

Введение. Киральность как всеобщий механизм взаимодействия материи и пространства

В научном мире понятие киральности в настоящее время принято считать всеобщим свойством объективно существующей реальности мира. Киральность, по своей сути, является проявлением всеобщего свойства материи, точнее говоря, является основополагающим механизмом взаимодействия между материей и пространством. Киральность выполняет роль некоего проектора живой и неживой материи (вещества) на пространство. Именно киральность позволяет материи существовать в пространстве в тех формах, которые реально воспроизведены в объективно существующем мире. В живой и неживой природе киральность создает совокупности правых и левых структур, которые обладают разными свойствами и выполняют различные функции. Фундаментальность свойств киральности объективно существующего мира в настоящее время доказывается значительным числом фактов в различных областях науки и естествознания.

Киральность обозначает свойство живого (или неживого) объекта не совмещаться со своим отображением в плоском зеркале при каком-либо перемещении и вращении [1, 2]. Киральность, по своей сути, является проявлением асимметрии левого и правого в живой и неживой природе.

В настоящее время в теоретической и прикладной электродинамике, и областях науки тесно к ней примыкающих, наблюдается значительный рост интереса к исследованию структур и искусственных метаматериалов (таких, как искусственные кристаллы), обладающих «пространственной памятью». Указанные структуры и их сложные композиционные соединения представляют практический интерес в связи с активным исследованием и разработкой мета- и наноструктур. В многообразии обозначенных композиционных материалов особняком стоят искусственные среды и структуры, обладающие свойством киральности или энантиоморфизма (от греч. $\chi\epsilon\iota\rho$ — «рука» [1]).

Данное явление имеет место в различных областях человеческого знания, таких как физика, химия, биология* и др. Громадное число фактов указывает на то, что в живой и неживой природе нарушена симметрия правого и левого [3]. В частности, в биохимии известно существование киральных биомолекул, различие между которыми состоит лишь в том, что они являются зеркальными отражениями друг друга, имея один и тот же

* В химии и биологии применяется термин «хиральность», по своей сути эквивалентный используемому в физике термину «киральность».

химический состав (часто самый тонкий анализ не в состоянии отличить одно вещество от другого). Так, например, в химии различие между сахарами глюкозой и галактозой (состав этих веществ идентичен) определяется пространственной конфигурацией асимметричного углеродного атома. Каждая из двух таких конфигураций является зеркальным отражением другой.

1. Киральные среды СВЧ и оптического диапазона

1.1. Физически и геометрически киральные среды

Естественные среды, обладающие киральными свойствами, известны еще с XIX века в оптике, где получили название оптически-активных. Явление оптической активности было открыто в 1811 году французским ученым Д.Ф. Араго в кварце [1, 4]. В 1823 году О.Ж. Френель доказал, что оптически активная среда обладает различными показателями преломления для волн с право и левокруговыми поляризациями [1, 4]. В 1860 году известный биолог Луи Пастер объяснил природу этого явления молекулярной асимметрией, когда формы молекул лево- и правовращающихся изомеров относятся друг к другу как зеркальные отображения.

Вторым примером киральной среды в оптике являются жидкие кристаллы, в том числе и в первую очередь — холестерические жидкие кристаллы (ХЖК). Само строение ХЖК позволяет трактовать их как киральную среду: оси молекул (директор ХЖК), лежащих в одной плоскости, направлены в одну сторону, однако оси молекул в соседней параллельной плоскости повернуты относительно них на некоторый угол [5, 6]. В результате ориентировка осей молекул в самом верхнем и самом нижнем слое домена ХЖК такова, что директор в промежуточных слоях как бы вращается по окружности по или против часовой стрелке.

Среда, обладающая киральными свойствами в СВЧ-диапазоне, может быть только искусственной. Киральные «молекулы» на СВЧ — это искусственные проводящие одно-, двух- или трехмерные микроэлементы зеркально асимметричной формы, размеры которых значительно меньше длины λ электромагнитной волны [7-12].

В качестве киральных элементов могут использоваться трехмерные (3D) (право- и левовинтовые металлические спирали, сферические частицы со спиральной проводимостью [13], разомкнутые кольца с выступающими концами [14] и др.) и двумерные (2D) микроскопические объекты (полосковые элементы в виде буквы S и ее зеркального эквивалента [15-17],

плоские п-заходные спирали, ленты Мёбиуса [18] и др.). Пример искусственной киральной среды на основе микроспиралей приведён на рисунке 1.1. Там же показаны некоторые виды киральных элементов.

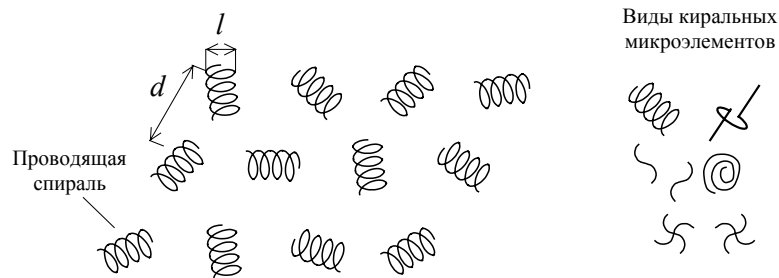


Рисунок 1.1 — Пример искусственной киральной среды на основе правовинтовых спиралей и некоторые типы киральных элементов

Поэтому принято говорить о существовании двух моделей киральной среды: **объёмной** (3D), когда в магнитоэлектрической среде размещаются двух- или трехмерные микроэлементы, и **плоской (планарной)** (2D), когда проводящие микрополосковые элементы зеркально асимметричной формы расположены на поверхности диэлектрической или ферритовой подложки.

Пример планарной киральной структуры на основе S-образных элементов приведен на рисунке 1.2 [15, 35].

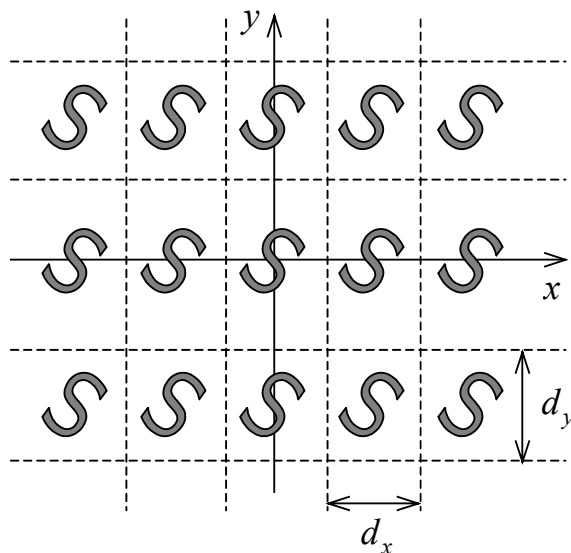


Рисунок 1.2 — Двупериодическая планарная киральная структура [35]

Указанные выше трехмерные и планарные структуры являются киральными в силу того, что в их состав входят микроскопические зеркально асимметричные элементы. Можно считать, что в этом случае киральность является физической, так как она создается не формой структуры в целом, а

формами находящихся в ней микроэлементов. Будем называть подобные структуры *физически киральными* [19].

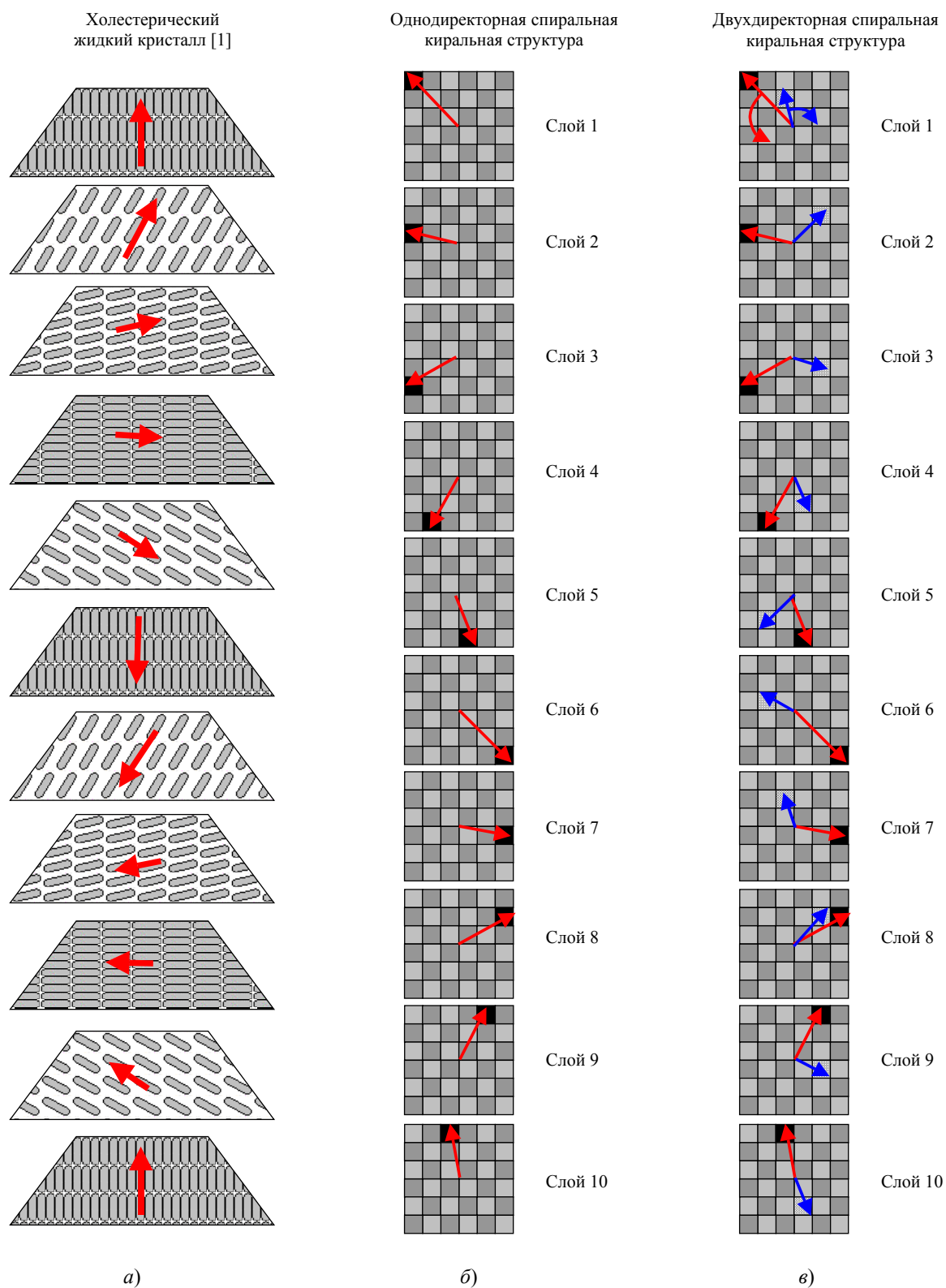


Рисунок 1.3 — Виды слоев геометрически-киральных метаструктур:

а — домен естественного ХЖК;

б — геометрически-киральная метаструктура с одним директором;

в — геометрически-киральная метаструктура с двумя директорами

Физически киральные искусственные киральные структуры обладают по крайней мере четырьмя существенными недостатками:

1. Они достаточно сложны в изготовлении (особенно это касается 3D-структур).

2. Пространственная дисперсия существенно проявляется в них только вблизи длин волн $\lambda = 2ml$, где l — пространственный период структуры; $m = \overline{1, \infty}$.

3. При включении физически киральной структуры в цепь СВЧ их трудно согласовывать, так как наблюдается сильная частотная зависимость входного (волнового) сопротивления.

4. Диаграмма излучения (переизлучения) физически киральных структур сильно зависит от отношения l/λ .

В работе [19] предложено геометрическое решение свойства киральности (*геометрически киральные структуры*), заключающееся в том, что структура является киральной по форме, а не по содержанию.

В [19] предложена классификация киральных сред с точки зрения внутреннего механизма образования киральности. Если киральность структуры в целом связана с зеркальной асимметрией элементов входящих в её состав, то метаматериал называется *физически киральным*. Если же киральность связана с зеркально асимметричным расположением самих элементов-компонентов, образующих структуру, то метаматериал называется *геометрически киральным*. В настоящее время активно изучаются электродинамические свойства физически киральных сред и структур.

В предлагаемой модели геометрически кирального метаматериала искусственно воспроизводится структура доменов холестерических жидких кристаллов (рис.1.3а) [1, 19]. Структура состоит из большого количества слоев, каждый из которых представляет собой упорядоченную киральную композицию из микропластин двух различных материалов. Аналогом директора ХЖК в данной структуре является один из крайних элементов симметричной композиции, вращательное повторение отсутствия которого по (против) часовой стрелки с определённой угловой периодичностью, создаёт локальную асимметрию, что приводит к возникновению киральности 3D структуры в целом (рис.1.3б). Стрелками на рис.1.3б показано вращение в горизонтальных плоскостях отсутствующего крайнего элемента по часовой

стрелке. Геометрически киральная многослойная метаструктура с одним директором, показанная на рис.1.3б является аналогом ХЖК. С точки зрения терминологии антенн — это аналог цилиндрической спиральной антенны.

На рис.1.3в показана многослойная геометрически киральная метаструктура с двумя директорами, в которой вращение отсутствующих элементов в горизонтальных слоях происходит в противоположных направлениях (по и против часовой стрелки) в двух соседних вертикальных слоях. Это аналог двухзаходной спиральной антенны [20].

Связь между слоями может быть выполнена с помощью межслойных гальванических переходов (сквозь горизонтальные слои) с непосредственными контактами между отдельными квадратными слоями или переходов с электромагнитной связью без нарушения целостности слоёв.

Рассмотрим геометрически киральную метаструктуру, состоящую из четырех слоев, каждый из которых содержит 9 элементов (рис. 1.4). Топологически слой геометрически киральной структуры может быть описан квадратной матрицей. Будем сопоставлять с элементами одного типа 1, а с элементами другого типа — 0.

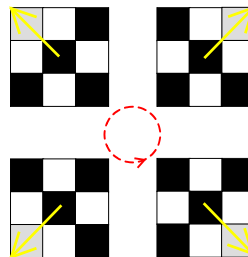


Рисунок 1.4 — Планарная геометрически-киральная структура

Для описания слоёв можно ввести следующие матрицы:

$$S_1 = \begin{pmatrix} \bar{0} & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 \end{pmatrix}; \quad S_2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \\ \bar{0} & 0 & 1 \end{pmatrix}; \quad S_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & \bar{0} \end{pmatrix}; \quad S_4 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & \bar{0} \\ 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 \end{pmatrix};$$

$$\hat{S} = S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot S_4.$$

Верхним подчеркиванием отмечен элемент, отвечающий за создание геометрической киральности.

Предложенные многослойные геометрически киральные 3D метаструктуры гораздо проще в изготовлении, чем физически киральные 3D структуры. Применяя основные результаты существующей на сегодняшний

день теории цилиндрических однозаходной и двухзаходной спиральных антенн можно предположить следующее:

1. При $\lambda \approx D$, где D — длина квадрата геометрически киральной метаструктуры с одним директором в горизонтальной плоскости (рис.1.3б) возможно осевое излучение (переизлучение) электромагнитной волны с круговой поляризацией в направлении, перпендикулярном горизонтальным плоскостям структуры.

2. В нулевом приближении расстояние между горизонтальными слоями $s = (0.15 \div 0.3) \lambda_0$, где λ_0 — центральная частота рабочего диапазона длин волн, который определяется из условия: $0.7L \leq \lambda \leq 1.3L$ (L — длина структуры в вертикальном направлении). Таким образом, одним из достоинств геометрически-киральных многослойных метаструктур с одним директором является достаточно широкая диапазонность ($\lambda_{\max}/\lambda_{\min} \approx 1.7$).

3. Активная часть входного сопротивления структуры слабо зависит от отношения L/λ .

4. При использовании метаструктуры с двумя директорами (рис.1.3в) можно ещё более увеличить рабочий диапазон длин волн; при этом можно использовать свойства двухзаходных спиральных антенн [21].

5. При создании геометрически киральной конической спирали (рис.1.5) можно создать почти частотно независимую метаструктуру. Предполагаемая область частот таких метаструктур от 10^{-3} до 10^{10} Гц.

6. При одновременном использовании нескольких геометрически-киральных структур возможно создание решёток с уменьшенной шириной главного лепестка осевого излучения (переизлучения).

Рассмотренные элементы 3D структур, по-видимому, топологически описывается неевклидовой метрикой, находящей своё материальное воплощение в приведённых принципах взаимодействия когерентных структур фазированных антенных решёток (ФАР), которыми по сути и являются композитные киральные 3D структуры. Неевклидова размерность метрики, по видимому, особенно сильно должна проявиться при создании 4D-метаструктур, где базовой структурой, например, является лист Мёбиуса (рис. 1.6).

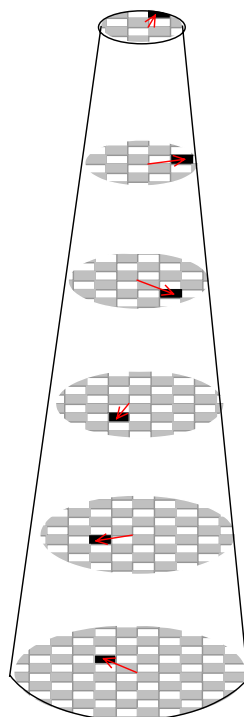


Рисунок 1.5 — Геометрически киральная метаструктура с одним директором и образующей поверхностью в виде конуса [19]

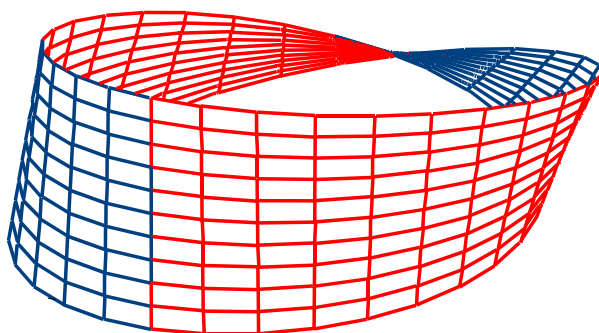
Значительный интерес представляет исследование свойств геометрически-киральных структур в виде двумерных неориентируемых поверхностей (то есть двумерных замкнутых многообразий), которые не могут быть вложены (только «погружены») в трехмерное евклидово пространство, но вкладываются в пространство $\mathbf{R}^4$. Наиболее известным примером подобной замкнутой неориентируемой поверхности является бутылка Клейна (Klein Bottle) (рис. 1.6), которая была впервые описана в 1882 году немецким математиком Ф. Клейном. В отличие от трехмерного шара по бутылке Клейна можно «пройти» путь изнутри наружу, не пересекая её поверхности, то есть, вообще говоря, для неё теряются понятия внутренней и внешней поверхностей. Бутылка Клейна, в отличие от ленты Мёбиуса, является замкнутым неориентируемым многообразием. Если разрезать бутылку Клейна пополам вдоль её оси симметрии, то результатом будет лента Мёбиуса. Возможен альтернативный вариант бутылки Клейна в виде восьмерки (рис. 1.6). Заметим, что с использованием топологии бутылки Клейна становится возможным существованием обобщенного класса киральных структур, если использовать в качестве кирально-образующей поверхности бутылку Клейна, а её содержимым будет набор геометрически киральных слоёв.

Лента Мёбиуса

$$x = [2 - v \sin(u/2)] \sin u;$$

$$y = [2 - v \sin(u/2)] \cos u;$$

$$z = v \cos(u/2)$$

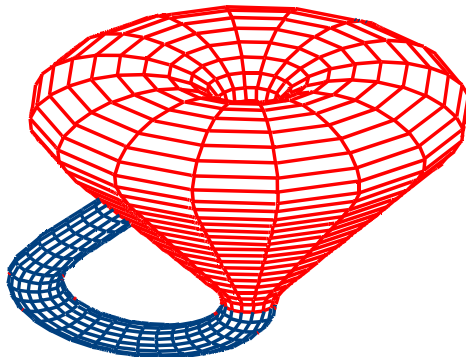


Бутылка Клейна

$$x = 6 \cos u (1 + \sin u) + 4r(1 - \cos u/2) \cos u \cos v;$$

$$y = 16 \sin u + 4r(1 - \cos u/2) \sin u \cos v;$$

$$z = 4r(1 - \cos u/2) \sin v$$



Бутылка Клейна в виде восьмёрки

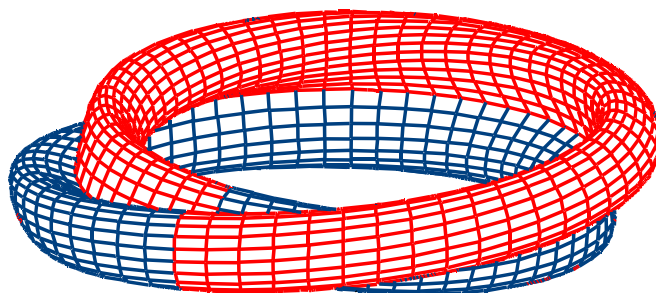


Рисунок 1.6 — Различные двумерные неориентируемые кирально-образующие поверхности

Многослойные геометрически киральные структуры позволяют осуществлять адекватную оценку наличия и интенсивности полей различного происхождения в ближних зонах излучающих (переизлучающих) устройств, поскольку сами изделия являются по сути фазированными антенными решётками и могут быть описаны физико-математическим аппаратом, применяемом для расчёта эквивалентных длинных линий в теории устройств СВЧ, КВЧ и ФАР.

Композиционные метаструктуры могут включать в себя полупроводниковые, пьезо- и сегнетоэлектрические, диэлектрические, ферритовые материалы, ленгмюровские плёнки, естественные киральные среды (например, жидкие кристаллы), искусственные наноматериалы, амфифильные молекулы широкого класса веществ и любые иные композиционные сочетания, приводящие к ожидаемым эффектам перечисленным выше.

Возможное применение предложенных структур — создание малоотражающих покрытий в широком диапазоне длин волн. Для сравнения, создание малоотражающих покрытий на физически-киральных структурах возможно только вблизи резонансных частот, определяемых размерами киральных микроэлементов. Электромагнитное поле излучения (переизлучения) геометрически-киральных структур в отличие от физически-киральных может иметь круговую поляризацию. Применение теории спиральных антенн к анализу геометрически-киральных структур позволяет сделать вывод, что в зависимости от соотношения D/λ предложенные структуры могут иметь различные режимы излучения (переизлучения): осевое излучение, излучение по горизонтальной плоскости структуры, излучение с несколькими максимумами в диаграмме направленности. Предложенные модели многослойных геометрически-киральных структур могут быть использованы при анализе волновых процессов в естественных средах: ХЖК, смерчей и торнадо в атмосфере и т.д. Различные аспекты использования композитных киральных структур рассмотрены в [19, 22-27].

Таким образом, предложенный новый класс искусственных геометрически-киральных 3D структур обладает гораздо большими возможностями, чем физически-киральные структуры.

1.2. Физические модели киральной среды СВЧ

Важной задачей электродинамики киральных сред и структур является определение эффективных диэлектрической и магнитной

проницаемостей ε, μ и параметра киральности χ . Для их вычисления необходимо выбрать для описания киральной среды конкретную физическую модель, то есть подобрать элементы, обладающие киральными свойствами и изучить дифракцию электромагнитной волны (ЭМВ) на этих элементах.

В этом разделе рассматриваются некоторые физические модели киральных элементов.

1.2.1 Цилиндры с винтовой проводимостью поверхности [9, 28, 29].

Электродинамическая теория киральных структур на основе цилиндров с проводимостью вдоль винтовых линий построена учёными ИРЭ РАН А.Д. Шатовым, А.Н. Сивовым и др.

Тонкопроволочные спирали хорошо описываются моделью цилиндра с электрической и магнитной проводимостью вдоль винтовых линий. Указанная модель обладает киральными свойствами, а именно, поля дифракции при падении волн право (ПКП) и левокруговой (ЛКП) поляризации на цилиндр будут существенно отличаться друг от друга. Использование такой модели при определённых условиях может приводить к отсутствию кросс-поляризации и сохранению круговой поляризации того же направления, что и у падающей ЭМВ.

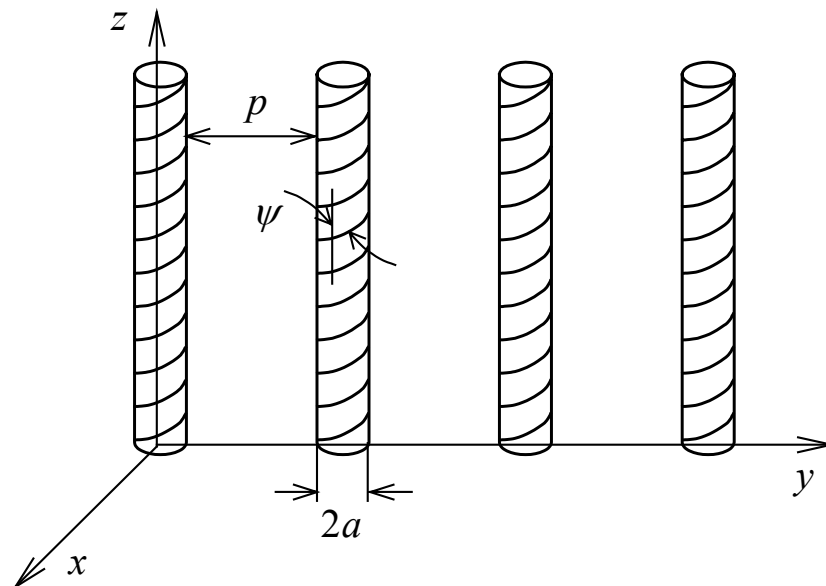


Рисунок 1.7 — Модель киральной среды на основе цилиндров с проводимостью вдоль винтовых линий [9]

В [9] рассматривалась дифракция ЭМВ на решётке из полых цилиндров с винтовой электрической проводимостью поверхности с пространственным

периодом p (рисунок 1.7). Такая структура описывает модель среды, обладающей пространственной дисперсией и созданной на основе тонких проводящих спиралей. На рисунке 1.7: p — период решётки; a — радиус цилиндра; ψ — угол закрутки винтовых линий цилиндра.

В работе [9] показано, что подобные решётки обладают рядом интересных электродинамических свойств:

1. *Преобразование поляризации.* При падении ПЭМВ с линейной поляризацией происходит отражение и прохождение двух волн с ортогональными круговыми поляризациями.

2. *Частотно-поляризационная модуляция.* При определённом наборе параметров λ, p, a решётка может преобразовывать волны ПКП и ЛКП в линейно-поляризованные ЭМВ.

3. *Полупрозрачные экраны для волн ПКП и ЛКП.* При определённом наборе параметров λ, p, a решётка может сохранять круговую поляризацию волны и направление вращения, то есть $\text{ПКП} \Rightarrow \text{ПКП}$ и $\text{ЛКП} \Rightarrow \text{ЛКП}$.

В работах [9, 28, 29] рассматриваются свойства каскада из двух решёток, расположенных в параллельных плоскостях и развёрнутых друг относительно друга на некоторый угол α . В случае $\alpha = 0$ структура может выполнять роль идеального СВЧ фильтра для волн круговой поляризации. Если две решётки разнести на расстояние $d = n\lambda/2$ ($n = 1, 2, 3, \dots$), волна ПКП будет полностью проходить через каскад, а волна ЛКП — полностью отражаться.

Если решётки повернуты друг относительно друга на некоторый угол, структура начинает обладать гиротропными свойствами и выступает в качестве устройства для поворота плоскости поляризации.

1.2.2. Разомкнутые кольца с выступающими концами. Возможность использования разомкнутых колец с выступающими прямолинейными концами (рис. 1.8) при моделировании бианизотропных сред исследована в [14].

Для такой модели киральной среды решены задача дифракции на разомкнутом кольце с выступающими прямолинейными участками и задача об отражении плоской электромагнитной волны от слоя, состоящего из рассматриваемых одноосных элементов, расположенного на идеально

проводящей плоскости. На основе рассматриваемой модели среды были вычислены материальные параметры ε, μ и χ . В [14] показано, что в различных частотных диапазонах использование таких элементов с различными геометрическими параметрами приводит к значительному снижению коэффициента отражения от рассматриваемой структуры.

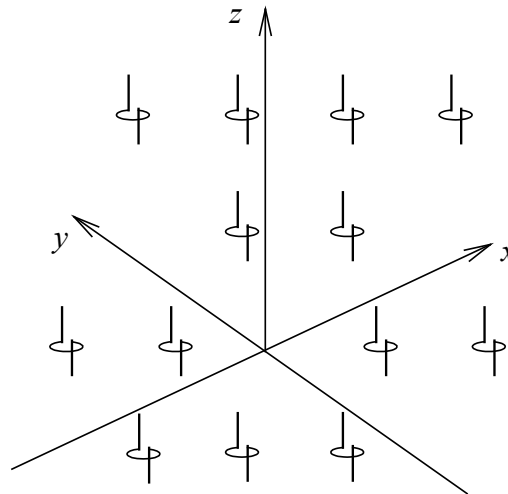


Рисунок 1.8 — Модель киральной среды на основе разомкнутых колец с выступающими концами [14]

1.2.3. Сферические электромагнитные частицы со спиральной проводимостью. Электродинамическая теория киральных структур на основе сферических частиц со спиральной проводимостью рассмотрена в работах учёного ИРЭ РАН В.В. Шевченко и др.

В работах [13, 30] рассматривалась модель киральной среды на основе киральных элементов в виде сферических частиц со спиральной проводимостью. В работе [13] в дипольном приближении решена задача дифракции ПЭМВ на сфере со спиральной проводимостью и определены материальные параметры в рамках предложенной модели киральной среды. Подробно исследована частотная зависимость параметров ε, μ и χ . В [30] решены задачи об отражении ПЭМВ от границы раздела «диэлектрик–киральная среда» и от киральной среды, расположенной на идеально проводящей плоскости при моделировании киральных свойств посредством сферических частиц со спиральной проводимостью. Было показано, что отражение ЭМВ от таких структур носит резонансный характер, который объясняется резонансами волн тока вдоль винтовых линий сферы.

Наряду с рассмотренными трёхмерными моделями киральных сред используются частицы в виде греческой буквы Ω [31, 32] (омега-среда) и др.

1.2.4. Полосковые киральные элементы. В последнее время значительный интерес представляет исследование отражения ПЭМВ от плоских двумерных периодических структур в виде полосковых проводящих элементов зеркально-асимметричной формы. В качестве плоских киральных элементов используются полосы в виде буквы S и её зеркального эквивалента [15, 16, 33]. Плоские киральные структуры проявляют свойства, характерные для трёхмерных киральных структур, модели которых рассмотрены в п.1.2.1, 1.2.2, 1.2.3, но являются более удобными для технической реализации. Однако на настоящий момент времени доказано, что параметр киральности структур на основе трехмерных. Плоские киральные структуры могут применяться в СВЧ-технике в качестве частотно- и поляризационно-селективных устройств, таких как преобразователи поляризации, фильтры, защитные экраны и т.п. В основе этих возможностей лежит тот факт, что киральные структуры позволяют получать различные частотные и поляризационные характеристики при падении на них волн ПКП и ЛКП, а также осуществлять кросс-поляризацию поля отраженной волны.

В работах [15, 33] рассмотрено решение задачи дифракции плоской ЭМВ на двумерной периодической решётке, образованной набором киральных S-элементов. Структура S-образного элемента и периодической решётки показана на рисунке 1.9 [33]. Параметры $a_{1,2}, \varphi_{1,2}, 2w$ задают геометрию S-образного кирального элемента; $d_{x,y}$ — пространственные периоды решётки по осям Ox и Oy , соответственно.

При падении линейно-поляризованной ПЭМВ на полосковый S-образный киральный элемент на нём волной наводится ток, который будет иметь x - и y -составляющие, что будет приводить к возникновению ортогональных составляющих поля, то есть к явлению кросс-поляризации. В [33] показано, что наиболее сильная кросс-поляризация наблюдается вблизи резонансных частот, а её степень можно изменять путём варьирования угол $\varphi_{1,2}$. В [15] сделан вывод о том, что полная кросс-поляризация ЭМВ возможна при таком подборе углов $\varphi_{1,2}$, чтобы на полоске существовали

участки со взаимно перпендикулярными направлениями поверхностного тока.

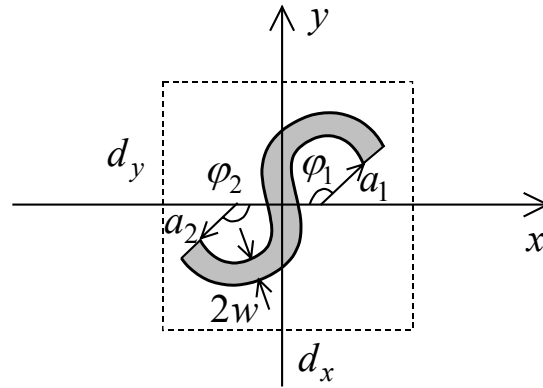


Рисунок 1.9 — Полосковый S-образный киральный композит [33]

На рисунке 1.10 приведены частотные зависимости модулей коэффициентов отражения $|R_{\varphi,\theta}|$ и прохождения $|T_{\varphi,\theta}|$ двумерной периодической решётки из S-элементов при нормальном падении ПЭМВ с линейной поляризацией вдоль оси Oy . Индексы « φ » соответствуют основной компоненте поля; индексы « θ » — кросс-поляризованной компоненте. Расчёты проводились при следующих значениях геометрических параметров: $\varphi_{1,2} = \pi/2$, $a_1 = a_2$, $d_x = d_y$, $a_1/d_x = 0.2$ [15]. При $d_x/\lambda \sim 0.75$ наблюдается максимум отражения кросс-поляризованной компоненты, то есть на этой частоте осуществляется наиболее сильное преобразование поляризации.

В [15] показано, что периодическая структура на основе S-образных киральных элементов по-разному влияет на ЭМВ с право- и левокруговыми поляризациями. На рисунке 1.11 представлены частотные зависимости модулей коэффициентов прохождения основной и кросс-поляризованной составляющих при нормальном падении на решётку ПЭМВ ПКП. Расчёты проводились при следующих значениях геометрических параметров: $\varphi_{1,2} = 2\pi/3$, $a_1 = a_2$, $d_x = d_y$, $a_1/d_x = 0.3$ [15].

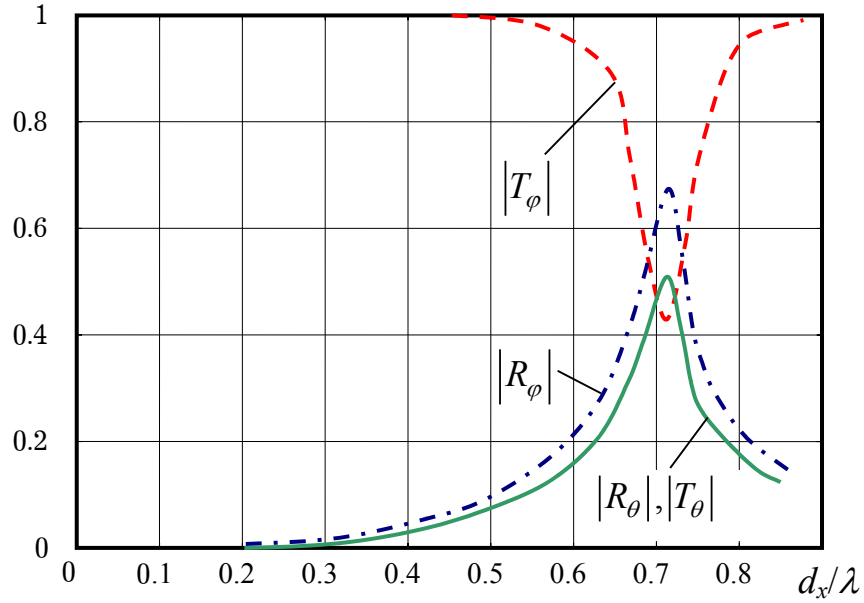


Рисунок 1.10 — Частотные характеристики модулей коэффициентов отражения $|R_{\varphi,\theta}|$ и прохождения $|T_{\varphi,\theta}|$ решётки из плоских S-образных киральных элементов [15, 33]

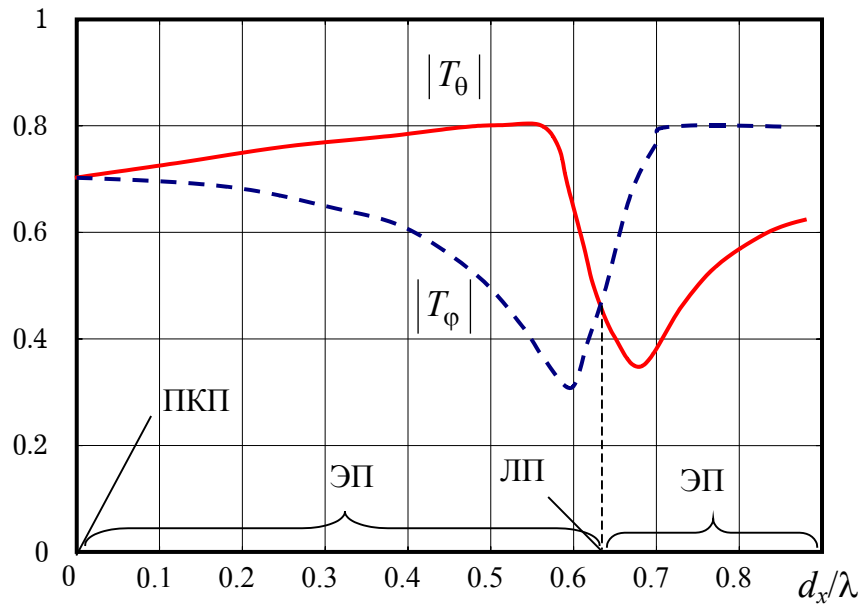


Рисунок 1.11 — Частотные зависимости модулей коэффициентов отражения и прохождения решётки из плоских S-образных киральных элементов при падении волны ПКП

При значениях параметра d_x/λ вдали от резонанса поляризация волны остаётся круговой, на резонансной частоте прошедшая волна становится эллиптически-поляризованной. При $d_x \sim \lambda/2$ происходит преобразование поляризации из круговой в линейную. Вышеотмеченные факты позволяют

сделать вывод о перспективности использования периодических решёток из S-элементов для селективного преобразования поляризации излучения СВЧ.

1.3. Материальные уравнения для киральной среды

Рассмотрим формальный вывод материальных уравнений для киральной среды [2]. Киральная среда, как уже отмечалось, моделируется путем размещения в однородной диэлектрической среде композитов зеркально асимметричной формы. Эти композиты представляют собой электромагнитные частицы, так как их линейные размеры значительно меньше длины СВЧ волны.

Простейшими электромагнитными частицами являются электрический и магнитный диполи. Электрический диполь представляет собой два одинаковых по величине и различных по знаку электрических заряда $+q$ и $-q$, разнесенных друг от друга на расстояние d . Свойства диполя описываются дипольным моментом $\vec{p}_e = q\vec{d}$, где $\vec{d}$ — вектор, направленный от отрицательного заряда к положительному, модуль которого равен расстоянию между зарядами.

Малый, по сравнению с длиной волны, прямолинейный отрезок электрического проводника представляет собой рассеивающий электрический диполь. Если на проводник падает электромагнитная волна, продольная составляющая ее электрического поля E_z возбуждает в нем электрический ток, пропорциональный $E_z = E_{z0} \cos(\omega t)$ (E_{z0} — амплитуда напряженности электрического поля падающей ЭМВ, ω — круговая частота ЭМВ). При этом для электрического дипольного момента можно записать следующее соотношение:

$$\vec{p}_e = \alpha_e E_z \vec{z}_0, \quad (1.3.1)$$

где α_e — электрическая поляризуемость, $\vec{z}_0$ — единичный вектор, направленный вдоль проводника.

Элементарный магнитный диполь моделируется металлическим тонкопроволочным кольцом. При этом магнитный дипольный момент $\vec{p}_m$ определяется составляющей магнитного поля H_z , пронизывающего плоскость кольца:

$$\vec{p}_m = \alpha_m H_z \vec{z}_0, \quad (1.3.2)$$

где α_m — магнитная поляризуемость.

В рассмотренных случаях электрический дипольный момент создается только электрическим полем $\mathbf{E}_z$, а магнитный — только магнитным полем $\mathbf{H}_z$. Такая ситуация имеет место, если материальная среда состоит из электромагнитных частиц зеркально симметричной формы. Примером такой среды является изотропный естественный диэлектрик, состоящий из зеркально-симметричных атомов.

Рассмотрим, как образуются дипольные моменты при падении электромагнитной волны на киральный элемент (например, на проводящую спираль). Будем считать, что на него падает плоская ЭМВ линейной поляризации. В области спирали поле волны будет иметь, в общем случае, обе продольные компоненты $\mathbf{E}_z$ и $\mathbf{H}_z$. Тогда продольная (вдоль оси спирали) составляющая электрического дипольного момента $\mathbf{p}_{ez}$ образуется как компонентой $\mathbf{E}_z$ электрического поля, так и компонентой $\mathbf{H}_z$ магнитного поля, пронизывающего кольца спирали и создающего кольцевой ток, имеющий продольную составляющую:

$$\mathbf{p}_{ez} = \alpha_e \mathbf{E}_z + \alpha_{em} \mathbf{H}_z, \quad (1.3.3)$$

где α_{em} — параметр, называемый электромагнитной поляризуемостью элемента.

Аналогично, продольная составляющая магнитного дипольного момента спирали $\mathbf{p}_{mz}$ образуется кольцевым электрическим током, который создается пронизывающим спираль магнитным полем, к которому добавляется кольцевой ток, создаваемый электрическим полем, так как ток вдоль оси спирали может течь только проходя по ее кольцам:

$$\mathbf{p}_{mz} = \alpha_m \mathbf{H}_z + \alpha_{me} \mathbf{E}_z, \quad (1.3.4)$$

где α_{me} — параметр, называемый магнитоэлектрической поляризуемостью элемента. В литературе α_{em} и α_{me} часто называют параметрами электромагнитной связи [2].

Будем считать, что векторы электромагнитного поля изменяются во времени по гармоническому закону, то есть векторы $\vec{\mathbf{E}}$ и $\vec{\mathbf{H}} \sim \exp(i\omega t)$. Перейдем к комплексным амплитудам векторов $\vec{\mathbf{E}}$ и $\vec{\mathbf{H}}$, которые определяются как

$$\vec{\mathbf{E}}(\vec{r}, t) = \text{Re}(\vec{E}(\vec{r}) e^{i\omega t}), \quad \vec{\mathbf{H}}(\vec{r}, t) = \text{Re}(\vec{H}(\vec{r}) e^{i\omega t}).$$

Перепишем соотношения (1.3.3) и (1.3.4) для комплексных амплитуд векторов в виде:

$$\begin{aligned} p_{ez} &= \alpha_e E_z + \alpha_{em} H_z, \\ p_{mz} &= \alpha_m H_z + \alpha_{me} E_z. \end{aligned} \quad (1.3.5)$$

В научной литературе указывается [2], что в случае гармонической зависимости полей от времени для спирали параметры электромагнитной связи α_{em} и α_{me} равны:

$$\alpha_{em} = \mp i\beta, \quad \alpha_{me} = \pm i\beta,$$

где верхний и нижний знаки соответствуют спиралям с правой и левой закрутками; β — вещественный положительный параметр.

В результате выражения (1.3.5) для p_{ez} и p_{mz} принимают следующий вид:

$$p_{ez} = \alpha_e E_z \mp i\beta H_z, \quad p_{mz} = \alpha_m H_z \pm i\beta E_z. \quad (1.3.6)$$

Материальная среда реагирует на электромагнитное поле поляризацией образующих ее частиц, при этом

$$\vec{D} = \vec{E} + 4\pi\vec{P}_e, \quad \vec{B} = \vec{H} + 4\pi\vec{P}_m, \quad (1.3.7)$$

где $\vec{P}_e$ — комплексная амплитуда полного электрического дипольного момента (вектора поляризации среды); $\vec{P}_m$ — комплексная амплитуда полного магнитного дипольного момента (вектора намагниченности).

Полный электрический дипольный момент среды (вектор поляризации) определяется через моменты отдельных электромагнитных частиц, образующих среду:

$$\vec{P}_e = \vec{p}_e n_V, \quad (1.3.8)$$

где n_V — концентрация микроэлементов (число элементов в единице объема вещества).

Подставляя в первое соотношение (1.3.7) выражения (1.3.6) и (1.3.8), усредняя по объему V , получаем:

$$\vec{D} = (1 + 4\pi\langle\alpha_e\rangle)\vec{E} \mp 4\pi i\beta\vec{H}, \quad (1.3.9)$$

где $\langle\alpha_e\rangle$ — электрическая поляризуемость единицы объема среды.

Обозначая относительную диэлектрическую проницаемость через $\varepsilon = 1 + 4\pi\langle\alpha_e\rangle$, запишем материальное уравнение (1.3.9) в виде:

$$\vec{D} = \varepsilon\vec{E} \mp i\chi\vec{H},$$

где $\chi = 4\pi\beta$ — параметр киральности.

Полный магнитный дипольный момент среды (вектор намагниченности) определяется через моменты отдельных электромагнитных частиц, образующих среду:

$$\vec{P}_m = \vec{p}_m n_V. \quad (1.3.10)$$

Подставляя во второе соотношение (1.3.7) выражения (1.3.6) и (1.3.10), усредняя по объему V , получаем:

$$\vec{B} = (1 + 4\pi \langle \alpha_m \rangle) \vec{H} \pm 4\pi i \beta \vec{E}, \quad (1.3.11)$$

где $\langle \alpha_m \rangle$ — магнитная поляризуемость единицы объема среды.

Обозначая относительную магнитную проницаемость через $\mu = 1 + 4\pi \langle \alpha_m \rangle$, запишем материальное уравнение (1.3.11) в виде:

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \pm i \chi \vec{E}.$$

В результате материальные уравнения для киральной среды имеют вид [2, 8-11 и др.]:

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \mp i \chi \vec{H}, \quad \vec{B} = \mu \vec{H} \pm i \chi \vec{E}. \quad (1.3.12)$$

В соотношениях (1.2.12) верхние знаки соответствуют киральной среде на основе спиралей с правой закруткой, а нижние знаки — киральной среде на основе левовинтовых спиралей.

Параметр киральности χ зависит от формы и размеров зеркально-асимметричных элементов. Физический смысл параметра киральности заключается в том, что он определяет степень взаимосвязи процессов электрической и магнитной поляризаций в киральной среде. В частности, при $\chi = 0$ указанные процессы не являются взаимосвязанными и среда не обладает киральностью. Заметим, что при $\chi = 0$ соотношения (1.3.12) переходят в общеизвестные уравнения состояния для диэлектрической среды (на основе зеркально симметричных атомов).

Существует и формальное введение материальных уравнений (1.3.12) для киральной среды, которое основано на учете явления пространственной дисперсии.

Пространственная дисперсия — это зависимость поляризации в некоторой точке $M(\vec{r})$ среды не только от значения электрического поля в

этой же точке, но и от его значений в точках некоторого объема ΔV_M , окружающего точку $M(\vec{r})$.

Формально вывести материальные уравнения для киральной среды можно исходя из следующих соображений. В случае слабой дисперсии комплексные амплитуды векторов электрической и магнитной индукций поля зависят не только от $\vec{E}$ и $\vec{H}$, но и от их пространственных производных (формализм Друде-Борна-Федорова) [13, 34]:

$$\vec{D} = \varepsilon(\vec{E} + \beta \operatorname{rot} \vec{E}), \quad \vec{B} = \mu(\vec{H} + \beta \operatorname{rot} \vec{H}), \quad (1.3.14)$$

где β — некоторый скалярный параметр, имеющий размерность длины и обращающийся в нуль при отсутствии пространственной дисперсии. Соотношения (1.3.14) в литературе также трактуются как материальные уравнения для киральной среды [23, 81]. Форма записи материальных уравнений (1.3.14) используется в работах Шевченко В.В. и некоторых других авторов.

С учетом уравнений Максвелла для комплексных амплитуд:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -ik_0 \vec{B}, \quad \operatorname{rot} \vec{H} = ik_0 \vec{D}, \quad (1.3.15)$$

где $k_0 = \omega/c$ — волновое число для плоской однородной волны в вакууме; c — скорость света в вакууме; из (1.3.14) нетрудно получить материальные уравнения следующего вида:

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} - ik_0 \varepsilon \mu \beta \vec{H}, \quad \vec{B} = \mu \vec{H} + ik_0 \varepsilon \mu \beta \vec{E}, \quad (1.3.16)$$

которые с учетом обозначения $\chi = k_0 \varepsilon \mu \beta$ совпадают с материальными уравнениями для киральной среды (1.3.12).

Как уже отмечалось, киральная среда создается путем размещения зеркально-асимметричных трехмерных (или двумерных) проводящих элементов в диэлектрике с проницаемостями $\varepsilon, \mu = 1$. Киральные микроэлементы располагаются периодически на расстоянии $l \sim \lambda$ друг от друга; их линейные размеры $d < \lambda$. В силу двух последних условий искусственная композиционная среда будет обладать пространственной дисперсией.

При внедрении киральных микроэлементов в диэлектрическую среду изменится ее диэлектрическая проницаемость $\varepsilon \rightarrow \varepsilon_1$, и кроме того, среда станет магнитодиэлектрической с $\mu_1 \neq 1$. Таким образом, киральная среда,

созданная на основе диэлектрика и киральных микроэлементов, является магнитодиэлектрической, несмотря на то, что не содержит магнитных материалов. Указанный факт может быть объяснен тем, что проводящие зеркально-асимметричные элементы представляют собой резонансные контуры с наличием емкостного и индуктивного сопротивлений. Падающее ЭМП наводит на киральных элементах циркулярные токи, которые носят резонансный характер. Эти токи приводят к резонансным зависимостям диэлектрической ε_1 и магнитной μ_1 проницаемостей киральной среды. В частности, для модели киральной среды на основе многозаходных спиралей дисперсия диэлектрической проницаемости определяется следующим законом [35]:

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{\beta_0^2}{\Omega_0^2 - \omega^2}, \quad (1.3.17)$$

где β_0 — параметр, пропорциональный концентрации киральных элементов; Ω_0 — резонансная частота поглощения.

Заметим, что параметр киральности также зависит от частоты: $\chi = \chi(\omega)$. В научной литературе [35] указывается, что для модели киральной среды на основе спиралей частотная зависимость параметра киральности определяется следующим образом:

$$\chi(\omega) = A_0 \frac{\beta_0^2 \omega}{c(\Omega_0^2 - \omega^2)}, \quad (1.3.18)$$

где A_0 — параметр, определяемый размерами спиралей.

В научной литературе [36-38] приводится также другая форма записи материальных уравнения для киральной среды (*формализм Пост-Джаггарда*):

$$\vec{D} = \varepsilon_c \vec{E} \mp i\xi\mu\vec{H}, \quad \vec{B} = \mu\vec{H} \pm i\xi\mu\vec{E}, \quad (1.3.19)$$

где $\varepsilon_c = \varepsilon + \mu\xi^2$ — параметр, учитывающий изменение диэлектрической проницаемости среды при внедрении киральных микроэлементов; $\xi = \chi/\mu$ — киральный адмитанс. Заметим, что материальные уравнения (1.3.12) получаются из (1.3.19) при помощи замены: $\xi\mu \rightarrow \chi$, $\varepsilon_c \rightarrow \varepsilon$.

2. Строгое описание отражающих и волноведущих структур с киральными слоями

2.1. Электромагнитные волны в безграничной киральной среде

Запишем уравнения Максвелла в дифференциальной форме для комплексных амплитуд векторов электромагнитного поля в киральной среде на основе правых форм киральных элементов [2, 8-11 и др.]:

$$\begin{aligned}\operatorname{rot} \vec{E} &= k_0 (-i\mu \vec{H} + \chi \vec{E}), \\ \operatorname{rot} \vec{H} &= k_0 (i\varepsilon \vec{E} + \chi \vec{H}).\end{aligned}\quad (2.1.1)$$

Из уравнений (2.1.1) следует обобщение принципа перестановочной двойственности на случай киральной среды:

$$\vec{E} \Leftrightarrow \vec{H}, \quad \varepsilon \Leftrightarrow -\mu, \quad \chi \Leftrightarrow \chi. \quad (2.1.2)$$

Получим дифференциальные уравнения второго порядка для векторов $\vec{E}$ и $\vec{H}$ электромагнитного поля в киральной среде. Будем считать, что киральная среда является макроскопически однородной, то есть ее материальные параметры ε, μ и χ не зависят от координат. Применяя операцию rot к обеим частям первого уравнения (2.1.1), получаем:

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{E} = k_0 (-i\mu \operatorname{rot} \vec{H} + \chi \operatorname{rot} \vec{E}). \quad (2.1.3)$$

Подставим в уравнение (2.1.3) соотношения (2.1.1) и после преобразований получим:

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{E} = k_0^2 (\varepsilon\mu + \chi^2) \vec{E} - 2ik_0^2 \mu\chi \vec{H}. \quad (2.1.4)$$

Воспользовавшись известным соотношением векторного анализа $\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{E} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{E} - \nabla^2 \vec{E}$, перепишем уравнение (2.1.4) следующим образом:

$$\nabla^2 \vec{E} + k_0^2 (\varepsilon\mu + \chi^2) \vec{E} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{E} + 2ik_0^2 \mu\chi \vec{H}. \quad (2.1.5)$$

Аналогично, применяя операцию rot ко второму уравнению (2.1.1) и проводя тождественные преобразования, получаем дифференциальное уравнение второго порядка относительно вектора $\vec{H}$:

$$\nabla^2 \vec{H} + k_0^2 (\varepsilon\mu + \chi^2) \vec{H} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{H} - 2ik_0^2 \varepsilon\chi \vec{E}. \quad (2.1.6)$$

Запишем третье и четвертое уравнения Максвелла для векторов ЭМП в киральной среде при отсутствии источников поля:

$$\begin{aligned}\operatorname{div}(\varepsilon \vec{E}) - i \operatorname{div}(\chi \vec{H}) &= 0, \\ \operatorname{div}(\mu \vec{H}) + i \operatorname{div}(\chi \vec{E}) &= 0.\end{aligned}\tag{2.1.7}$$

Для однородной среды из системы дифференциальных уравнений (2.1.7) несложно получить:

$$\operatorname{div} \vec{E} = 0, \operatorname{div} \vec{H} = 0.\tag{2.1.8}$$

Используя (2.1.8), перепишем дифференциальные уравнения (2.1.5) и (2.1.6) в следующем виде [2, 8-11 и др.]:

$$\begin{aligned}\nabla^2 \vec{E} + k_0^2 (\varepsilon \mu + \chi^2) \vec{E} - 2ik_0^2 \mu \chi \vec{H} &= 0, \\ \nabla^2 \vec{H} + k_0^2 (\varepsilon \mu + \chi^2) \vec{H} + 2ik_0^2 \varepsilon \chi \vec{E} &= 0.\end{aligned}\tag{2.1.9}$$

Дифференциальные уравнения второго порядка (2.1.9) являются связанными относительно функций $\vec{E}$ и $\vec{H}$ и при $\chi = 0$ переходят в однородные уравнения Гельмгольца для электромагнитного поля в однородной диэлектрической среде:

$$\nabla^2 \vec{E} + k_0^2 \varepsilon \mu \vec{E} = 0, \quad \nabla^2 \vec{H} + k_0^2 \varepsilon \mu \vec{H} = 0.\tag{2.1.10}$$

Из сравнения (2.1.9) и (2.1.10), что в киральной среде квадрат показателя преломления n^2 увеличивается по сравнению с диэлектрической средой:

$$n_c^2 = \varepsilon \mu + \chi^2 = n^2 + \chi^2, \quad (n = \sqrt{\varepsilon \mu}).\tag{2.1.11}$$

Отметим, что указанный факт имеет место вне зависимости от того правовинтовые или левовинтовые спирали используются при создании киральной среды.

Представим векторы $\vec{E}$ и $\vec{H}$ электромагнитного поля в киральной среде следующим образом [2, 8-11 и др.]:

$$\vec{E} = \vec{E}_R + \vec{E}_L, \quad \vec{H} = i \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} (\vec{E}_R - \vec{E}_L),\tag{2.1.12}$$

где $\vec{E}_R$ — напряженность электрического поля волны ПКП; $\vec{E}_L$ — напряженность электрического поля волны ЛКП. Функции $\vec{E}_R$ и $\vec{E}_L$ в научной литературе часто называют *полями Бельтрами*.

Подставим (2.1.12) в уравнения (2.1.9) и после некоторых преобразований получим:

$$\begin{aligned}\nabla^2 \vec{E}_R + k_0^2 (n + \chi)^2 \vec{E}_R + \nabla^2 \vec{E}_L + k_0^2 (n - \chi)^2 \vec{E}_L &= 0, \\ \nabla^2 \vec{E}_R + k_0^2 (n + \chi)^2 \vec{E}_R - \nabla^2 \vec{E}_L - k_0^2 (n - \chi)^2 \vec{E}_L &= 0,\end{aligned}\quad (2.1.13)$$

где $n = \sqrt{\varepsilon\mu}$ — относительный показатель преломления.

Почленно складывая и вычитая уравнения (2.1.13), приходим к двум несвязанным уравнениям относительно функций E_R и E_L [2, 8-11 и др.]:

$$\nabla^2 \vec{E}_R + k_R^2 \vec{E}_R = 0, \quad \nabla^2 \vec{E}_L + k_L^2 \vec{E}_L = 0, \quad (2.1.14)$$

где $k_R = k_0 (n + \chi)$ — волновое число для волны ПКП в безграничной киральной среде; $k_L = k_0 (n - \chi)$ — волновое число для волны ЛКП в безграничной киральной среде.

В случае диэлектрической среды при $\chi = 0$ из соотношений для волновых чисел следует $k_R = k_L = k_0 n$, что соответствует распространению одной плоской волны в безграничной диэлектрической среде с волновым числом $k = k_0 \sqrt{\varepsilon\mu}$.

Таким образом, нормальными волнами безграничной киральной среды являются две волны с право- и левокруговыми поляризациями и различными волновыми числами $k_{R,L}$. Выражения для постоянных распространения волн ПКП и ЛКП определяются формой записи материальных уравнений для киральной среды.

Как известно, в некиральной среде ($\chi = 0$) нормальными волнами являются электрические (E) и магнитные (H) волны, а также их линейные комбинации, которые могут иметь как линейную, так и в общем случае, эллиптическую поляризацию. Пусть ПЭМВ распространяется в диэлектрической среде с параметрами ε, μ вдоль продольной оси Oz . Тогда ЭМП нормальных волн определяются двумя возможными способами [9]:

$$\begin{aligned}E_x^{(1)} &= e^{-ikz}, \quad H_y^{(1)} = \frac{1}{\eta} e^{-ikz} \quad (a); \\ E_y^{(2)} &= e^{-ikz}, \quad H_x^{(2)} = -\frac{1}{\eta} e^{-ikz}, \quad (a)\end{aligned}\quad (2.1.15)$$

где $k = k_0 \sqrt{\varepsilon\mu}$ — волновое число для плоской однородной волны в диэлектрической среде; $\eta = \sqrt{\mu/\varepsilon}$ — характеристическое сопротивление среды.

Волны 1 и 2, поля которых определяются (2.1.15) и обладают ортогональными поляризациями, имеют одинаковую постоянную распространения k , то есть являются вырожденными. Согласно известной теореме электродинамики, любая линейная комбинация нормальных волн также является собственной волной. В зависимости от коэффициентов комбинации такая волна может иметь линейную или эллиптическую поляризацию.

Для киральной среды волны 1 и 2 с ЭМП (2.1.15) не являются нормальными и лишь две линейные комбинации (2.1.15а,б) будут собственными волнами, имеющими право и левокруговые поляризации [9]:

$$\begin{aligned}\vec{E}_R &= (\vec{x}_0 - i\vec{y}_0)e^{-ik_R z}, \quad \vec{H}_R = (i\vec{x}_0 + \vec{y}_0)\frac{1}{\eta}e^{-ik_R z} \quad (a); \\ \vec{E}_L &= (\vec{x}_0 + i\vec{y}_0)e^{-ik_L z}, \quad \vec{H}_L = (-i\vec{x}_0 + \vec{y}_0)\frac{1}{\eta}e^{-ik_L z}, \quad (a)\end{aligned}\tag{2.1.16}$$

где $k_{R,L} = k_0(n \pm \chi)$ — постоянные распространения нормальных волн в безграничной киральной среде.

У электромагнитных полей волн (2.1.16) напряженности всегда связаны соотношениями:

$$\vec{H}_{R,L} = \pm \frac{i}{\eta} \vec{E}_{R,L}.\tag{1.5.17}$$

Из выражений $k_{R,L} = k_0(n \pm \chi)$ следует, что фазовая скорость волны ПКП ($v_R = \omega/k_R$) в неограниченной киральной среде на основе правовинтовых спиралей всегда меньше фазовой скорости волны ЛКП ($v_L = \omega/k_L$). Нетрудно заметить, что в случае киральной среды, создаваемой на основе левовинтовых спиралей, наоборот, фазовая скорость волны ПКП больше, чем у ЛКП-волны: $v_R > v_L$.

Представляя любое поле $\vec{E}, \vec{H}$ в киральной среде в виде суммы двух полей с противоположными круговыми поляризациями [9]:

$$\vec{E} = \vec{E}_R + \vec{E}_L, \quad \vec{H} = \vec{H}_R + \vec{H}_L,\tag{1.5.18}$$

где

$$\vec{E}_{R,L} = \frac{\vec{E} \mp i\eta\vec{H}}{2}, \quad \vec{H}_{R,L} = \frac{\vec{H} \pm i\eta^{-1}\vec{E}}{2}, \quad \eta = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}$$

и подставляя его в материальные уравнения (1.3.12), получаем

$$\vec{D}_{R,L} = \varepsilon_{R,L} \vec{E}_{R,L}, \quad \vec{B}_{R,L} = \mu_{R,L} \vec{H}_{R,L}, \quad (1.5.19)$$

где

$$\varepsilon_{R,L} = \varepsilon \left(1 \pm \frac{\chi}{n} \right), \quad \mu_{R,L} = \mu \left(1 \pm \frac{\chi}{n} \right).$$

Из соотношений (1.5.19) следует вывод, что киральная среда для волны ПКП обладает материальными параметрами ε_R и μ_R ; а для волны ЛКП — параметрами ε_L и μ_L [9]. Это приводит к тому, что для волн ПКП и ЛКП киральная среда обладает различными показателями преломления.

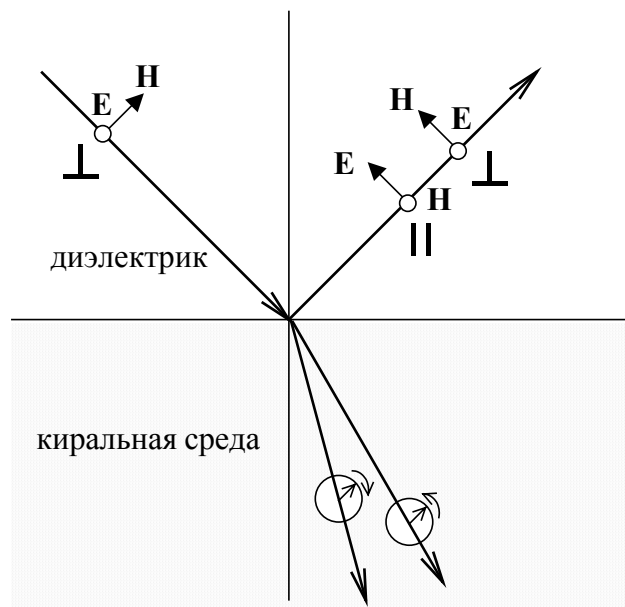


Рисунок 2.1 — Явление кросс-поляризации электромагнитной волны при её отражении от границы раздела «диэлектрик-киральная среда»

При отражении плоской электромагнитной волны от кирального слоя возникает *явление кросс-поляризации (деполяризации)*. Его суть состоит в том, что при падении на киральный слой ПЭМВ, например, с перпендикулярной поляризацией, в структуре поля отражённой волны возникают составляющие поля, соответствующие ортогональной (параллельной) поляризации. Это видно из системы уравнений (2.1.1), которая связывает между собой все шесть составляющих векторов $\vec{E}$ и $\vec{H}$, и в отличие от подобной системы, записанной для диэлектрической среды, из (2.1.1) не удаётся получить две независимые подсистемы уравнений для электрических (E) и магнитных (H) волн. Явление кросс-поляризации схематично показано на рисунке 2.1, на котором изображено падение ПЭМВ

перпендикулярной поляризации на границу раздела «диэлектрик–киральная среда». Видно, что в киральной среде ПЭМВ преобразуется в две волны ПКП и ЛКП, обладающие различными углами преломления; в структуру отражённого поля входят составляющие с перпендикулярной (падающей) и параллельной (кроссовой) поляризациями. Вследствие этого отражённая электромагнитная волна будет иметь эллиптическую поляризацию.

2.2. Электродинамический анализ отражающих структур с киральными слоями

В научной литературе часто высказываются предположения о возможности использования киральных сред при создании малоотражающих покрытий в СВЧ диапазоне. В этой связи рассмотрим классические задачи об отражении электромагнитных волн от плоских киральных структур, большинство из которых имеют аналитическое решение.

Если ПЭМВ падает из области 1 (диэлектрик с параметрами ε_1, μ_1) на полубесконечную киральную среду с параметрами $\varepsilon_2, \mu_2, \chi_2$ (область 2) под углом θ , то в области 2 будут распространяться две волны ПКП и ЛКП под разными углами преломления. В этом случае закон Снеллиуса для границы раздела «диэлектрик–киральная среда» записывается следующим образом [2, 8, 10]:

$$\frac{\sin \theta_{R,L}}{\sin \theta} = \frac{n_1}{n_2 \pm \chi_2}, \quad (2.2.1)$$

где $\theta_{R,L}$ — углы преломления волн ПКП и ЛКП, соответственно; $n_1 = \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}$ — показатель преломления области 1; $n_1 = \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2}$ — показатель преломления киральной среды. Закон (2.2.1) записан для случая киральной среды на основе правовинтовых киральных элементов. Когда киральная среда моделируется левовинтовыми микрочастицами в знаменателе (2.2.1) необходимо поменять знаки.

Отражённое поле (поле в области 1) при любой поляризации падающей ПЭМВ будет содержать суперпозицию двух плоских волн с перпендикулярной и параллельной поляризациями (по отношению к плоскости падения).

Важной практической задачей является исследование отражения ПЭМВ от кирального слоя, расположенного на идеально проводящей плоскости [39-41]. Геометрия задачи показана на рисунке 2.2. Первая область является воздухом ($\varepsilon_1 = \mu_1 = 1$), вторая область — киральный слой толщины d , характеризующийся материальными параметрами ε_2, μ_2 и χ_2 . Будем считать, что электромагнитное поле не имеет вариации вдоль оси Oz .

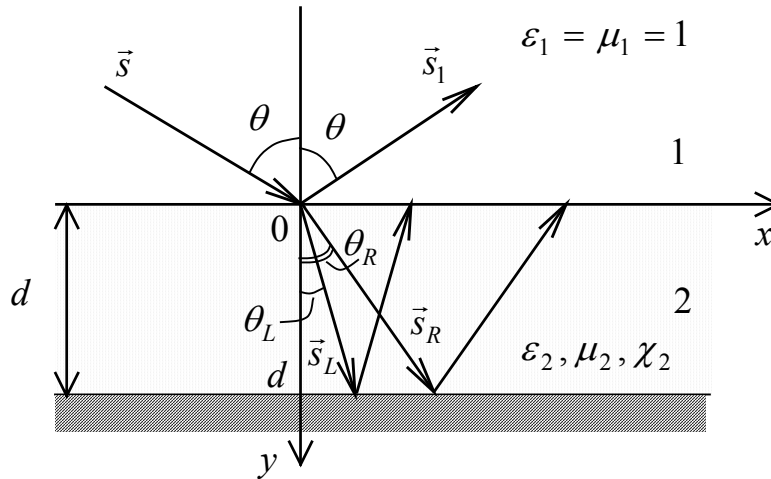


Рисунок 2.2 — Отражение ПЭМВ от кирального слоя, расположенного на идеально проводящей плоскости: геометрия задачи

Пусть на рассматриваемую структуру падает ПЭМВ перпендикулярной поляризации (вектор $\vec{E}$ перпендикулярен плоскости падения) под углом θ . Составляющие электромагнитного поля в первой области с учётом явления кросс-поляризации могут быть представлены следующим образом:

$$\begin{aligned} E_z^{(1)} &= e^{-ik_1(\vec{s}, \vec{r})} + R_{ee} e^{-ik_0(\vec{s}_1, \vec{r})}, \\ H_x^{(1)} &= -\cos\theta e^{-ik_0(\vec{s}, \vec{r})} + R_{ee} \cos\theta e^{-ik_0(\vec{s}_1, \vec{r})}, \\ H_z^{(1)} &= R_{eh} e^{-ik_0(\vec{s}_1, \vec{r})}, \quad E_x^{(1)} = -R_{eh} \cos\theta e^{-ik_0(\vec{s}_1, \vec{r})}, \end{aligned} \quad (2.2.2)$$

где $\vec{s} = \{\sin\theta, -\cos\theta\}$ — единичный вектор, показывающий направление распространения падающей волны; $\vec{s}_1 = \{\sin\theta, \cos\theta\}$ — единичный вектор, показывающий направление распространения отраженной волны; $\theta_1 = \theta$ — угол отражения; R_{ee} — неизвестный коэффициент отражения основной составляющей; R_{eh} — неизвестный коэффициент отражения деполяризованной составляющей; $\vec{r} = \{x, y, 0\}$. Амплитуда падающей волны предполагается равной единичной.

Электромагнитное поле в киральном слое представляется в виде суперпозиции полей четырёх волн:

$$\begin{aligned} E_z^{(2)} &= T_R^{(-)} e^{-i k_R(\vec{s}_R, \vec{r})} + T_L^{(-)} e^{-i k_L(\vec{s}_L, \vec{r})} + T_R^{(+)} e^{i k_R(\vec{s}_R, \vec{r})} + T_L^{(+)} e^{i k_L(\vec{s}_L, \vec{r})}, \\ H_z^{(2)} &= \frac{i}{\eta^{(2)}} \left(T_R^{(-)} e^{-i k_R(\vec{s}_R, \vec{r})} + T_R^{(+)} e^{i k_R(\vec{s}_R, \vec{r})} - \right. \\ &\quad \left. - T_L^{(-)} e^{-i k_L(\vec{s}_L, \vec{r})} - T_L^{(+)} e^{i k_L(\vec{s}_L, \vec{r})} \right), \end{aligned} \quad (2.2.3)$$

где $\vec{s}_{R,L} = \{\sin \theta_{R,L}, -\cos \theta_{R,L}\}$ — единичные векторы, показывающие направления распространения преломленных волн ПКП и ЛКП; $T_{R,L}^{(+)}$ — коэффициенты отражения волн ПКП и ЛКП от металлической плоскости в киральный слой; $T_{R,L}^{(-)}$ — коэффициенты прохождения волн ПКП и ЛКП, преломленных в киральный слой; $\eta^{(2)} = \sqrt{\varepsilon_2 / \mu_2}$ — характеристическое сопротивление киральной среды. Выражения для составляющих $E_x^{(2)}$ и $H_x^{(2)}$ получаются из уравнений Максвелла для киральной среды (2.1.1) при условии отсутствия вариации поля вдоль оси Oz , они имеют громоздкий вид и здесь не приводятся [41].

При описании электромагнитного поля в киральной среде будем использовать материальные уравнения (1.3.12) и считать, что она моделируется на основе правовинтовых спиралей.

Подставляя выражения для полей (2.2.2) и (2.2.3) в граничные условия

$$\begin{aligned} E_z^{(1)} \Big|_{y=0} &= E_z^{(2)} \Big|_{y=0}; \quad E_x^{(1)} \Big|_{y=0} = E_x^{(2)} \Big|_{y=0}; \\ H_z^{(1)} \Big|_{y=0} &= H_z^{(2)} \Big|_{y=0}; \quad H_x^{(1)} \Big|_{y=0} = H_x^{(2)} \Big|_{y=0}; \\ E_z^{(2)} \Big|_{y=d} &= 0; \quad E_x^{(2)} \Big|_{y=d} = 0, \end{aligned}$$

получаем систему из шести линейных алгебраических уравнений, из которой нетрудно определить неизвестные коэффициенты отражения и прохождения R_{ee} , R_{eh} , $T_{R,L}^{(\pm)}$.

На рисунке 2.3 представлены зависимости модулей коэффициентов отражения основной $|R_{ee}|$ (а) и кросс-поляризованной $|R_{eh}|$ (б) составляющих от угла падения θ в случае падения волны перпендикулярной поляризации (сплошные линии). Штриховыми линиями приведены аналогичные

характеристики для случая падения волны параллельной поляризации ($|R_{hh}|$ — модуль коэффициента отражения основной составляющей; $|R_{he}|$ — модуль коэффициента отражения кросс-поляризованной составляющей). Численные расчёты [40] были выполнены при следующих значениях параметров задачи: $\varepsilon_1 = \mu_1 = 1$, $\varepsilon_2 = 1$, $\mu_2 = 5 - i$, $\chi_2 = 0.1$, $k_0 d = 0.1$.

На рисунке 2.4 представлены зависимости модулей коэффициентов отражения основной $|R_{ee}|$ (а) и кросс-поляризованной $|R_{eh}|$ (б) составляющих от нормированной толщины кирального слоя $k_0 d$ при различных углах падения θ в случае падения волны перпендикулярной поляризации. Расчёты [40] были выполнены при следующих значениях физических параметров структуры: $\varepsilon_1 = \mu_1 = 1$, $\varepsilon_2 = 1$, $\mu_2 = 5 - i$, $\chi_2 = 0.7$.

Как видно из рисунка 2.4а, отражение основной компоненты от кирального слоя носит резонансный характер, что объясняется явлением интерференции. При нормальном падении ($\theta = 0$) не происходит отражения кросс-поляризованной составляющей (рис. 2.4б); в этом случае киральная среда ведёт себя подобно изотропному диэлектрику. При описании киральной среды материальными уравнениями (1.3.19) явление кросс-поляризации при отражении ПЭМВ от границы раздела двух сред возникает всегда, в том числе и при нормальном падении волны. Это связано с тем, что в соотношения (1.3.19) входит киральная проницаемость ε_c , которая зависит от кирального адмитанса ξ . Более подробно влияние вида материальных уравнений на особенности отражения ПЭМВ от плоских границ исследовано в [12, 13].

Таким образом, было показано [40, 41], что падение Н-поляризованной волны приводит к более сильной кросс-поляризации отраженной волны, чем падение Е-поляризованной волны, при прочих равных параметрах. Кроме того, киральная среда с точки зрения уменьшения коэффициента отражения дает небольшое преимущество перед диэлектриком, но при некоторых значениях проницаемостей ε и μ киральность среды даже увеличивает отражение основной компоненты. Были подобраны значения физических параметров киральной структуры, при котором коэффициент отражения основной компоненты имеет достаточно мало значение в широком диапазоне нормированных на толщину кирального слоя частот (рисунок 2.5).

Строгое аналитическое решение задачи об отражении ПЭМВ от кирального слоя, расположенного на идеально проводящей плоскости было впервые получено в [39].

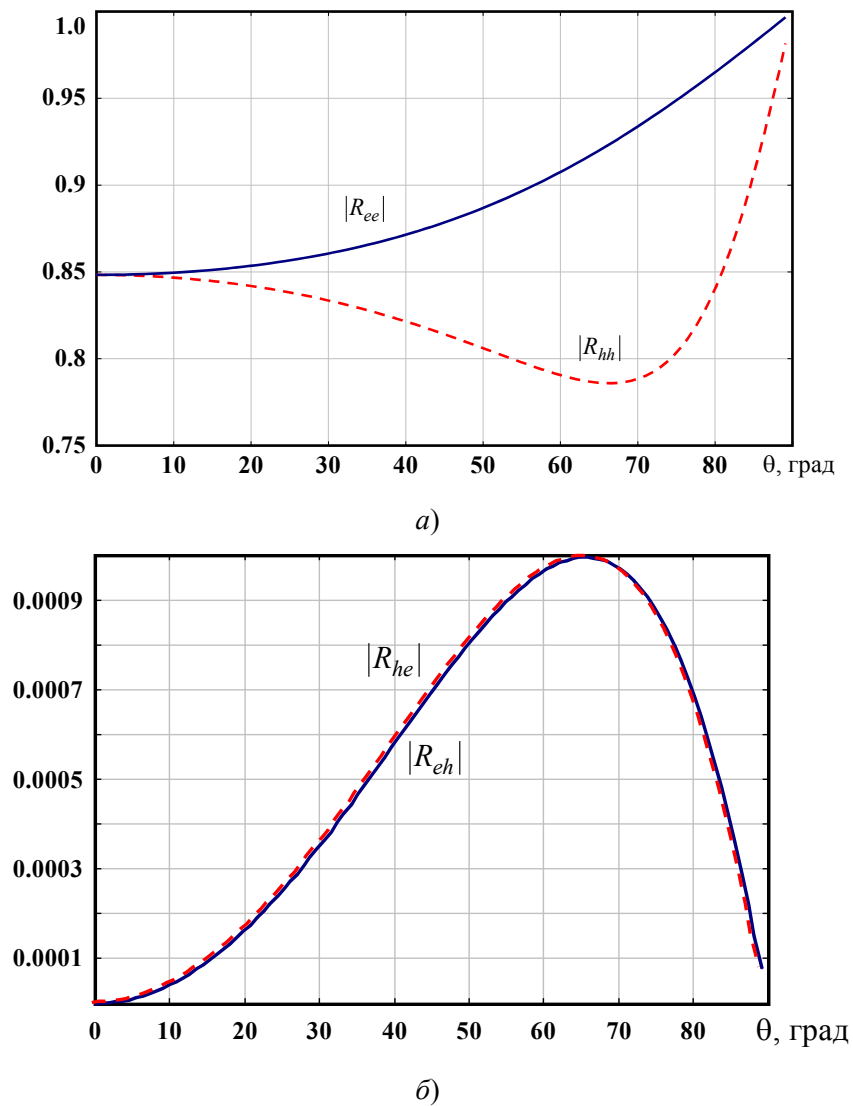
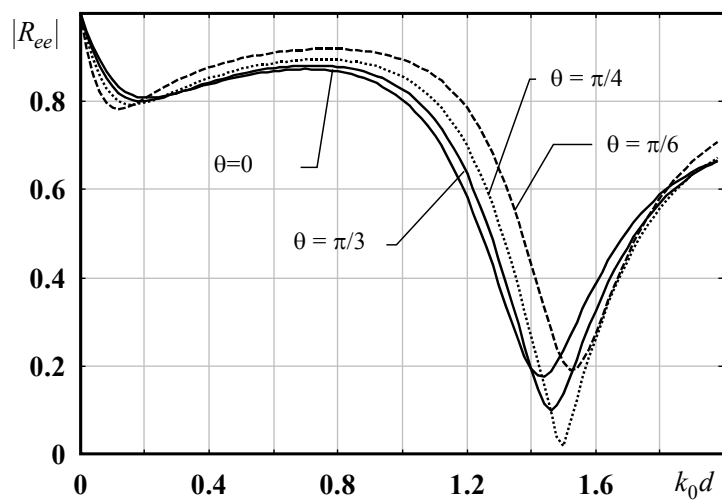
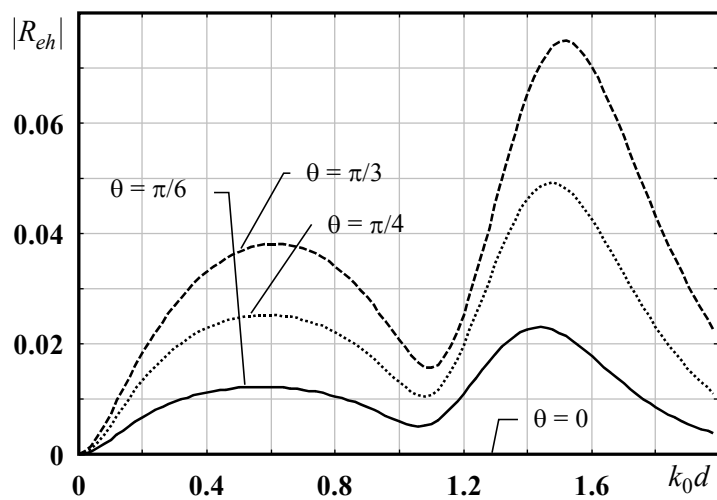


Рисунок 2.3 — Зависимости модулей коэффициентов отражения основной и кросс-поляризованной составляющих от угла падения волны для случаев падения ПЭМВ с перпендикулярной (сплошные линии) и с параллельной (штриховые линии) поляризациями [40, 41]



a)



б)

Рисунок 2.4 — Зависимости модулей коэффициентов отражения основной (a) и кросс-поляризованной (б) составляющих от нормированной толщины кирального слоя в случае падения ПЭМВ с перпендикулярной поляризацией [40, 41]

$$\varepsilon_2 = 3.5 - 2.8i, \mu_2 = 4.2 - 2.8i, \theta = 0$$

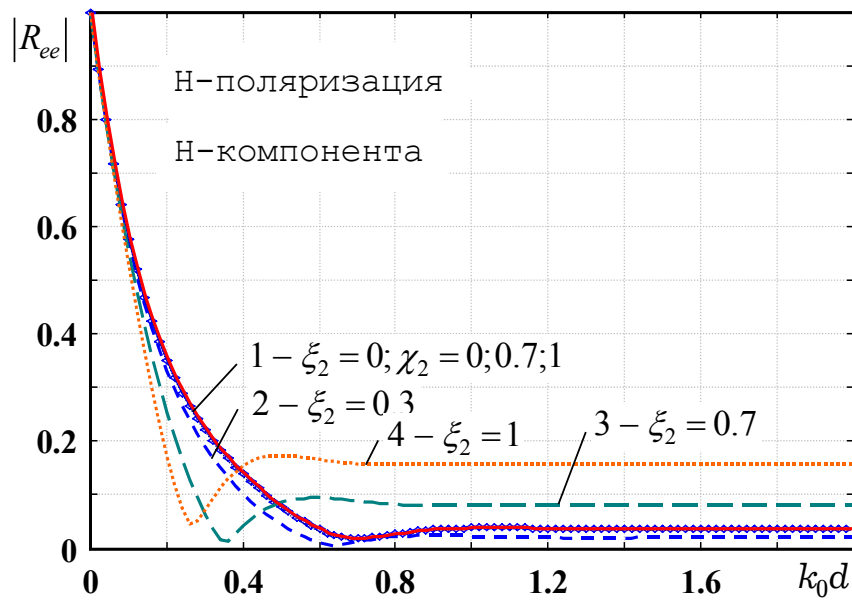


Рисунок 2.5 — Сравнение зависимостей модуля коэффициента отражения волны основной компоненты от нормированной толщины кирального слоя при нормальном падении волны H -поляризации при использовании материальных уравнений для киральной среды в виде (1.3.12) и (1.3.19) [40, 41]

Список литературы

1. Физический энциклопедический словарь / Под ред. *А.М. Прохорова*. — М.: Большая российская энциклопедия, 1995. — 928 с.
2. *Шевченко В.В.* Киральные электромагнитные объекты и среды // Соросовский образовательный журнал, 1998. — №2. — С.109-114.
3. *Трапезов О.В.* Эволюционирующие системы левосторонне-асимметричны? // http://www.philosophy.nsc.ru/life/journals/philscience/2_96/05_trap.htm.
4. *Волькенштейн М.В.* Молекулярная оптика. — М.-Л.: Наука, 1951.
5. *Беляков В.А., Дмитриенко В.Е., Орлов В.П.* Оптика холестерических жидких кристаллов // Успехи физических наук, 1979. — Т. 127. — Вып. 2. — С.221-261.
6. *Де Жен П.* Физика жидких кристаллов. — М.: Мир, 1977.
7. *Неганов В.А., Осипов О.В.* Электродинамика отражающих и волноведущих структур с искусственными киральными слоями // Успехи современной радиоэлектроники, 2005. — №8. — С.20-45.
8. *Lindell I.V., Sihvola A.H., Tretyakov S.A., Viitanen A.J.* Electromagnetic waves in chiral and bi-isotropic media. London: Artech House, 1994. — 291 p.
9. *Каценеленбаум Б.З., Коришнова Е.Н., Сивов А.Н., Шатров А.Д.* Киральные электродинамические объекты // Успехи физических наук, 1997. — Т.167. — №11. — С.1201-1212.
10. *Lakhtakia A., Varadan V.K., Varadan V.V.* Time-harmonic electromagnetic fields in chiral media. Lecture Notes in Physics. Berlin: Heidelberg and Boston: Springer-Verlag, 1989. — 121 p.
11. *Третьяков С.А.* Электродинамика сложных сред: киральные, биизотропные и некоторые бианизотропные материалы // Радиотехника и электроника, 1994. — Т.39. — №10. — С.1457-1470.
12. *Неганов В.А., Осипов О.В.* Отражающие, волноведущие и излучающие структуры с киральными элементами — М.: Радио и связь, 2006. — 280с.
13. *Шевченко В.В.* Дифракция на малой киральной частице // Радиотехника и электроника, 1995. — Т.40. — №12. — С.1777-1788.
14. *Tretyakov S.A., Mariotte F.* Maxwell Garnett modeling of uniaxial chiral composites with bianisotropic inclusions // Journal of electromagnetic waves and applications, 1995. — V.9. — №7/8 — С.1011-1025.
15. *Просвирнин С.Л.* Преобразование поляризации при отражении волн микрополосковой решеткой из элементов сложной формы // Радиотехника и электроника, 1999. — Т.44. — №6. — С.681-686.
16. *Prosvirnin S.L.* Analysis of electromagnetic wave scattering by plane periodical array of chiral strip elements // Proceedings of 7-th International Conference on Complex Media «Bianisotropic-98», 3-6 June 1998. — P.185-188.
17. *Arnaut L.R.* Mutual coupling in arrays of planar chiral structures // In Advances in Complex Electromagnetic Materials (ed. by *A. Priou, A. Sihvola, S. Tretyakov, A. Vinogradov*), Dordrecht-Boston-London: Kluwer Academic Publishers. — 1997. — V.28. — P.293-309.
18. *Jaggard D., Engheta N., Kowarz M.W., Pelet P., Liu J. C., Kim Y.* Periodic chiral structures // IEEE Trans. — 1989. — V. AP-37. — №11. — P.1447-1452.

19. Свидетельство о регистрации и депонировании произведения — объекта авторских (смежных) прав №319. Физически- и геометрически-киральные многослойные тонкослоистые метаструктуры / *Гаврилов В.Ю., Неганов В.А., Осипов О.В., Пряников И.В., Савранский В.В.* Зарегистрировано в Реестре за №1100319 от 10.07.2007 ООО «Юридическая фирма Городисский и Партнёры».

20. *Драбкин А.Л., Зузенко В.И., Кислов А.Г.* Антенно-фидерные устройства. — М.: «Сов. Радио», 1974. — 536 с.

21. *Марков Г.Т., Сазонов Д.М.* Антенны / Учебник для студентов радиотехнических специальностей вузов. — М.: «Энергия», 1975. — 528 с.

22. Свидетельство о регистрации и депонировании произведения — объекта авторских (смежных) прав №300. Технология регистрации и трансляции информации о физических свойствах материальных объектов, основанная на специальном способе обработки кристаллов, полупроводников и др. активных сред / *Гаврилов В.Ю., Неганов В.А., Осипов О.В., Пряников И.В., Савранский В.В.* Зарегистрировано в Реестре за №1100300 от 07.02.2007 ООО «Юридическая фирма Городисский и Партнёры».

23. Свидетельство о регистрации и депонировании произведения — объекта авторских (смежных) прав №299. Полезные модели композитных киральных изделий для защиты от негативных факторов направленных физических и геофизических процессов естественного и искусственного происхождения / *Гаврилов В.Ю., Неганов В.А., Осипов О.В., Пряников И.В.* Зарегистрировано в Реестре за №1100299 от 07.02.2007 ООО «Юридическая фирма Городисский и Партнёры».

24. Свидетельство о регистрации и депонировании произведения — объекта авторских (смежных) прав №A177. Система технологических решений дистанционного управления процессами в биологических системах и материальных объектах и устройства для его осуществления / *Гаврилов В.Ю., Волостников В.Г., Колобаев М.В., Павлюкова Е.В., Осипов О.В., Кудинов В.Г., Неганов В.А., Матвеев И.В.* Зарегистрировано в Реестре за №A177 от 23.июня 2004 ООО «Юридическая фирма Городисский и Партнёры».

25. Свидетельство о регистрации и депонировании произведения — объекта авторских (смежных) прав №231. Полезные модели (изделия) по теме: «Взаимодействие электромагнитных волн и физически активных сред» / *Гаврилов В.Ю., Данилов А.А., Ерендеев Ю.П., Кореляков Б.В., Пряников И.В.* Зарегистрировано в Реестре за №J231CRT от 08.09.2005 ООО «Юридическая фирма Городисский и Партнёры».

26. Свидетельство о регистрации и депонировании произведения — объекта авторских (смежных) прав №A193. Принципы устройств дистанционного управления функциональным состоянием материальных объектов и квантово-компьютерная система управления / *Гаврилов В.Ю., Гинзбург Габриэль, Колобаев М.В.* Зарегистрировано в Реестре за №A193 от 12.11.2004 ООО «Юридическая фирма Городисский и Партнёры».

27. Свидетельство о регистрации и депонировании произведения — объекта авторских (смежных) прав №303. Определение физико-математических основ для разработки систем управления эколого-геофизическими параметрами / *Гаврилов В.Ю., Пешин С.В., Пряников И.В.* Зарегистрировано в Реестре за №1100303 от 22.02.2007 ООО «Юридическая фирма Городисский и Партнёры».

28. *Sivov A.N., Shatrov A.D., Chuprin A.D.* Investigation of multifilar helical antennas with small radius and large pitch angle on basis of eigenmodes of infinite sheath helix // *Electron. Letters*, 1994. — V.30. — №19. — P.1558-1560.

29. Сивов А.Н., Чуприн А.Д., Шатров А.Д. // Радиотехника и электроника, 1996. — Т.41. — №8. — С.918-921.
30. Костин М.В., Шевченко В.В. К теории киральной среды, на основе сферических спирально проводящих частиц // Радиотехника и электроника, 1998. — Т.43. — №8. — С.921-926.
31. Lindell I.V., Tretyakov S.A., Viitanen A.J. Plane-wave propagation in a uniaxial chiro-omega medium // Microwave Opt. Technol. Letters, 1993. — V.6. — №9. — P.517-520.
32. Tretyakov S.A., Sochava A.A. Eigenwaves in uniaxial chiral omega media // Microwave Opt. Technol. Letters, 1993. — V.6. — №12. — P.701-705.
33. Васильева Т.Д., Просвирнин С.Л. Дифракция электромагнитных волн на плоской решётке из киральных полосковых элементов сложной формы // Физика волновых процессов и радиотехнические системы, 1998. — Т.1. — №4. — С.5-9.
34. Федоров Ф.И. Теория гиротропии. — Минск: Наука и техника, 1976. — 254 с.
35. Semchenko I.V., Tretyakov S.A., Serdyukov N.N. Research on chiral and bianisotropic media in Byelorussia and Russia in the last ten years // PIER. — 1996. — V.12. — P.335-370.
36. Федоренко А.И. Решение задачи рассеяния электромагнитной волны на однородном киральном цилиндре методом поверхностных интегральных уравнений // Радиотехника и электроника, 1995. — Т.40. — №3. — С.381-393.
37. Kluskens M.S., Newman E.H. Scattering by a chiral cylinder of arbitrary cross section // IEEE Trans Antennas Propagat. — 1990. — V. AP-38. — №9. — P.1448-1455.
38. Post E.J. Formal structure of electromagnetics. Amsterdam: Nort-Holland, 1962. — 224p.
39. Tretyakov S.A., Oksanen M.I. Electromagnetic Waves in Layered General Biisotropic Structures // Journal Electromagnetic Waves Applic., 1992. — V.6. — №10. — P.1393-1411.
40. Неганов В.А., Осипов О.В. Отражение электромагнитных волн от плоских киральных структур // Изв. ВУЗов Радиофизика, 1999. — Т.42. — №9. — С.870-878.
41. Неганов В.А., Осипов О.В. Особенности отражения электромагнитных волн от плоских киральных структур // Физика волновых процессов и радиотехнические системы, 1999. — Т.2. — №1. — С.5-11.