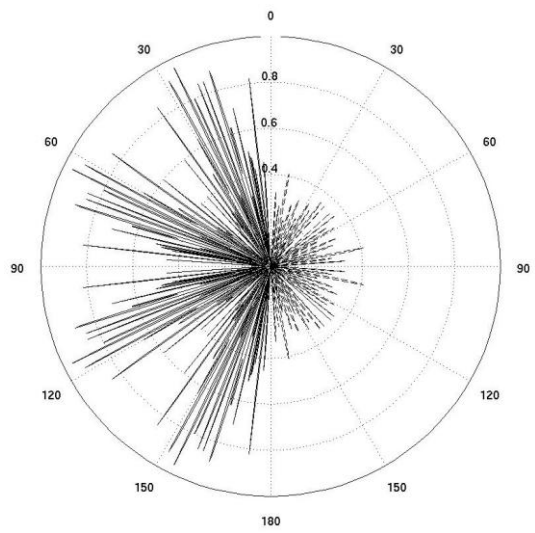


Рисунок 44. Диаграммы μ для цилиндра, $R = 2,4\lambda$, $a = 0,2R$

На рис. 41 и 42 приведены диаграммы степени поляризационной анизотропии μ для цилиндра, у которого $R = 0,8\lambda$. На рис. 41 $a = 0,1\lambda$, на рис. 42 $a = 0,2\lambda$. Вновь, ввиду того, что размеры цилиндра сравнимы с длиной волны, при увеличении радиуса закругления излома уменьшение поляризационной избирательности происходит не во всех ракурсах.

На рис. 43 и 44 приведены аналогичные диаграммы для цилиндра, у которого $R = 2,4\lambda$. Видно, как уменьшается параметр μ при

увеличении радиуса закругления. Однако, если сравнить рис. 43 и рис. 39, то можно видеть, что при одинаковом радиусе закругления относительное уменьшение μ у конуса больше, чем у цилиндра (за исключением ракурсов $\theta < 60^\circ$).

Подытожим основные результаты данного раздела.

- Собственными поляризациями при отражении от излома поверхности являются линейные поляризации, одна из которых параллельна ребру излома, а другая перпендикулярна ему. Причиной изменения поляризации при отражении от излома является различие коэффициентов отражения для собственных поляризаций.
- Степень поляризационной анизотропии максимальна при малых углах раствора клина, касательного к излому, и при направлениях облучения близких к биссектрисе внешнего угла клина, а также при скользящем падении на касательный клин.
- Степень изменения поляризационной избирательности при увеличении радиуса закругления излома существенно зависит от угла раствора касательного клина: чем меньше угол раствора, тем значительней уменьшение поляризационной избирательности. При небольших радиусах закругления ($ka \leq 1$) сохраняется ярко выраженная поляризационная избирательность при отражении от излома.
- В диапазоне углов наблюдения от касательной до нормали к поверхности излома изменения степени поляризационной анизотропии при увеличении радиуса закругления излома незначительны. Это очень важно для случая отражения от конической цели, поскольку в большинстве ракурсов, представляющих интерес угол наблюдения находится в этом диапазоне.

4.5. Моделирование поляризионных характеристик рассеяния типовых целей

4.5.1. Методика моделирования

Для получения оценок характеристик рассеяния типовых целей использовались приближенные методы теории дифракции: метод физической оптики и метод краевых волн. Процедуру моделирования характеристик рассеяния радиолокационных целей с использованием этих методов на данный момент можно считать устоявшейся [28, 35, 36, 81, 78, 44]. Поэтому ограничимся кратким ее описанием.

Данные приближенные методы допускают представление рассеянного поля в форме интегралов по поверхности рассеивателя, зависящих от падающей волны. Поверхность цели разбивается на участки, для которых необходимые интегралы можно вычислить аналитически. Затем вклады от таких участков в рассеянное поле когерентно складываются.

Рассеяние на гладкой поверхности тела вычисляется в приближении физической оптики. Приближение физической оптики (приближение Кирхгофа) состоит в том, что поле на поверхности объекта считается равным сумме падающего и отраженного поля в геометрикооптическом приближении (то есть считается, что вблизи поверхности тела работает геометрическая оптика). Это приближение оправдано, если характерные размеры и радиусы кривизны рассеивателя достаточно велики в масштабе длины волны. В задачах электродинамики этот метод допускает интерпретацию, при которой вводятся эквивалентные токи на поверхности объекта, вычисляемые в соответствии с электродинамическим принципом эквивалентности и геометрикооптическим приближением. Эти токи считаются источниками рассеянного поля.

Для решения задачи рассеяния на телах, поверхность которых имеет изломы, используется метод краевых волн. Этот метод дает поправки к приближению физической оптики, возникающие из-за изломов поверхности. Согласно этому методу, точное решение задачи представляется в виде суммы равномерной и неравномерной частей. Равномерная часть соответствует решению, найденному в приближении физической оптики. Неравномерная часть является поправкой, обусловленной изломом поверхности. Для расчета поля в дальней зоне вводятся неравномерные (реберные) токи. Эти токи считаются источниками неравномерной части рассеянного поля. В методе краевых волн предполагается, что неравномерные токи вблизи поверхности излома приближенно равны токам, наводимым на бесконечном касательном клине.

Однократное переотражение учитывается следующим образом: сначала вычисляется отраженная волна в геометрикооптическом приближении, затем вычисляется переотраженная волна в приближении физической оптики.

На основе этих методов была написана компьютерная программа [79, 80]. Результаты расчетов, полученные с помощью данной программы, сравнивались с

- аналитическим решением задачи дифракции на шаре [37];
- численным решением задачи дифракции на цилиндре, полученным с помощью метода нулевого поля в сочетании с Т-матричным подходом [21];
- данными натурных измерений рассеяния на цилиндрическом объекте, сделанных в ФГУ «2 ЦНИИ Минобороны России», любезно предоставленными Нестеровым С.М.

Верификация программы показала, что результаты расчетов имеют удовлетворительную точность для тел с простой геометрией, размеры и

радиусы кривизны поверхности которых больше или порядка длины волны. Результаты верификации программы опубликованы в [79, 62, 53].

Эта программа использовалась для получения оценок характеристик рассеяния выбранных типовых целей. Необходимо отметить, что при вычислении характеристик рассеяния от ракеты, ввиду сложности ее геометрии, полученные с помощью данной программы результаты будут верны лишь с точностью до общего вида диаграммы рассеяния. Однако для этой типовой цели точные значения характеристик рассеяния для нас не представляют интерес. Также вновь отметим, что вблизи острия конической цели нарушаются условия применимости вышеуказанных приближенных методов. Однако, в [86] отмечено, что вкладом от острия конуса в рассеянное поле можно пренебречь.

4.5.2. Результаты моделирования

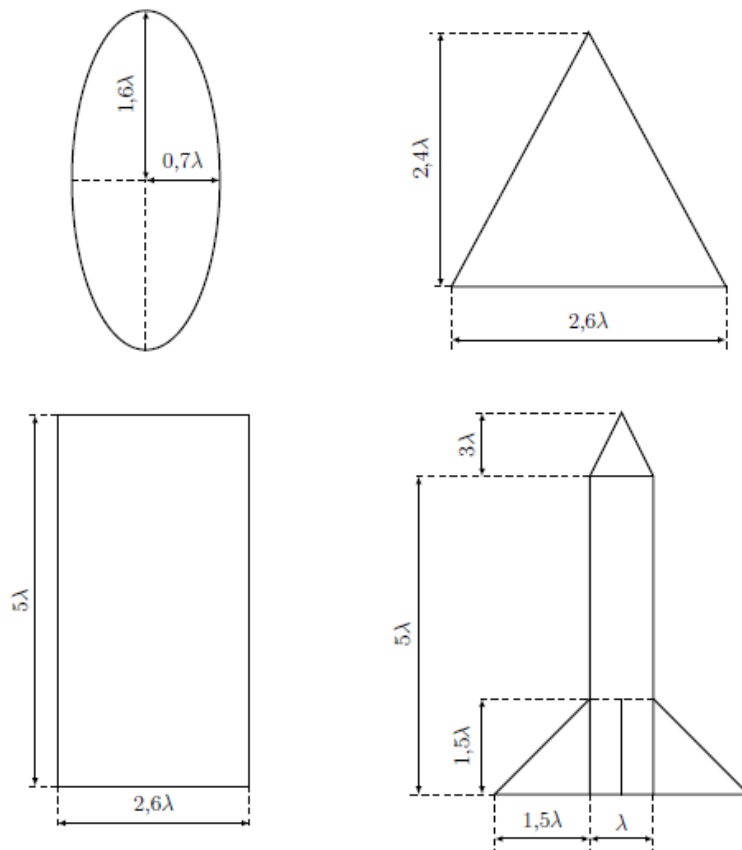


Рисунок 45. Размеры целей.

Размеры целей при моделировании выбирались такими, как показано на рис. 45. Относительные размеры целей выбирались исключительно из тех соображений, чтобы не было кардинальных отличий их ЭПР, усредненных по ракурсу.

Для каждой из целей были вычислены матрицы рассеяния для всех возможных ракурсов. Далее, предполагая ориентацию цели случайной, и полагая все ориентации равновероятными, строились графики распределения параметров τ , μ , δ и $\tilde{\tau}$, $\tilde{\mu}$, $\tilde{\delta}$ для каждой из целей.

На рис. 46 и 47 представлены графики распределения параметров τ и $\tilde{\tau}$ для ракеты. Для остальных целей $\tau = 0$ при любом ракурсе. Из графиков видно, что, несмотря на различное происхождение, параметры τ и $\tilde{\tau}$ распределены примерно одинаково, что еще раз подтверждает отсутствие принципиальной разницы между использованием того или другого параметра для характеристики оператора рассеяния. Как видно из графиков, в большинстве ракурсов τ и $\tilde{\tau}$ мало отличаются от нуля.

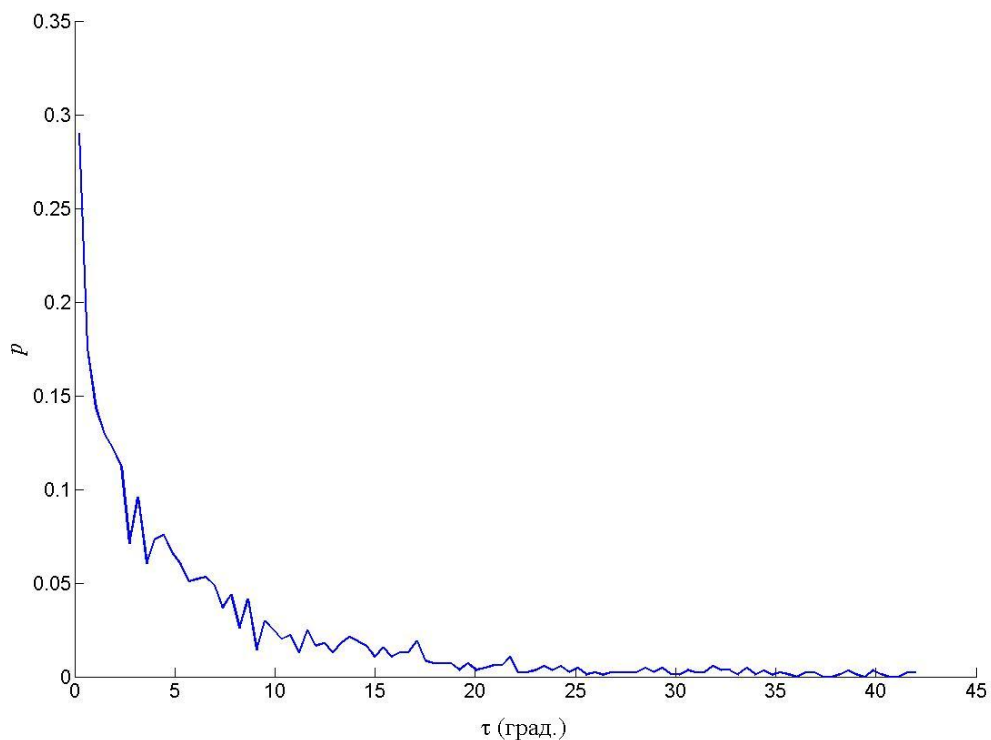


Рисунок 46. Распределение параметра τ для ракеты

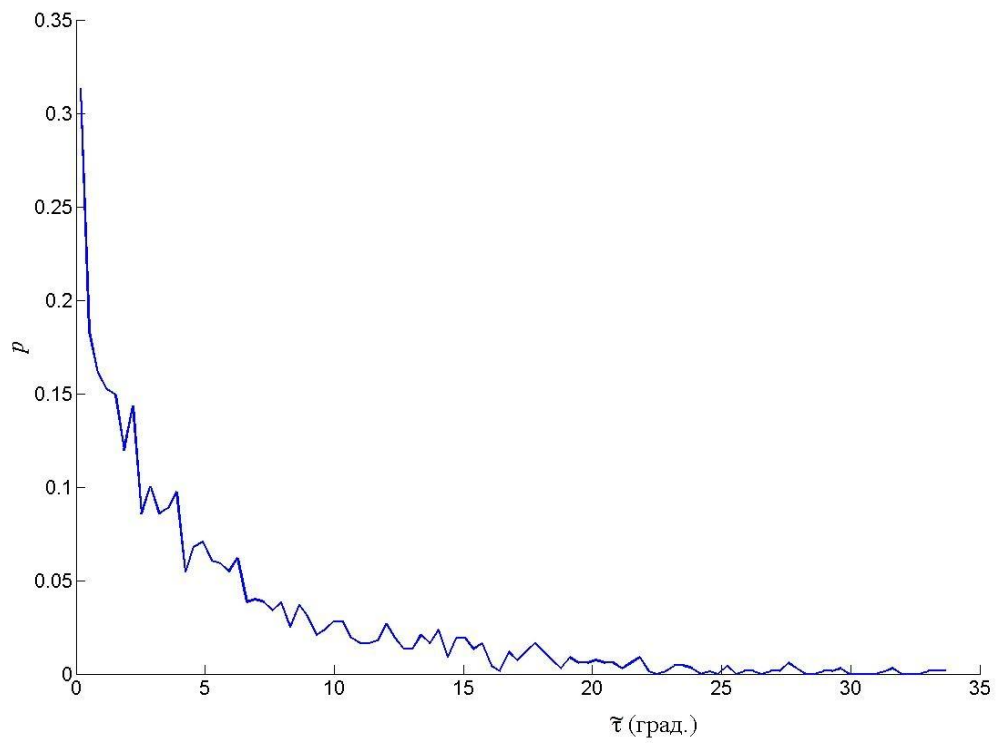


Рисунок 47. Распределение параметра $\tilde{\tau}$ для ракеты

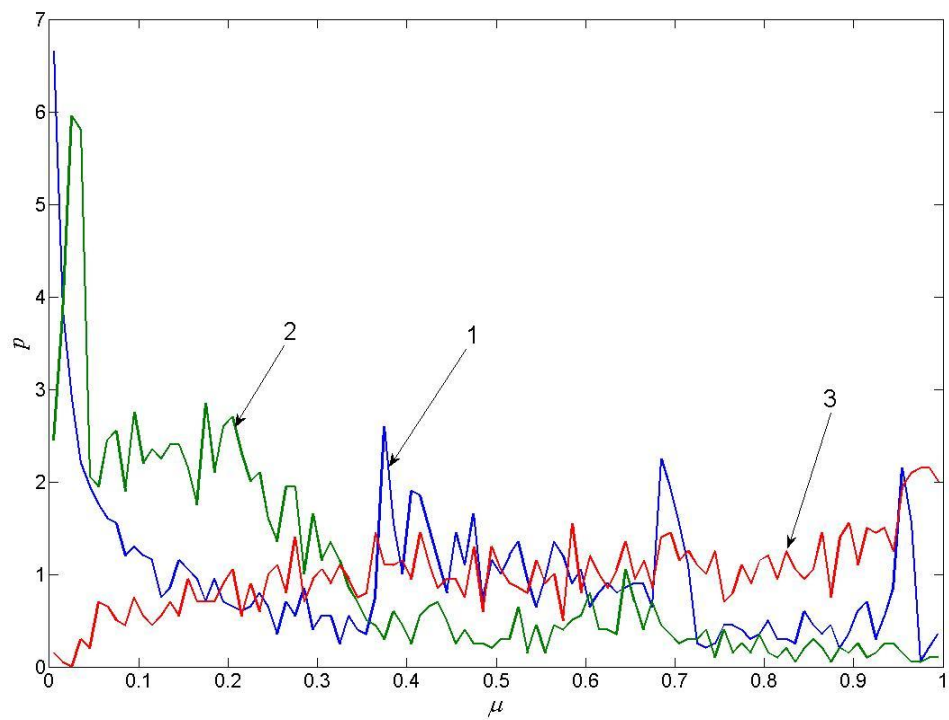


Рисунок 48. Распределение параметра μ ; 1 — для конуса, 2 — для цилиндра, 3 — для ракеты

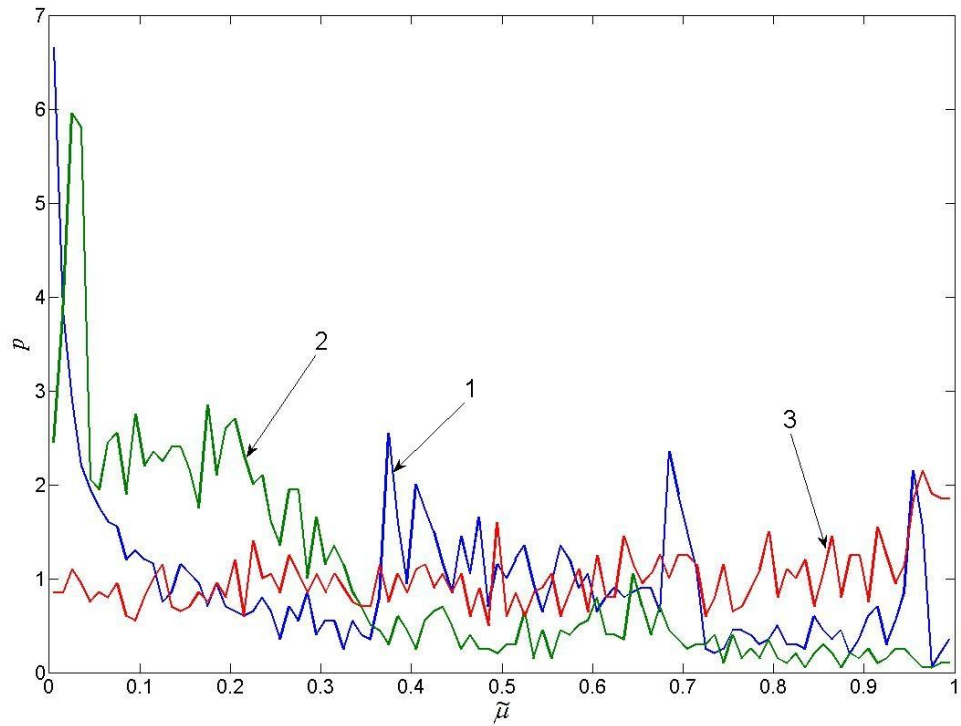


Рисунок 49. Распределение параметра $\tilde{\mu}$; 1 — для конуса, 2 — для цилиндра, 3 — для ракеты

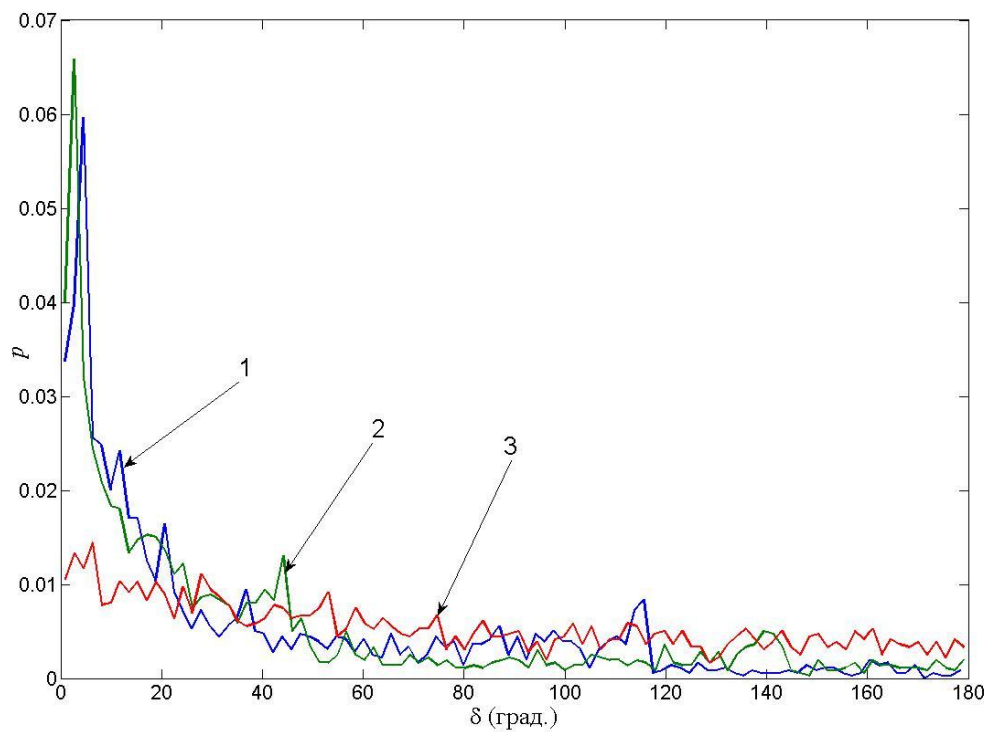


Рисунок 50. Распределение параметра δ ; 1 — для конуса, 2 — для цилиндра, 3 — для ракеты

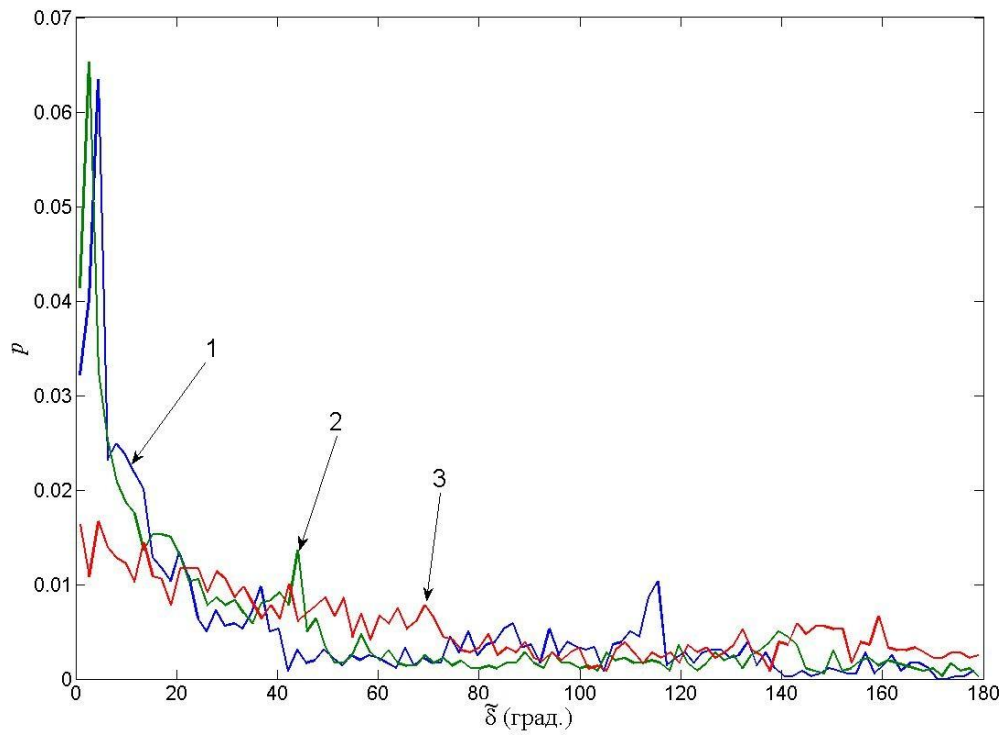


Рисунок 51. Распределение параметра $\tilde{\delta}$; 1 — для конуса, 2 — для цилиндра, 3 — для ракеты

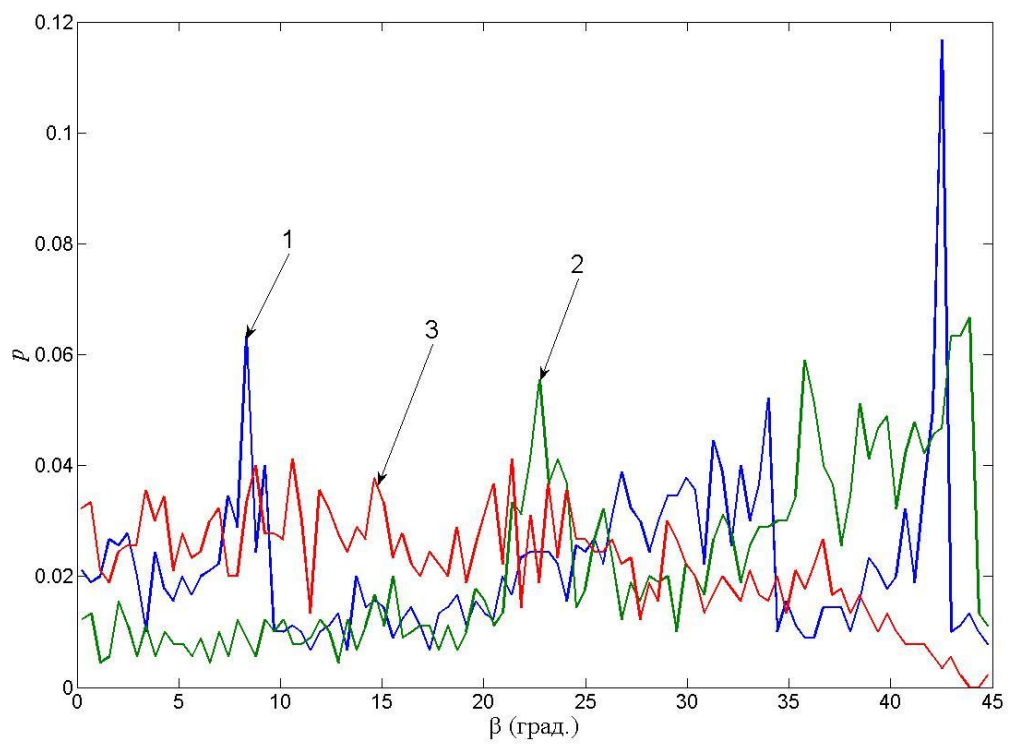


Рисунок 52. Распределение параметра β ; 1 — для конуса, 2 — для цилиндра, 3 — для ракеты

Это говорит о том, что в большинстве ракурсов вклад от крыльев ракеты в рассеянное поле мал по сравнению с вкладом от остальной поверхности (при отсутствии крыльев ракета осесимметрична, и $\tau = \tilde{\tau} = 0$). Тем не менее, поскольку для других типовых целей $\tau = \tilde{\tau} = 0$ для всех ракурсов, то в том случае, если погрешность измерения τ и $\tilde{\tau}$ невелика по сравнению с их средним значением, эти параметры будут информативны для различения целей с наличием и отсутствием осевой симметрии.

На рис. 48 и 49 представлены графики распределения параметров μ и $\tilde{\mu}$. Из графиков видно, что для конуса и цилиндра распределения μ и $\tilde{\mu}$ совпадают, как и должно быть, поскольку собственные поляризации этих целей линейные. Видно также, что для всех трех целей практически на всем диапазоне значений параметров μ и $\tilde{\mu}$ их плотность вероятности достаточно высока. Это означает, что для всех трех целей при изменении ракурса данные параметры меняются в широком диапазоне, и будут информативны для различения этих трех целей. Данный вывод логичен, поскольку, как уже было сказано, основная причина изменения поляризации при рассеянии на конусе и цилиндре — отражение от изломов их поверхности. Как было показано в разделе 4.4, отражение от излома напрямую влияет на поляризационную избирательность при рассеянии. Отметим также, что для ракеты распределения параметров μ и $\tilde{\mu}$ схожи и близки к равномерному, что вновь говорит об отсутствии принципиальной разницы между их использованием.

На рис. 50 и 51 представлены графики распределения параметров δ и $\tilde{\delta}$ для конуса, цилиндра и ракеты. Вновь, поскольку для конуса и цилиндра собственные поляризации линейны, параметры δ и $\tilde{\delta}$ для них не различаются. В целом нужно отметить, что эти параметры мало отличаются от нуля в большинстве ракурсов у конуса и цилиндра.

Поэтому для их различения они малоинформативны. Однако эти параметры информативны для различения ракеты и других типовых целей.

На рис. 52 представлены графики распределения угла эллиптичности принимаемого сигнала β для случая двухканального радиолокатора, излучающего на круговой поляризации. У конуса и цилиндра угол β напрямую связан с параметрами μ и $\tilde{\mu}$ и также является мерой поляризационной избирательности. Поскольку для различения этих целей параметры μ и $\tilde{\mu}$ достаточно информативны, того же можно ожидать и от β : при изменении ракурса данных целей этот параметр будет меняться в широком диапазоне. Данный вывод подтверждается графиком на рис. 52.

Подытожим основные результаты данного раздела.

- Вычисления подтвердили отсутствие принципиальной разницы между использованием наборов параметров τ, μ, δ и $\tilde{\tau}, \tilde{\mu}, \tilde{\delta}$ для характеристики оператора рассеяния.
- Наиболее информативным параметром при различении выбранных типовых целей является степень поляризационной анизотропии μ , либо ее аналог $\tilde{\mu}$.
- Все поляризационные параметры являются информативными при различении эллипсоида (имитация надувной ложной цели) и других типовых целей. Это обусловлено отсутствием реполяризации при отражении от гладкой поверхности.
- Углы эллиптичности τ и $\tilde{\tau}$ могут быть информативны при различении целей с наличием и отсутствием осевой симметрии, при условии, что погрешность их измерения достаточно мала по сравнению с их средним значением.
- Разности фаз δ и $\tilde{\delta}$ малоинформативны для различения целей с простой геометрией (боевой блок, корпус ракеты), однако могут

быть информативны при различении целей со сложной геометрией, при условии, что погрешность их измерения достаточно мала по сравнению с их средним значением.

- Угол эллиптичности принимаемого сигнала β для случая двухканального радиолокатора, излучающего на круговой поляризации является информативным параметром при различении выбранных типовых целей. Поэтому использование двухканального поляриметрического радиолокатора для распознавания выбранного набора типовых целей не лишено смысла.

5. Основные результаты и выводы

В диссертации решен ряд задач, связанных с использованием поляризационных признаков для распознавания типовых целей РЛС дальнего обнаружения.

Перечислим основные результаты диссертации.

7. Развита теория представления матриц рассеяния как матриц отображения из одного линейного пространства векторов Джонса в другое. В рамках такого представления получены соотношения, позволяющие получить характеристики оператора рассеяния из данных поляриметрического радиолокатора с произвольными поляризациями антенн. Получены соотношения, связывающие координатные столбцы комплексно сопряженных векторов Джонса. Сформулировано в векторной и координатной форме соотношение взаимности для векторов Джонса падающей и рассеянной волн для случая произвольных поляризаций. Предложен способ диагонализации матрицы рассеяния преобразованием подобия, и разъяснен физический смысл получаемых таким способом инвариантов оператора рассеяния.

8. Предложены три отображения, связывающие векторы Джонса волн, распространяющихся в противоположных направлениях. Используя эти отображения, предложены три способа выбора базисов для матрицы рассеяния, удобные в трех типовых группах задач. Указано, какой способ выбора базисов по умолчанию используется в радиополяриметрической литературе. Показано, что ряд основных соотношений, связанных с матрицей рассеяния и излагаемых в литературе, являются прямым следствием именно такого способа выбора базисов. Предложены обобщения соглашений BSA и FSA на случай произвольных базисов.
9. Показано, что реполяризация радиолокационного сигнала, обусловленная кручением луча в тропосфере, мала ($\sim 10^{-6}$), и нет необходимости учитывать ее на практике.
10. Получены формулы для восстановления матрицы рассеяния, по поляриметрическим данным, искаженным эффектом Фарадея, в случае произвольных поляризаций передающей и приемной антенн. Показано, что в случае, если влиянием эффекта Коттона-Мутона на измерения поляризационной матрицы рассеяния пренебречь нельзя, восстановить истинную матрицу рассеяния из измерений невозможно в принципе.
11. Получены характерные зависимости порядка величины эффектов Фарадея и Коттона-Мутона от направления луча, географической широты, дальности.
12. Показано, что нет принципиальной разницы между использованием преобразований подобия и конгруэнтности применительно к матрице рассеяния для нахождения инвариантов оператора рассеяния. Данный вывод подтвержден вычислениями.
13. Показано, что основными геометрическими свойствами типовых целей РЛС дальнего обнаружения, определяющими возможность их

распознавания по поляризационным признакам, является наличие или отсутствие осевой симметрии, а также наличие или отсутствие изломов поверхности.

14. Показано, что в диапазоне углов наблюдения от касательной до нормали к поверхности излома изменения степени поляризационной анизотропии при увеличении радиуса закругления излома незначительны. Это очень важно для случая отражения от конической цели, поскольку в большинстве ракурсов, представляющих интерес угол наблюдения находится в этом диапазоне.
15. С помощью моделирования характеристик рассеяния целей показано, что наиболее информативным параметром при различении типовых целей РЛС дальнего обнаружения является степень поляризационной анизотропии. Остальные поляриметрические параметры могут быть информативны при различении некоторых классов целей (со сложной и простой геометрией, с наличием и отсутствием осевой симметрии) при условии, что погрешности их измерения достаточно мала по сравнению с их средним значением.
16. Показано, что в случае двухканального радиолокатора предпочтительной является круговая поляризации на излучение. Численное моделирование характеристик рассеяния показало, что угол эллиптичности принимаемого сигнала в случае двухканального радиолокатора, излучающего на круговой поляризации является достаточно информативным параметром при различении выбранных типовых целей. Поэтому использование двухканального поляриметрического радиолокатора для распознавания выбранного набора типовых целей не лишено смысла.

6. Литература

1. Bebbington D., Carrea L., Krogager E. Geometric polarimetry — Part 1: Spinors and wave states // arXiv.org: архив электронных публикаций статей и препринтов. 2008. URL: <http://arxiv.org/abs/0804.0745> (дата обращения 01.02.2011).
2. Chamberlain N.F., Walton E.K., Garber F.D. Radar target identification of aircraft using polarization-diverse features // IEEE Transactions on aerospace and electronic systems. 1991. Vol. 27. No. 1.
3. Chen G.E., Herring T.A. Effects of atmospheric azimuthal asymmetry on the analysis of space geodetic data // Journal of Geophysical Research. 1997. Vol. 102. Issue B9. Pp. 20489-20502.
4. Cloude S. Polarisation: applications in remote sensing. Oxford University Press. 2009.
5. Definitions of terms for antennas: IEEE Standard Number 145-1983. IEEE. 1983.
6. Graves C.D. Radar polarization power scattering matrix // Proceedings of the IRE. 1956. Vol. 44. №2. Pp. 248-252.
7. Davidson D.B. Computational electromagnetics for RF and microwave engineering. Cambridge University Press. 2010.
8. De Hoop A.T. A reciprocity theorem for the electromagnetic field scattered by an obstacle // Applied Scientific Research. Section B. 1960. Vol. 8. No. 1.
9. Felsen L.B. Backscattering from wide-angle and narrow-angle cones // Journal of applied physics. 1955. Vol. 26. Num. 2.
10. Freeman A, Saatchi S.S. On the detection of Faraday rotation in linearly polarized L-band SAR backscatter signatures // IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. 2004. Vol. 42. Issue 8. Pp. 1607-1616.

11. Gardner C.S. Correction of laser tracking data for the effects of horizontal refractivity gradients // *Applied Optics*. 1977. Vol. 16. Issue 9. Pp. 2427-2432.
12. Huynen J.R. Phenomenological theory of radar targets: Ph.D. dissertation. Delft University of Technology. Rotterdam: Drukkerij Bronder-Offcet N.V. 1970.
13. Lee J.S., Pottier E. Polarimetric radar imaging: from basics to applications. CRC Press. 2009.
14. Luneburg E., Boerner W. Consimilarity classification of general radar scattering matrices // *Proceedings of the international symposium on antennas and propagation*. Japan, 1996. Vol. 4. Pp. 1041–1044.
15. Luneburg E. Directional Jones and Stokes vectors: Progress rept. Jan-Jun 2002. EML Consultants Wessling (Germany). 2005.
16. Luneburg E. Aspects of radar polarimetry // *Elektrik-Turkish Journal of Electrical Engineering and Computer Science*. 2002. Vol. 10. No. 2. Pp. 219–243.
17. Luneburg, E. Current shortcomings of the standard formulations of radar polarization: Progress rept. Jan-Jun 2002. EML Consultants Wessling (Germany). 2005.
18. Luneburg E., Morisaki J.J., Boerner W. On the forward scatter alignment and the back scatter alignment conventions of bi-static radar polarimetry // *Proceedings of International symposium on antennas and propagation*. Japan, 2004.
19. MacMillan D.S. Atmospheric gradients from very long baseline interferometry observations // *Geophysical research letters*. 1995. Vol. 22. №9. Pp. 1041-1044.
20. Meyer F.J., Nicoll J.B. Prediction, detection, and correction of Faraday rotation in full-polarimetric L-band SAR data // *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*. 2008. Vol. 46. №10. Pp. 3076-3086.

21. Mishchenko M.I., Travis L.D., Mackowski D.W. T-Matrix computations of light scattering by nonspherical particles: a review // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 1996. Vol. 55. No. 5.
22. Mott H. Remote sensing with polarimetric radar. Wiley-IEEE Press. 2007.
23. Pottier E. Radar polarimetry towards a future standardization // Annals of Telecommunications. 1999. Vol. 54. No. 1. Pp.137–141.
24. PUMA-EM // URL: <http://sourceforge.net/projects/puma-em> (дата обращения 12.06.2011).
25. Ross R.A., Hamid M.A.K. Scattering by a wedge with a rounded edge // IEEE Transactions on antennas and propagation. 1971. Vol. 19. No. 4.
26. Saxon D.S. Tensor scattering matrix for the electromagnetic field // Physical review. 1955. Vol. 100. Num. 6.
27. SCATTPORT // URL: <http://www.scattport.org/> (дата обращения 12.06.2011).
28. Shirman Ya.D. Computer simulation of aerial target radar scattering, recognition, detection and tracking. Artech House. 2002.
29. Steedly W.M., Moses R.L. High resolution exponential modeling of fully polarized radar returns // IEEE Transactions on aerospace and electronic systems. 1991. Vol. 27. No. 3.
30. Takagi T. On an algebraic problem related to an analytical theorem of Caratheodory and Fejer and on an allied theorem of Landau // Japanese journal of mathematics. 1927. Num. 1.
31. Xu Z.-W., Wu J., Wu Z.-S. Potential effects of the ionosphere on space-based SAR imaging // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2008. Vol. 56. №7. Pp. 1968-1975.
32. Бабич В.М., Лялинов М.А., Грикуров В.Э. Метод Зоммерфельда-Малюжинца в теории дифракции. Спб.: СпбГУ. 2003.

33. Беклемишев Д.В. Курс аналитической геометрии и линейной алгебры: Учебник для вузов. М.: Физматлит. 2006.
34. Белобров Г.Н., Кравцов Ю.А., Фейзулин З.И. Расчет рефракции и группового запаздывания радиосигналов УКВ-диапазона для биэкспоненциальной модели профиля электронной концентрации в ионосфере // Радиотехника и электроника. 1971. Т. 16. №10. С. 1753.
35. Борзов А.Б., Соколов А.В., Сучков В.Б. Методы цифрового моделирования радиолокационных характеристик сложных объектов на фоне природных и антропогенных образований // Журнал радиоэлектроники. 2000. №3.
36. Борзов А.Б., Соколов А.В., Сучков В.Б. Цифровое моделирование входных сигналов систем ближней радиолокации от сложных радиолокационных сцен // Журнал радиоэлектроники. 2004. №4.
37. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир. 1986.
38. Боровиков В.А., Кинбер Б.Е. Геометрическая теория дифракции М.: Связь. 1978.
39. Верденская Н.В., Иванова И.А., Сазонов В.В. Сравнение эффективности обнаружения различных типов поляризационных радиолокаторов. Отчет №1987. М.: ОАО «Радиотехнический институт имени академика А.Л. Минца». 2007.
40. Верденская Н.В., Иванова И.А., Сазонов В.В. Моделирование алгоритмов обнаружения при различных видах поляризационного приема. Отчет №1995. М.: ОАО «Радиотехнический институт имени академика А.Л. Минца». 2009.
41. Верденская Н.В., Иванова И.А., Сазонов В.В. Исследование эффективности двухканального поляриметрического радиолокатора при различных алгоритмах обработки. Отчет №1994. М.:

ОАО «Радиотехнический институт имени академика А.Л. Минца». 2009.

42. Верденская Н.В., Иванова И.А., Сазонов В.В. Сравнение эффективности алгоритмов обнаружения сигнала для радиолокатора с полным поляризационным приемом // Труды III Всероссийской конференции «Радиолокация и радиосвязь». Москва, ИРЭ РАН, 26-30 октября 2009 г.

43. Верденская Н.В., Иванова И.А., Сазонов В.В. Характеристики обнаружения поляриметрического радиолокатора при различных алгоритмах обработки принимаемого сигнала // Тезисы докладов 14 научно-технической конференции «Современные научно-технические проблемы и направления совершенствования вооружения и средств информационного обеспечения войск РКО». Кубинка, МВИРЭ КВ, 29 октября 2009 г.

44. Виноградов А.Г., Сазонов В.В., Теохаров А.Н., Хомутов Б.Д., Чепелев В.М. Радиолокационная модель отражающих областей. Препринт №0501. М.: ОАО «Радиотехнический институт имени академика А.Л. Минца». 2005.

45. Военный энциклопедический словарь ракетных войск стратегического назначения / Министерство обороны РФ.; Гл.ред.: И.Д. Сергеев, В.Н. Яковлев, Н.Е. Соловцов. М.: Большая Российская энциклопедия. 1999.

46. Дикуль О.Д., Лучин А.А., Труфанов Е.Ю., Храбростин Б.В., Храбростин Д.Б. Распознавание целей по результатам радиолокационных измерений в сложной помеховой обстановке // Радиотехника. 2008. №11.

47. Захаров А.И., Сорочинский М.В. Компенсация аппаратурных искажений поляриметрического РСА // Доклады III всероссийской

научно-технической конференции «Радиолокация и радиосвязь». 26 – 30 октября 2009 г., Москва. М.: ИРЭ РАН. Т. 2. С. 220-224.

48. Захаров А.И., Сорочинский М.В. Калибровка поляриметрических РСА с учетом фарадеевского вращения плоскости поляризации // Труды всероссийской научно-практической конференции «Космическая радиолокация». 28 июня-1 июля 2010 г., Муром. Муром: МИ ВлГУ. 2010.

49. Канарейкин Д.Б., Павлов Н.Ф., Потехин В.А. Поляризация радиолокационных сигналов. М.: Советское радио. 1966.

50. Козлов А.И., Логвин А.И., Сарычев В.А. Поляризация радиоволн. Поляризационная структура радиолокационных сигналов. М.: Радиотехника. 2005.

51. Козлов А.И., Логвин А.И., Сарычев В.А. Поляризация радиоволн. Радиолокационная поляриметрия. М.: Радиотехника. 2007.

52. Козлов А.И., Логвин А.И., Сарычев В.А. Поляризация радиоволн. Радиополяриметрия сложных по структуре сигналов. М.: Радиотехника. 2008.

53. Коллектив авторов (5 исполнителей). Исследование путей и способов создания технологии интеграции данных и совместной обработки информации, получаемой информационными средствами разных диапазонов на базе аппаратно-программного обеспечения метрологических систем нового поколения. Научно-технический отчет по НИР «Интеграция РД». М.: ОАО «Радиотехнический институт имени академика А.Л. Минца». 2010.

54. Кравцов Ю.А., Фейзулин З.И., Виноградов А.Г. Прохождение радиоволн через атмосферу Земли. М.: Радио и связь. 1983.

55. Кравцов Ю.А. О геометрической деполяризации света в турбулентной атмосфере // Изв. вузов. Радиофизика. 1970. Т. 13. № 2.

56. Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И. Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука. 1980.
57. Кравцов Ю.А. Квазиизотропное приближение геометрической оптики // ДАН СССР. 1968. Т. 183. №1.
58. Крюковский А.С., Лукин Д.С. Краевые и угловые катастрофы в равномерной геометрической теории дифракции. М.: МФТИ. 1999.
59. Крячко А.Ф., Лихачев В.М., Смирнов С.Н., Сташкевич А.И. Теория рассеяния электромагнитных волн в угловых структурах. Спб.: Наука. 2009.
60. Митра Р. Вычислительные методы в электродинамике. М.: Мир. 1977.
61. Нотт Е., Сеньор Т.Б. Сравнение трех методов, применяемых в высокочастотной теории дифракции // ТИИЭР. 1975. № 12.
62. Олюнин Н.Н. Метод краевых волн в задачах рассеяния на телах с импедансной поверхностью // Электромагнитные волны и электронные системы. 2008. №2-3.
63. Олюнин Н.Н., Сазонов В.В. Анализ информативности поляризационных признаков в задаче радиолокационного распознавания // Сборник докладов 3-й Всероссийской научно-технической конференции «Радиолокация и радиосвязь», Москва, ИРЭ РАН, 26-30 октября 2009 г.
64. Олюнин Н.Н., Сазонов В.В. Анализ информативности поляризационных признаков в задаче радиолокационного распознавания // Сборник докладов 3-й Всероссийской научно-технической конференции «Радиолокация и радиосвязь». Приложение. Электронное издание. Москва, ИРЭ РАН, 26-30 октября 2009 г. URL: <http://jre.cplire.ru/jre/library/3conference/conf3rd.pdf> (дата обращения 12.06.2011).

65. Олюнин Н.Н., Сазонов В.В. Распознавание радиолокационных целей по поляризационным признакам // Тезисы докладов 14 научно-технической конференции «Современные научно-технические проблемы и направления совершенствования вооружения и средств информационного обеспечения войск РКО». Кубинка, МВИРЭ КВ, 29 октября 2009 г.
66. Олюнин Н.Н., Сазонов В.В. Некоторые случаи инвариантности энергетических характеристик волны, отраженной от стабильной радиолокационной цели // Труды 52-й научной конференции МФТИ. Москва-Долгопрудный, 27-28 ноября 2009 г.
67. Олюнин Н.Н., Сазонов В.В. Использование поляриметрической информации для идентификации радиолокационных целей простой формы // Материалы 14-го международного молодежного форума «Радиоэлектроника и молодежь в XXI веке». Харьков, 24-26 марта 2010 г.
68. Олюнин Н.Н., Сазонов В.В., Виноградов А.Г. О деполяризации радиолокационных сигналов в ионосфере // Сборник докладов XVI международной научно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь». Воронеж, 13-15 апреля 2010 г.
69. Олюнин Н.Н., Сазонов В.В. Анализ поляризационной зависимости принимаемых сигналов двухканального поляриметрического радиолокатора // Сборник докладов XVI международной научно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь». Воронеж, 13-15 апреля 2010 г.
70. Олюнин Н.Н., Сазонов В.В. Изменение поляризации при обратном рассеянии на скругленных изломах поверхности // Сборник докладов XVII международной научно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь». Воронеж, 12-14 апреля 2011 г.

71. Олюнин Н.Н., Сазонов В.В. Некоторые вопросы радиолокационной поляриметрии // Нелинейный мир. 2011. Т. 5. №9.
72. Олюнин Н.Н., Сазонов В.В., Виноградов А.Г. Оценка деполяризации, обусловленной горизонтальным градиентом показателя преломления в тропосфере // Нелинейный мир. 2010. №6.
73. Олюнин Н.Н., Сазонов В.В., Виноградов А.Г. О деполяризации радиолокационных сигналов в ионосфере // Нелинейный мир. 2010. №6.
74. Олюнин Н.Н., Сазонов В.В. Поляризационные свойства клиновидных рассеивателей // Труды РТИ им. академика А.Л. Минца. 2009. Выпуск 1(45).
75. Олюнин Н.Н., Сазонов В.В., Виноградов А.Г. Влияние деполяризации радиолокационного сигнала в ионосфере на измерения поляризационной матрицы рассеяния // Сборник трудов «Радиофизических научных чтений-конференций памяти Н.А. Арманда». Муром, 2010.
76. Олюнин Н.Н. Извлечение информации о радиолокационной цели из поляризационной матрицы рассеяния. Отчет №1996. М.: ОАО «РТИ имени академика А.Л. Минца». 2009 г.
77. Олюнин Н.Н. Исследование влияния атмосферы на вероятность распознавания радиолокационных целей по поляризационным признакам. Отчет №1997. М.: ОАО «РТИ имени академика А.Л. Минца». 2009 г.
78. Олюнин Н.Н. Фасеточная модель в задачах рассеяния электромагнитных волн на телах с импедансной поверхностью // Труды МФТИ. 2009. Т. 1. №2.
79. Олюнин Н.Н., Виноградов А.Г., Сазонов В.В. Фасеточная модель в задачах рассеяния радиолокационных сигналов. Препринт №0702. М.:

ОАО «Радиотехнический институт имени академика А.Л. Минца». 2007.

80. Олюнин Н.Н. Моделирование рассеяния радиолокационных сигналов в коротковолновом приближении // Диссертация на соискание ученой степени магистра. М.: МФТИ. 2008.

81. Радиолокация и радиометрия. № 2. Выпуск 3. Радиолокационное распознавание и методы математического моделирования / Ред. выпуска Ширман Я.Д. М.: Радиотехника. 2000.

82. Рытов С.М. О переходе от волновой к геометрической оптике // ДАН СССР. 1938. Т. 18. №2. С. 263.

83. Самарский А.А. Введение в численные методы. М.: Наука. 1982.

84. Сивухин Д.В. Общий курс физики: Учеб. пособие: Для вузов. В 5 т. Т. IV. Оптика М.: Физматлит. 2006.

85. Татарский В.И. Оценка деполяризации света турбулентными неоднородностями атмосферы // Известия вузов. Радиофизика. 1967. Т. 10. №12. С. 1762.

86. Уфимцев П.Я. Основы физической теории дифракции. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний. 2009.

87. Уфимцев П.Я. Метод краевых волн в физической теории дифракции. М.: Советское радио. 1962.

88. Физическая энциклопедия. Гл. ред. Прохоров А. М. М.: Большая Российская энциклопедия. Т. 4. 1994.

89. Хорн Р., Джонсон Ч. Матричный анализ. М.: Мир. 1989.

90. Храбростин Б.В., Сапов М.М., Храбростин Д.Б. Синтез и анализ оптимальных решающих правил селекции целей в облаке случайных рассеивателей при полном поляризационном зондировании пространства // Научные ведомости Белгородского государственного университета. Серия: Математика. Физика. 2008. Т. 14. №9.