

Волгоградский государственный университет

На правах рукописи

Дубовой Егор Сергеевич

**ДИФРАКЦИЯ ПЛОСКИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА
СЛОИСТЫХ КИРАЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ**

Специальность 01.04.03 – Радиофизика

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Волгоград – 2006

Работа выполнена на кафедре прикладной физики Волгоградского государственного университета

Научный руководитель:

доктор технических наук, профессор В.В. Яцышен

Официальные оппоненты:

доктор технических наук, профессор И.П. Руденок

кандидат физико-математических наук, доцент О.В. Осипов

Ведущая организация:

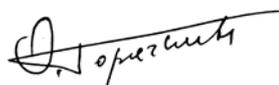
УФ ИРЭ РАН, г. Ульяновск

Защита состоится «___» _____ 2006 г. в ___ часов на заседании диссертационного совета Д219.003.01 в Поволжской государственной академии телекоммуникаций и информатики по адресу: 443010, г. Самара, ул. Льва Толстого, д.23.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ПГАТИ.

Автореферат разослан «___» _____ 2006 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
доктор технических наук



О.В. Горячкин

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы

Объектом исследований в данной работе служат материалы, обладающие свойством киральности. Кира или хира ($\chi\epsilon\rho$) по-гречески означает рука. Этот термин ввел в науку и дал ему определение известный английский ученый-физик Уильям Томсон (1824-1907), более известный как лорд Кельвин. Он определил киральность как свойство объекта не совпадать, не совмещаться со своим зеркальным отображением (в плоском зеркале) ни при каких перемещениях и вращениях.

По своей сути киральность представляет собой проявление асимметрии в живой и неживой природе. Данное явление встречается в самых разных областях естествознания: химия, физика, биология и др.

В оптическом диапазоне киральность проявляется в оптически активных средах. Явление оптической активности было открыто в 1811 году французским ученым Д.Ф. Араго. Феноменологическую модель оптической активности предложил Френель в 1823 г. Она основана на волновой теории света и с позиций современной науки не является достаточно строгой. Квантовую теорию оптической активности построил в 1928 г. Л. Розенфельд. Для объяснения оптической активности оказалось необходимым учитывать взаимодействие электрических и магнитных дипольных моментов, наведенных в молекуле полем проходящей световой волны.

Среда, обладающая киральными свойствами в СВЧ-диапазоне, может быть только искусственной. Киральные «молекулы» на СВЧ – это искусственные проводящие двух- или трехмерные микроэлементы зеркально асимметричной формы, размеры которых значительно меньше длины СВЧ-волны. Киральная среда должна обладать пространственной дисперсией, поэтому зеркально асимметричные микроэлементы должны периодически размещаться на расстояниях, соизмеримых с длиной волны излучения. Таким образом, примером киральной среды, может служить собой совокупность хаотически ориентированных и равномерно распределенных в изотропной диэлектрической среде проводящих зеркально асимметричных элементов.

Основными электромагнитными свойствами киральной среды являются бифуркация нормальных волн и кросс-поляризация поля. Первое свойство заключается в невозможности распространения в киральной среде линейно-поляризованной волны. В ней всегда существуют две волны с право (ПКП) и левокруговыми (ЛКП) поляризациями, обладающие разными фазовыми скоростями. Таким образом, нормальные волны киральной среды являются гибридными и их поля имеют все шесть составляющих векторов электрической и магнитной напряженностей. Именно исходя из этого свойства киральную среду можно классифицировать как взаимную биизотропную среду. Смысл названия заключается в том, что она является изотропной для волн двух круговых поляризаций, которые в ней обязательно возбуждаются.

Второе свойство заключается в изменении поляризации отраженного и прошедшего полей при падении волны на киральную среду. Так, например, при падении волны p -поляризации, в структуре отраженного поля будут присутствовать p - и s -составляющие. Кроме того, известно, что киральная среда по-разному реагирует на падающие волны ПКП и ЛКП и возможны их взаимные преобразования. Кросс-поляризация отраженного и прошедшего через киральную среду полей объясняется своеобразной формой кирального элемента.

Возросший интерес к исследованию электромагнитных свойств киральных сред связан, прежде всего, с возможностью их применения в СВЧ технике. Главные возможности применения основываются на явлении кросс-поляризации поля в киральной среде. На основе киральных материалов возможно создание частотно- и поляризационно-селективных фильтров, преобразователей поляризации, частотно-селективных защитных экранов и т.п. Таким образом данная тема действительно является актуальной.

Исследования киральных сред интенсивно ведутся приблизительно лишь последние двадцать лет. Основоположниками теории взаимодействия электромагнитного поля с киральной средой можно считать Varadan V.V., Varadan V.K., Lakhtakia A., Engheta N.A., Lindell I.V., Sihvola A.H. и др. В России большой вклад в разработку данной теории внесли Третьяков С.А., Шевченко В.В., Сивов А.Н., Шатров А.Д., Каценеленбаум Б.З., Нега-

нов В.А., Осипов О.В. и ряд других авторов. Активные электродинамические исследования искусственных киральных сред проводятся в Белоруссии. На Украине значительный вклад в развитие электродинамической теории композиционных сред внес Просвирнин С.Л.

Весь спектр задач по исследованию электродинамических свойств киральных сред можно разделить на два больших класса.

Первый класс включает в себя моделирование среды с киральными свойствами путем выбора конкретного зеркально асимметричного элемента, изучения дифракции электромагнитной волны (ЭМВ) на нем и определения материальных параметров. Наиболее часто в качестве таких асимметричных киральных элементов рассматривают тонкопроволочные спирали, разомкнутые кольца и т.д. В качестве объектов исследований выступают и двумерные асимметричные элементы: частицы в виде греческой буквы Ω (омега-среда), латинской буквы S и др.

Второй класс задач связан с изучением свойств киральной среды без уточнения ее физической модели при использовании заданных материальных уравнений. Именно к этому классу и относится данная диссертационная работа, а именно, решение задачи о распространении (ЭМВ) в ограниченных киральных средах (отражение, прохождение, эллипсометрия).

Как показал обзор литературы, до сих пор небольшое внимание уделяется электродинамическому моделированию распространения ЭМВ в неоднородных киральных структурах. В данном направлении исследований можно отметить работы Георгиевой Е. и Иванова О.В в соавторстве с Семеновым Д.И. [1, 2], посвященные рассмотрению методом матриц 4×4 прохождения и отражения ЭМВ от киральной среды и слоя. Настоящая диссертационная работа рассматривает наряду с другими и этот вопрос.

Цель работы заключается в обобщении метода матриц 4×4 для случая неоднородной киральной структуры, состоящей из произвольного числа киральных слоев, ориентированного на создание преобразователей поляризации ЭМВ.

Основные задачи работы:

- ✧ анализ нормальных волн бесконечной киральной среды с использованием подхода, применяющегося обычно для решения подоб-

- ных задач в оптическом диапазоне;
- ✧ обобщение метода матриц 4×4 для задачи отражения и прохождения плоской ЭМВ через границу раздела диэлектрик – киральная среда на случай эллиптической поляризации падающей волны;
 - ✧ обобщение метода матриц 4×4 для задачи отражения и прохождения плоской ЭМВ через киральный слой на случай эллиптической поляризации падающей волны;
 - ✧ обобщение метода матриц 4×4 на случай падения плоской, эллиптически поляризованной ЭМВ на слоистую среду, состоящую из произвольного числа различных киральных слоев;
 - ✧ разработка новых функциональных устройств, принципы работы которых основаны на электромагнитных свойствах слоистых киральных систем, а именно: преобразователей поляризации и фазовращателей.

Научная новизна работы состоит в разработке следующих новых теоретических положений в электродинамике искусственных киральных сред и структур:

1. Получено условие возникновения в киральной среде продольных волн, исключающее одновременно существование поперечных волн.
2. Рассчитаны параметры разложения диэлектрической проницаемости киральной среды по вектору распространения, позволяющие рассматривать киральную среду как среду с пространственной дисперсией.
3. Материальные уравнения для киральной среды сведены к тензорному виду. Вид тензоров диэлектрической и магнитной проницаемостей позволяет сделать вывод о том, что киральная среда является частным случаем бигиротропной среды.
4. Введена поправка к среднему потоку энергии электромагнитного поля в среде, учитывающая пространственную дисперсию в киральной среде. Показана выполнимость баланса энергии ЭМВ на границе киральной среды.
5. Обобщен метод матриц 4×4 на случай падения эллиптически поляризованной ЭМВ на неоднородную киральную слоистую систему.

Обоснованность и достоверность результатов работы подтверждается:

- ✧ использованием строгих теоретических моделей взаимодействия электромагнитных волн с веществом;
- ✧ сравнением отдельных полученных результатов с расчетными данными, приведенными в научной литературе;
- ✧ предельными переходами полученных результатов в известные соотношения для диэлектрических структур;

Практическая ценность работы состоит:

- ✧ в обобщении метода матриц 4×4 для слоистой системы, состоящей из произвольного количества киральных пластинок с различными параметрами и толщинами, при эллиптической поляризации падающей волны;
- ✧ в подтверждении возможности создания преобразователей поляризации и фазовращателей на основе слоистых киральных структур.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Нормальные волны киральной среды могут быть как поперечными, так и продольными. Условие существования продольной волны исключает существование поперечной и наоборот.
2. Обобщенный на случай киральной среды метод матриц 4×4 позволяет точно решать задачи отражения и прохождения плоской ЭМВ через границу раздела диэлектрик – киральная среда, киральный слой и набор киральных пластинок при эллиптически-поляризованной падающей волне.
3. На границе раздела диэлектрик – киральная среда закон сохранения энергии выполняется для всех рассмотренных задач с учетом возбуждения продольных волн.
4. Материальные уравнения для киральной среды могут быть преобразованы к виду, позволяющему рассматривать киральную среду, как среду со слабой пространственной дисперсией.
5. Материальные уравнения для киральной среды сводятся к тензорному виду, из которого следует, что киральная среда – это частный случай бигиротропной среды.

Апробация работы

Результаты диссертационной работы докладывались на III Междуна-

родной научно-технической конференции «Физика и технические приложения волновых процессов» (г. Волгоград, 2004 г.), IV Международной научно-технической конференции «Физика и технические приложения волновых процессов» (г. Нижний Новгород, 2005 г.), X региональной конференции молодых исследователей Волгоградской области (г. Волгоград, 2006 г.), V Международной научно-технической конференции «Физика и технические приложения волновых процессов» (г. Самара, 2006 г.).

Публикации

По материалам диссертации опубликовано 8 работ (2 статьи в рецензируемых журналах, 5 статей в сборниках тезисов докладов международных конференций, 1 статья в сборниках тезисов докладов региональных конференций).

Структура и объем диссертации

Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав, заключения, списка использованных источников из 154 наименований. Объем диссертации составляет 125 страниц текста, в том числе 26 рисунков.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** обоснована актуальность темы диссертации, определены цели и задачи исследования, показана новизна и практическая ценность работы, перечислены основные положения, выносимые на защиту.

Глава 1 «Обзор литературы» посвящена рассмотрению основных литературных источников по электродинамике сред и искусственных киральных структур. В пункте 1.1 производится постановка задачи диссертационной работы, а также выбираются методы ее решения.

В **главе 2** «Нормальные волны киральной среды» рассматриваются собственные волны бесконечной киральной среды на основе спиралей с правой закруткой, описываемой материальными уравнениями следующего вида [3-5]:

$$\begin{aligned}\vec{D} &= \varepsilon\vec{E} - i\beta\vec{H}, \\ \vec{B} &= \mu\vec{H} + i\beta\vec{E},\end{aligned}\tag{1}$$

где ε – диэлектрическая проницаемость, μ – магнитная проницаемость, β – параметр киральности. Соотношения (1) записаны в Гауссовой системе единиц и справедливы для гармонической зависимости векторов поля от

времени.

В п. 2.1.1 автором работы найдено дисперсионное уравнение для нормальных волн киральной среды (в работе использовался метод, применяемый обычно при рассмотрении подобных задач в оптическом диапазоне) и получены четыре решения этого уравнения, учитывающие распространения двух волн в положительном направлении оси z , и двух – в отрицательном. Далее рассмотрены векторы поляризации этих волн и доказано равенство нормировочных коэффициентов, входящих в выражения для векторов поляризаций.

П. 2.1.2 посвящен рассмотрению поляризации нормальных волн киральной среды. В нем строго доказано, что в киральной среде распространяются две волны круговой поляризации, причем одна из них левозакрученной, а вторая – правозакрученной поляризациями.

В п. 2.2 получено выражение для вектора Пойнтинга нормальных волн киральной среды в предположении, что величины ε , μ и β действительные:

$$S_z = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} (\Phi_1 |E_1|^2 + \Phi_2 |E_2|^2) + \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} (\Phi_1 - \Phi_2) \operatorname{Re}(E_1^* E_2 - E_1 E_2^*). \quad (2)$$

Здесь E_1 и E_2 – амплитуды нормальных волн, а коэффициенты Φ_1 и Φ_2 определяются выражениями:

$$\Phi_1 = \sqrt{1 - \frac{m_x^2}{m_1^2}}, \quad \Phi_2 = \sqrt{1 - \frac{m_x^2}{m_2^2}}, \quad (3)$$

где \vec{m}_i ($i=1, 2$) – нормированные векторы распространения нормальных волн.

В п. 2.3 рассмотрен алгоритм нахождения параметров, позволяющих трактовать киральную среду, как среду, обладающую пространственной дисперсией. Хорошо известно следующее разложение диэлектрической проницаемости по волновому вектору [6]:

$$\hat{\varepsilon}_{ij}(\vec{k}) = \hat{\varepsilon}_{ij}^{(0)} + i\hat{\gamma}_{ijl}k_l + \hat{\alpha}_{ijlm}k_lk_m + \dots, \quad (4)$$

причем в случае слабой пространственной дисперсии достаточно ограничиться линейным членом разложения. Для киральной среды тензор $\hat{\gamma}_{ijl}$ связан с параметрами самой среды следующим образом:

$$\hat{\gamma}_{ijl} = -\frac{\beta \cdot c}{\mu \cdot \omega} \hat{e}_{ijl}, \quad (5)$$

где \hat{e}_{ijl} – единичный полностью антисимметричный тензор Леви-Чевита.

Нулевой член разложения по \vec{k} имеет следующий вид:

$$\varepsilon' = \varepsilon - \frac{\beta^2}{\mu}. \quad (6)$$

П. 2.4 посвящен рассмотрению продольных волн в киральной среде и условию их возникновения. Выяснено, что это условие имеет вид:

$$\beta^2 - \varepsilon\mu = 0, \quad (7)$$

а также получены выражения для нормированного вектора распространения продольной волны. Показано, что вектор электрической индукции \vec{D} и вектор магнитной индукции \vec{B} в этом случае равны нулю.

В п. 2.5 автором получены следующие эквивалентные материальные уравнения в тензорной форме:

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \hat{\varepsilon}_{ch} \vec{E}, \\ \vec{B} &= \hat{\mu}_{ch} \vec{H}, \end{aligned} \quad (8)$$

где тензоры электрической и магнитной проницаемостей определяются выражениями:

$$\begin{aligned} \hat{\varepsilon}_{ch} &= \begin{pmatrix} \varepsilon' & \frac{\beta \cdot c}{\mu\omega} k_z & -\frac{\beta \cdot c}{\mu\omega} k_y \\ -\frac{\beta \cdot c}{\mu\omega} k_z & \varepsilon' & \frac{\beta \cdot c}{\mu\omega} k_x \\ \frac{\beta \cdot c}{\mu\omega} k_y & -\frac{\beta \cdot c}{\mu\omega} k_x & \varepsilon' \end{pmatrix}, \\ \hat{\mu}_{ch} &= \begin{pmatrix} \mu' & \frac{\beta \cdot c}{\varepsilon\omega} k_z & -\frac{\beta \cdot c}{\varepsilon\omega} k_y \\ -\frac{\beta \cdot c}{\varepsilon\omega} k_z & \mu' & \frac{\beta \cdot c}{\varepsilon\omega} k_x \\ \frac{\beta \cdot c}{\varepsilon\omega} k_y & -\frac{\beta \cdot c}{\varepsilon\omega} k_x & \mu' \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (9)$$

где $\vec{k} = \{k_x, k_y, k_z\}$; c – скорость ЭМВ в вакууме. Сравнивая полученные материальные уравнения с материальными уравнениями для бигиротропной среды, можно сделать вывод, что киральная среда является частным случаем бигиротропной среды [7].

В п. 2.6 предлагается ввести поправку к среднему потоку энергии, которая будет учитывать пространственную дисперсию в киральной среде [6, 8,

11]. Как это известно, средний поток энергии $S_l^{(1)}$, переносимый частицами среды в направлении l , пропорционален $\frac{\partial \hat{\varepsilon}_{ij}}{\partial k_l} E_{0j} E_{0i}^*$. Здесь $\hat{\varepsilon}_{ij}$ – тензор диэлектрической проницаемости; $\vec{E}_0 = \{E_{0x}, E_{0y}, E_{0z}\}$ – амплитуда вектора электрической напряженности. Учитывая выражения (5) и (6), вводимая поправка принимает вид:

$$S_l^{(1)} = \frac{i\beta}{4\mu} \hat{\varepsilon}_{ijl} E_{0j} E_{0i}^* . \quad (10)$$

В главе 3 «Отражение и прохождение плоской электромагнитной волны через границу раздела диэлектрик – киральная среда» рассматривается задача об отражении и прохождении плоской ЭМВ от границы раздела диэлектрик – киральная среда методом матриц 4×4 [9, 10]. В результате автором получена замкнутая система из четырех уравнений относительно амплитуд отраженной и прошедшей волн. На основе полученного результата были проведены численные расчеты.

Выяснено, что поляризация падающей волны влияет на вид графика зависимости энергетических коэффициентов отражения и пропускания (см. рис. 1). Вычисления проводились при следующих значениях параметров сред: $\varepsilon_1=1$, $\mu_1=1$, $\varepsilon_2=4$, $\mu_2=1$, $\beta=0.01$.

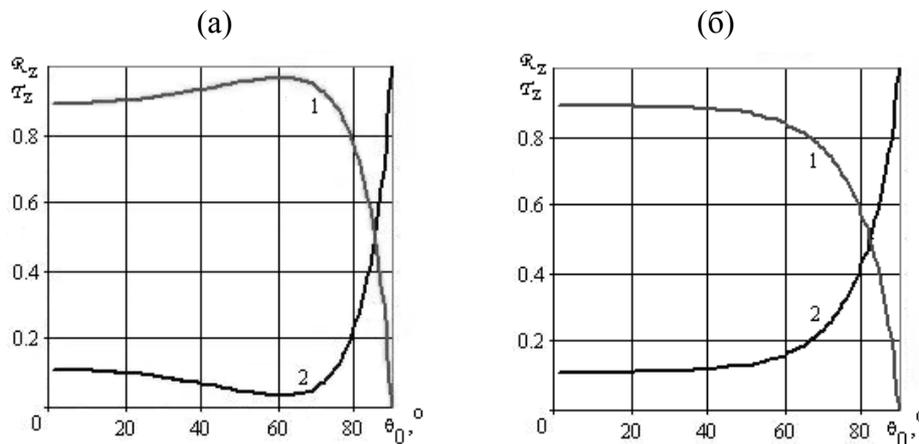


Рис. 1. Зависимости энергетических коэффициентов пропускания \mathcal{T}_z (кривая 1) и отражения \mathcal{R}_z (кривая 2) от угла падения θ_0 при эллиптически поляризованной (а) и циркулярно поляризованной (б) падающей волне.

Сам же вид приведенных зависимостей закономерен, поскольку логично было бы предположение о том, что при небольших углах θ_0 большая часть энергии проходит в киральную среду, а при достаточно больших углах θ_0 ,

наоборот, основная часть энергии отражается от границы раздела.

Большой интерес представляла зависимость энергетических коэффициентов от параметра киральности β , приведенная на рис.2. Вычисления проводились для следующих значений параметров сред и падающей волны: $\varepsilon_1=1$, $\mu_1=1$, $\varepsilon_2=4$, $\mu_2=1$, $\theta_0=10^\circ$.

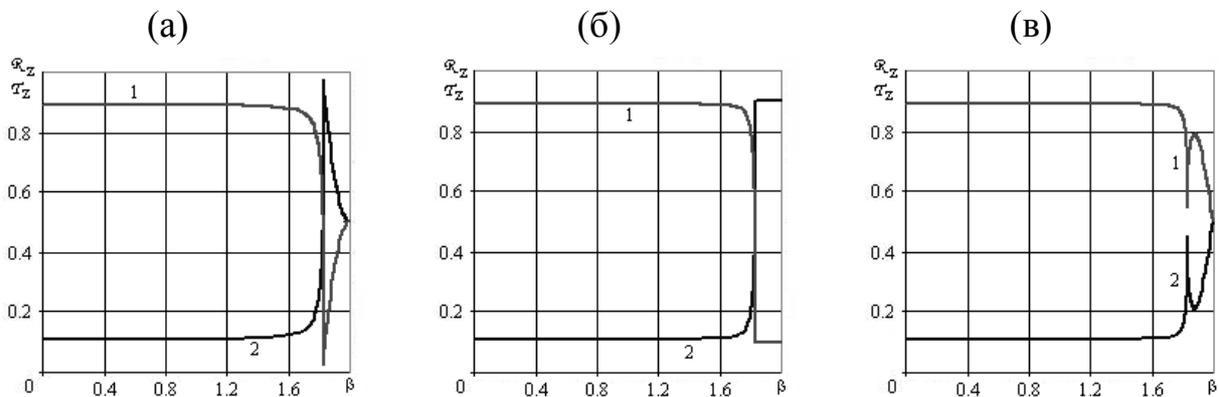


Рис.2. Зависимости энергетических коэффициентов пропускания \mathcal{T}_z (кривая 1) и отражения \mathcal{R}_z (кривая 2) в случае эллиптически поляризованной (а), циркулярно поляризованной (б) и линейно поляризованной (в) падающей волны от параметра киральности β .

Из приведенных графиков видно, что особый интерес представляет область, расположенная вблизи точки $\beta = 2$ (возникновение продольной волны), поскольку энергетические коэффициенты претерпевают вблизи нее достаточно резкие изменения. При данных вычислениях, выбор значения угла падения θ_0 равным 10° был не случайным, так как даже при таком, довольно малом угле падения, при определенных значениях параметра киральности β , мы наблюдаем явление, когда энергия отраженной волны превышает энергию прошедшей волны в несколько раз. Таким образом, несомненным выводом является утверждение о том, что параметр киральности сильнее всего влияет на значение энергетических коэффициентов.

В п. 3.2 по результатам численных расчетов рассматривается поляризация прошедшей волны, эллипсометрические параметры [12] для отраженной волны, а также перекрестные энергетические коэффициенты отражения. Численное моделирование показало, что перекрестные коэффициенты имеют отличные от нуля значения в самых различных случаях.

Рис. 3 иллюстрирует зависимость степени поляризации отраженной

волны P_r , определяемой отношением:

$$P_r = \frac{|R_{ss} - R_{pp}|}{|R_{ss} + R_{pp}|}, \quad (11)$$

от угла падения θ_0 для двух случаев. Левый график приведен для случая вещественного параметра киральности β , а правый – для комплексного. Проведенные расчеты показали, что степень поляризации сильно зависит от параметра киральности. Так, при некоторых значениях вещественного β , степень поляризации может не достигать значения 1, то есть отраженная волна не становится полностью поляризованной ни при одном угле падения. При расчетах использовались следующие значения параметров сред: $\varepsilon_1=1, \mu_1=1, \varepsilon_2=4, \mu_2=1, \beta=0,9$.

Расчет перекрестных энергетических коэффициентов отражения послужил наглядным примером существования в киральной среде явления кросс-поляризации. Из проведенных вычислений следует, что перекрестные коэффициенты не равны нулю даже при полностью s - или p -поляризованной падающей волне. Таким образом, отраженная волна имеет и s -, и p -составляющую при любой поляризации падающей волны.

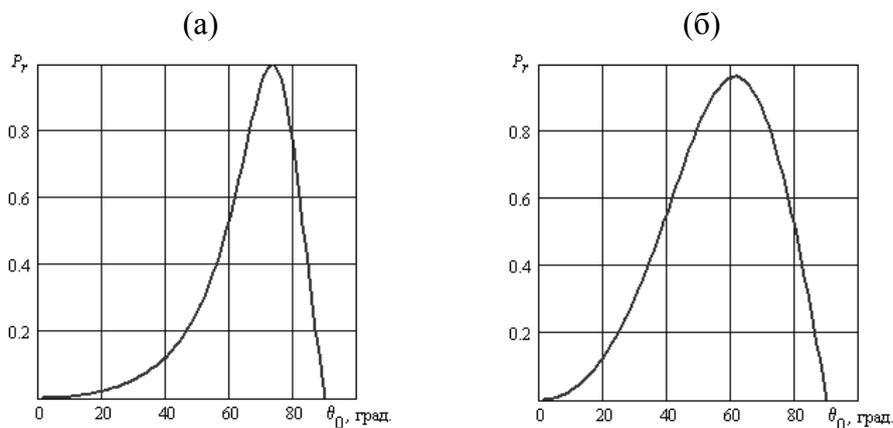


Рис. 3. Зависимость степени поляризации отраженной волны P_r от угла падения θ_0 (а – параметр киральности $\beta=0,9$, б – параметр киральности $\beta=0,9+0,7i$).

Графики данных зависимостей показали, что перекрестные коэффициенты имеют различный вид в зависимости от поляризации падающей волны. Расчеты привели к тому, что при циркулярной поляризации падающей волны R_{ps} совпадает с R_{ss} , а R_{sp} с R_{pp} .

Глава 4 «Расчет отражения и прохождения плоской электромагнитной волны через киральные слоистые системы» начинается с решения задачи

об отражении и прохождении плоской ЭМВ через киральный слой методом матриц 4x4.

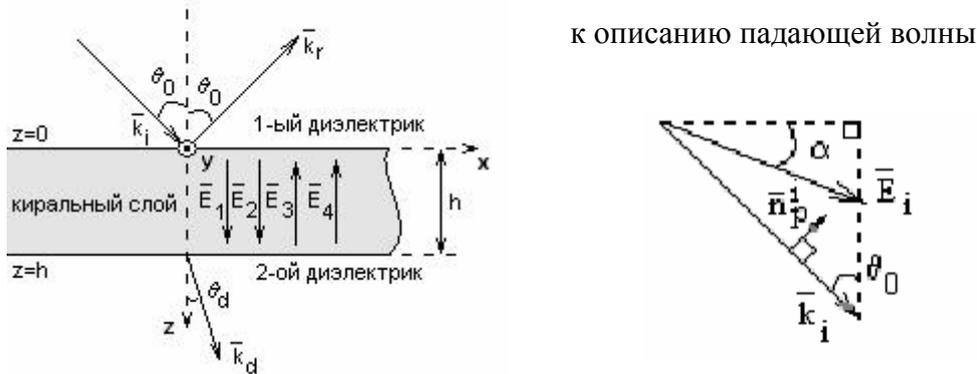


Рис. 4. К решению задачи об отражении и прохождении ЭМВ через киральный слой.

Решение данной задачи было получено путем использования и обобщения метода матриц 4x4, причем характеристическая матрица кирального слоя определялась выражением:

$$\hat{M} \equiv \hat{T}_0^{-1} \hat{T}_{ch} \hat{P}^{-1} \hat{T}_{ch}^{-1} \hat{T}_d, \quad (11)$$

где \hat{T}_0 и \hat{T}_d – матрицы характеризующие диэлектрики; \hat{T}_{ch} – матрица, характеризующая сам киральный слой, а \hat{P} – диагональная матрица, характеризующая фазовые набег в киральной среде.

С помощью полученных результатов были проведены численные расчеты для зависимости фазы отраженной волны от угла падения (значения параметров: $\mu_1=1$, $\epsilon_1=1$, $\mu_{ch}=1$, $\epsilon_{ch}=4$, $\beta=0.09$, $\mu_2=1$, $\epsilon_2=3$, $\alpha=45^\circ$, $\varphi=90^\circ$, $\omega=10\text{ГГц}$, $h=0.1\text{ см}$), в случае, когда падающая волна поляризована эллиптически (рис. 5а) и при линейно-поляризованной падающей волне (рис. 5б).

Из первой зависимости можно сделать вывод об эллиптической поляризации отраженной волны при эллиптически поляризованной падающей волне. Вторая зависимость представляет интерес с той точки зрения, что поляризация отраженной волны зависит от угла падения при линейной поляризации падающей волны. Для пояснения последнего случая ниже приведены эллипсы поляризации отраженной волны при различных углах падения (см. рис. 6) (значения параметров: $\mu_1=1$, $\epsilon_1=1$, $\mu_{ch}=1$, $\epsilon_{ch}=4$, $\beta=0.09$, $\mu_2=1$, $\epsilon_2=3$, $\alpha=45^\circ$, $\varphi=90^\circ$, $\omega=10\text{ГГц}$, $h=0.1\text{ см}$).

Таким образом, в результате расчетов было выяснено, что поляриза-

ция отраженной волны сильным образом зависит как от поляризации падающей волны, так и от угла падения. Более того, проведенные расчеты показали, что направление вращения эллипса поляризации также чувствительно к углу падения θ_0 .

На основании вышесказанного, очевидно, что на основе киральных материалов возможно создание преобразователей поляризации

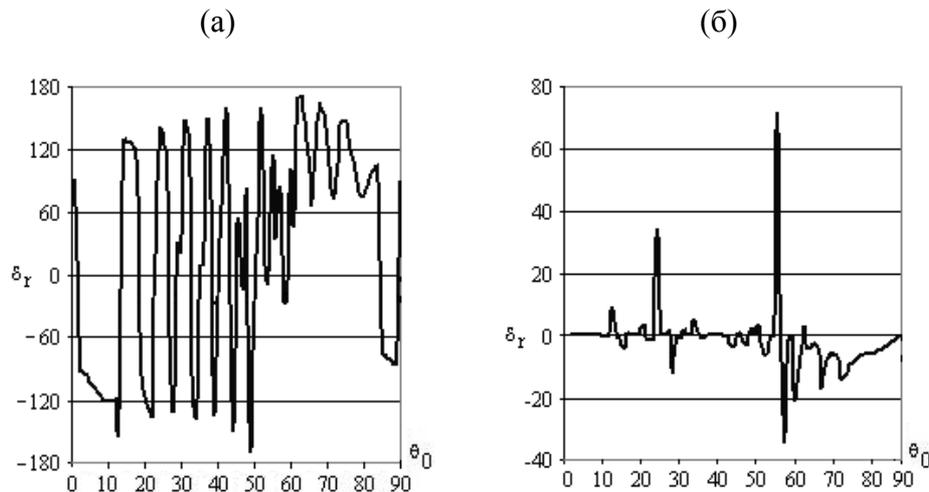


Рис. 5. Зависимость фазы отраженной волны от угла падения (а – падающая волна поляризована эллиптически, б – падающая волна линейно поляризованная).

Также были проведены расчеты для амплитудных коэффициентов отражения и пропускания при *s*- и *p*-поляризованной падающей волне. В обоих случаях наблюдался эффект кросс-поляризации.

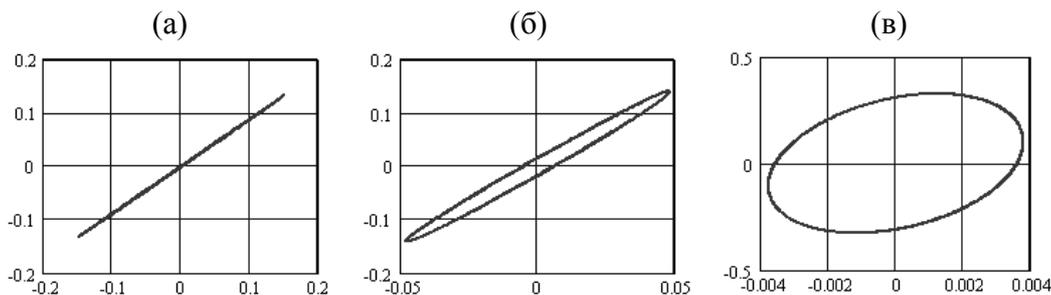


Рис.6. Эллипсы поляризации отраженной волны при различных углах падения (а – $\theta_0=19^\circ$, б – $\theta_0=54^\circ$, в – $\theta_0=57^\circ$). Падающая волна линейно-поляризованная

Другой способ управления фазой отраженной волны имеет в своей основе зависимость фазы отраженной волны от толщины кирального слоя. График данной зависимости приведен на рис. 7. Расчеты проводились при следующих значениях параметров: $\mu_1=1$, $\epsilon_1=1.3$, $\mu_{ch}=1$, $\epsilon_{ch}=2$, $\beta=0.04$, $\mu_2=1$, $\epsilon_2=3$, $\alpha=45^\circ$, $\varphi=90^\circ$, $\theta_0=45^\circ$ $\omega=10$ ГГц.

Таким образом, изменяя угол θ_0 падения или толщину кирального слоя h , мы тем самым управляем фазой отраженной волны, что может найти применение при создании таких устройств СВЧ, как фазовращатели или преобразователи поляризации.

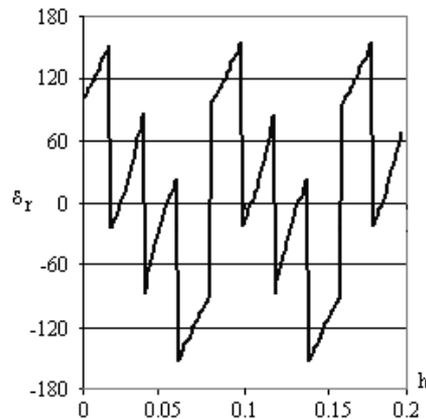


Рис.7. Зависимость фазы отраженной волны от толщины кирального слоя.

В п. 4.2 решение предыдущей задачи обобщается на случай многослойной киральной структуры. Эта структура может состоять из любого количества произвольной толщины киральных слоев с произвольными параметрами ε , μ и β . По полученным результатам были проведены численные расчеты зависимости энергетических коэффициентов пропускания и отражения от угла падения (см. рис. 8).

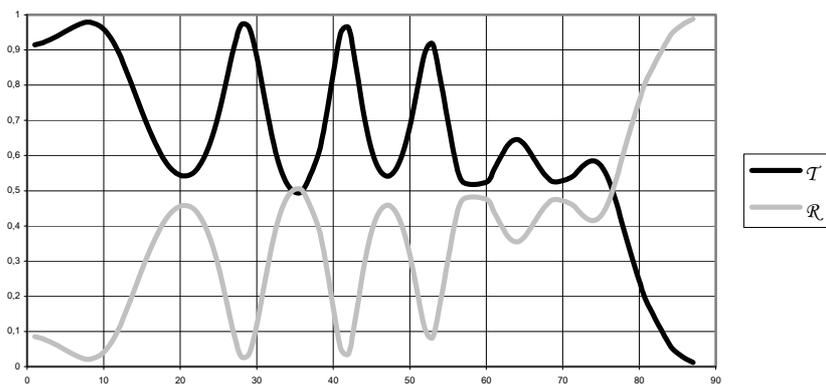


Рис. 8. Зависимость энергетических коэффициентов прохождения и отражения от угла падения

Количество слоев $n=10$. Расчеты проводились при следующих значениях параметров сред и падающей волны: $\varepsilon_1=1$, $\varepsilon_2=1$, $\varepsilon_{ch}(n)=4+n/3$, $\mu_1=1$, $\mu_2=1$, $\mu_{ch}(n)=1$, $\beta(n)=0.4+n/100$, $\varphi=90^\circ$, $\alpha=45^\circ$, $\omega=10\text{ГГц}$, $h(n)=0.2$ см. Из графиков очевидно, что коэффициент отражения в достаточно большом диапазоне

углов падения значительно меньше коэффициента прохождения. Из этого следует, что на основе многослойных киральных структур могут быть сконструированы малоотражающие и (или) маскирующие покрытия аппаратов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам работы можно сделать следующие выводы:

1. Показано, что дисперсионное уравнение допускает существование в киральной среде как поперечных волн, так и продольных. Получено условие, управляющее типом распространяемой волны (существование одновременно и продольных, и поперечных волн не допускается).

2. Обобщен метод матриц 4×4 на случай киральной среды. С его помощью решены такие задачи, как отражение и прохождение плоской ЭМВ через границу раздела диэлектрик – киральная среда, киральный слой и набор киральных пластинок. Проведены численные расчеты, позволяющие утверждать, что энергетические коэффициенты отражения и прохождения крайне чувствительны к значению параметра киральности вблизи точки разрыва, определяемой условием существования поперечных волн. Численные расчеты также позволяют говорить о деполаризующих свойствах киральной среды, поскольку отраженная волна содержит и s - и p -компоненту при любой поляризации падающей волны.

3. При помощи материальных уравнений для киральной среды рассчитаны параметры (тензор гирации, линейный член разложения по \vec{k}), позволяющие говорить о киральной среде, как о среде со слабой пространственной дисперсией.

4. Материальные уравнения для киральной среды приведены к тензорному виду, из которого следует, что киральная среда является частным случаем бигиротропной среды.

5. В выражение для среднего потока энергии внесена поправка, учитывающая пространственную дисперсию.

6. Численные расчеты показали, что на основе киральных структур возможно создание преобразователей поляризации и фазовращателей.

СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ

1. Дубовой Е.С., Яцышен В.В. Отражение и пропускание электромагнитной волны на границе диэлектрик – киральная среда // Приложение к журналу «Физика волновых процессов и радиотехнические системы». III Международная научно-техническая конференции «Физика и технические приложения волновых процессов». – Волгоград, 2004. – 130 с.
2. Дубовой Е.С., Яцышен В.В. Расчет отражения и прохождения электромагнитной волны на границе диэлектрик – киральная среда методом матрицы 4x4 // Приложение к журналу «Физика волновых процессов и радиотехнические системы». VI Международная научно-техническая конференции «Физика и технические приложения волновых процессов». – Нижний Новгород, 2005. – С. 179-180.
3. Дубовой Е.С., Яцышен В.В. Расчет отражения и прохождения электромагнитной волны через киральный слой методом матрицы 4x4 // Приложение к журналу «Физика волновых процессов и радиотехнические системы». VI Международная научно-техническая конференции «Физика и технические приложения волновых процессов». – Нижний Новгород, 2005. – С. 180-181.
4. Дубовой Е.С., Яцышен В.В. Отражение и прохождение электромагнитной волны на границе диэлектрик - киральная среда // Известия Высших Учебных Заведений: электромеханика. –2005. № 4. – С. 17-20.
5. Дубовой Е.С., Яцышен В.В. Поляризация отраженной и прошедшей волн в случае падения плоской электромагнитной волны на границу диэлектрик – киральная среда // Известия Высших Учебных Заведений: электромеханика. –2005. № 6. – С. 3-7.
6. Дубовой Е.С., Яцышен В.В. Продольные волны в киральной среде // Приложение к журналу «Физика волновых процессов и радиотехнические системы». V Международная научно-техническая конференции «Физика и технические приложения волновых процессов». – Самара, 2006. – 144 с.
7. Дубовой Е.С., Яцышен В.В. Об энергетических соотношениях для киральной среды // Приложение к журналу «Физика волновых процессов и радиотехнические системы». V Международная научно-техническая конференции «Физика и технические приложения волновых процессов». – Самара, 2006. – С. 144-145.

8. Дубовой Е.С. Эллипсометрия слоисто-киральных сред // X региональная конференция молодых исследователей Волгоградской области. Тезисы докладов. – Волгоград. – 2006. – С. 246-248.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

Л1. Ivanov O. V., Sementsov D. I. Light propagation in stratified chiral media. The 4x4 matrix method. Crystallography Reports. – 2000. – Vol. 45. – № 3. – p. 487-492.

Л2. Georgieva E. Reflection and refraction at the surface of an isotropic chiral medium: Eigenvalue-eigenvector solution using a 4X4 matrix method. J. Opt. Soc. Am A-Opt Image Sci. – 1995. – Vol. 12. – № 10. – p. 2203-2211.

Л3. 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.

Л4. Каценеленбаум Б.З., Коршунова Е.Н., Сивов А.Н., Шатров А.Д. Киральные электродинамические объекты // Успехи физических наук. 1997. – Т. 167. – №11. – с. 1201-1212.

Л5. 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.

Л6. Агранович В.М., Гинзбург В.Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. М.: Наука, 1979. – 423 с.

Л7. Неганов В.А., Осипов О.В. Отражающие, волноведущие и излучающие структуры с киральными элементами. М.: Радио и связь, 2006. – 280 с.

Л8. Ахмедиев Н.И., Яцышен В.В. – Sol. State Commun., 1978, v. 27, p. 357.

Л9. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. – 856 с.

Л10. Ярив А., Юх П. Оптические волны в кристаллах: Пер. с англ. – М.: Мир, 1987. – 616 с.

Л11. Агранович В.М. Теория экситонов. М.: Наука, 1968.

Л12. Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981.

