

УДК 621.385.64

ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ВОЛН АСИММЕТРИЧНОЙ МОДИФИЦИРОВАННОЙ СТРУКТУРОЙ ФИБОНАЧЧИ С КИРАЛЬНЫМИ СЛОЯМИ

О.Д. Батраков

Харьковский Национальный Университет им. В.Н. Каразина, 61077, г. Харьков, пл. Свободы, 4
Поступила в редакцию 8 апреля 2010 г.

Рассмотрены оптические свойства симметричной и асимметричной модифицированной структуры Фибоначчи киральных и некиральных слоев. В работе изучены и проанализированы физические эффекты, связанные с локализацией и поляризационным преобразованием линейно поляризованных волн. Для асимметричной плоскослоистой структуры Фибоначчи рассмотрен эффект компенсации фазового сдвига, и на основе разработанного программного обеспечения выполнены серии вычислительных экспериментов, свидетельствующие о перспективности использования таких структур в оптических системах.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: плоскослоистая среда, киральность, последовательность Фибоначчи.

Розглянуті оптичні властивості симетричної та асиметричної модифікованої структури Фібоначчі кіральних та некіральних шарів. В роботі вивчені та проаналізовані фізичні ефекти, пов'язані з локалізацією та поляризаційним перетворенням лінійно поляризованих хвиль. Для асиметричної плоскошаруватої структури Фібоначчі розглянуто ефект компенсації фазового зсуву, і на основі розробленого програмного забезпечення виконані серії чисельних експериментів, які демонструють перспективність застосування таких структур в оптичних системах.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: плоскошарувата середина, кіральність, послідовність Фібоначчі.

Optical properties of both symmetrical and asymmetrical modified Fibonacci structures of chiral and achiral isotropic layers are studied. The localization and polarization transformation of linearly polarized waves are considered. The effect of the phase shift compensation in the reflected field is shown in the case of an asymmetrical modified Fibonacci multilayer and on the basis of the developed software the series of computing experiments testifying to perspective of use of such structures in optical systems.

KEY WORDS: stratified structure, chirality, Fibonacci sequence.

ВВЕДЕНИЕ

Основным классом плоскослоистых структур являются системы, обладающие трансляционной симметрией. В последнее время такие периодические структуры, состоящие из чередующихся диэлектрических слоев с высоким и низким показателем преломления относят к одномерным диэлектрическим фотонным кристаллам 0. Теория распространения электромагнитных волн в таких структурах аналогична теории движения электрона в периодическом потенциале твердого тела. На основе этой теории были введены понятия собственных чисел волновых векторов плоских монохроматических волн, зон запираания фотонных кристаллов, обыкновенных волн и т.д.

Для получения дополнительных особенностей спектра, в периодические структуры вводятся дефектные слои, подобно внедрению примесей в полупроводник [2]. Таким образом дефект внутри фотонного кристалла вносит дополнительные локализованные резонансы (локализованные моды) в зоны запираания. Эффект локализации мод применяется в конструировании лазеров с распределенной обратной связью.

Другим классом слоистых сред являются квазипериодические многослойные структуры [3]. Они образуются по заданному закону (закон Фибоначчи) и имеют дальний порядок. Концепция движения электрона в твердом теле может быть аналогично применена и в этом случае. Не смотря на то, что квазипериодические фотонные кристаллы не имеют трансляционной симметрии, они проявляют некоторые свойства, типичные для периодических структур (как идеальных, так и содержащих дефекты), такие как наличие запрещенных зон, резонансных частот и локализованных мод. В общем виде квазипериодические структуры могут быть представлены как периодические структуры с множественными дефектами и их свойства являются сходными со свойствами периодических и случайных сред. Модели последовательностей Фибоначчи и Морса-Туэ стали стандартными при изучении свойств квазипериодических систем. Отметим, что квазипериодические структуры, построенные в соответствие с другими законами генерации, были также исследованы в работах. Общей отличительной чертой квазипериодических структур является наличие самоподобия в спектре пропускания для большинства выбранных конфигураций.

Улучшить характеристики слоистых сред можно с использованием новых оптически активных сред. Один из видов таких материалов – это искусственные киральные среды (метаматериалы) [4]. Их создание в оптическом диапазоне стало возможным благодаря нанотехнологиям, которые позволяют создавать киральные фотонные кристаллы, работающие на частоте видимого света (излучения). Изотропный киральный метаматериал – это макроскопически однородная среда, состоящая из произвольно ориентированных, хаотически включенных в изотропную среду киральных объектов. Киральный объект – это трехмерный элемент, который не может быть совмещен со своим зеркальным отображением.

В [5],[6] исследуются оптические свойства конечных периодических киральных структур, включая структуры, содержащие одиночный дефект. Прошедшие и отраженные поля таких фотонных структур с киральными слоями определяются в прямоугольной системе координат и описываются в виде 2×2 - блочных матриц передачи. Такой подход позволяет исследовать спектры отражения и прохождения в терминах линейно поляризованных волн. В [7] показано, что одновременное использование слоев с киральными элементами с зеркальной симметрией в фотонных кристаллах может скомпенсировать фазовый набег в прошедшем и отраженном поле. Это позволяет эффективно контролировать свойства локализованных мод.

В работе исследуются оптические свойства ограниченных квазипериодических плоскостроистых структур в свободном пространстве. Особенностью исследуемых структур является включение оптически активных (киральных) материалов для некоторых слоёв, а также выбор специального закона их чередования. Целью данной работы является демонстрация эффекта компенсации фазового сдвига в спектре отражения от модифицированной асимметричной киральной структуры Фибоначчи.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Исследуется квазипериодическая в направлении распространения волны (ось OZ) структура из N_F киральных и N_G диэлектрических слоев в свободном пространстве. Рассеиватели представляют собой плоскопараллельные бесконечно широкие пластины, имеющие толщину d , расположенные параллельно друг другу без зазоров (рис.1). В качестве падающего поля выбирается плоская монохроматическая $\exp(-i\omega t)$ волна, фронт которой перпендикулярен оси структуры (ось OZ).

Модифицированная структура Фибоначчи может быть построена на основе рекурсивного метода, задающегося правилом [8]

$$\Phi_l = \Psi_l, \Lambda_l, \quad (1)$$

где l - номер итерации, Ψ_l и Λ_l классические последовательности Фибоначчи [2] из элементов, упорядоченных по следующему закону

$$\Psi_l = \Psi_{l-2} \Psi_{l-1}, \quad \Lambda_l = \Lambda_{l-2} \Lambda_{l-1}, \quad \text{для } l \geq 2. \quad (2)$$

Здесь и далее принято, что $\Psi_0 = \Lambda_0 = F$ и $\Psi_1 = \Lambda_1 = G$. Тогда уравнение (1) принимает вид

$$\Phi_l = \Psi_{l-2} \Psi_{l-1} \Lambda_{l-1} \Lambda_{l-2} \quad (3)$$

Для примера, на основе этой формулы, выражение для 4й и 5й итерации примут следующий вид

$$\Phi_4 = \left[\underbrace{FGFFG}_{\Psi_4} \underbrace{GFFGF}_{\Lambda_4} \right] \quad \text{и} \quad \Phi_5 = \left[\underbrace{FGFFGF}_{\Psi_5} \underbrace{FGFGFFGF}_{\Lambda_5} \right].$$

Можно видеть, что полученная структура является квазипериодической и симметричной.

Буквами G и F мы обозначаем изотропные некиральные и киральные слои с параметрами ε_1, μ_1 и $\varepsilon_2, \mu_2, \rho$, соответственно. В общем случае, все материальные параметры частотно зависимы и являются комплексными для сред с потерями: $\varepsilon_j(\omega) = \varepsilon'_j(\omega) + i\varepsilon''_j(\omega)$, $\mu_j(\omega) = \mu'_j(\omega) + i\mu''_j(\omega)$, ($j = 1, 2$), $\rho(\omega) = \rho'(\omega) + i\rho''(\omega)$. Здесь ρ' определяет величину поворота поляризации и ρ'' круговой дихроизм. Оптическая толщина обоих слоев F и G является одинаковой и равной D . Толщина всей структуры - L . Внешнее полупространство ($z \leq 0$, $z \geq L$) является однородным, изотропным и обладает параметрами ε_0 и μ_0 .

В этой работе мы ограничимся рассмотрением случая, когда киральные слои второй секции Λ отличаются только знаком действительной части параметра киральности ρ . Таким образом, определим, что структура является симметричной, когда $\text{Re}(\rho) = \text{Re}(\tilde{\rho})$ и асимметричной, когда $\text{Re}(\rho) = -\text{Re}(\tilde{\rho})$

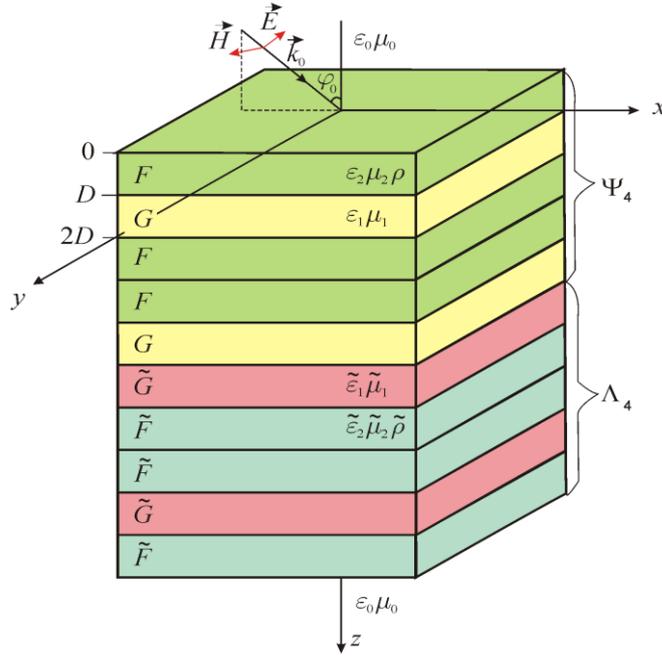


Рис. 1. Модифицированная структура Фибоначчи киральных (F, \tilde{F}) и некиральных (G, \tilde{G}) слоев.

Предположим, что падающая волна является плоской монохроматической волной частоты ω с перпендикулярной (вектор электрического поля \vec{E} является перпендикулярным к плоскости падения) или параллельной (вектор электрического поля \vec{E} является параллельным к плоскости падения) поляризацией (p и s поляризованные волны).

Направление распространения волны во внешней изотропной среде $z \leq 0$ определяется углом φ_0 к оси z .

$$\begin{cases} E_{y0}^s \\ E_{x0}^p \end{cases} = \pm \begin{cases} A_0^s / \sqrt{Y_0^s} \\ iA_0^p / \sqrt{Y_0^p} \end{cases} \exp[i(k_{y0}y + k_{z0}z)],$$

$$\begin{cases} H_{x0}^s \\ H_{y0}^p \end{cases} = \begin{cases} A_0^s \sqrt{Y_0^s} \\ iA_0^p \sqrt{Y_0^p} \end{cases} \exp[i(k_{y0}y + k_{z0}z)],$$
(4)

где $k_{y0} = k_0 \sin \varphi_0$ и $k_{z0} = k_0 \cos \varphi_0$ являются составляющими волнового вектора \vec{k}_0 в выбранной системе координат, $Y_0^s = Z_0^{-1} \cos \varphi_0$ и $Y_0^p = Z_0 \cos \varphi_0^{-1}$ - волновая проводимость для s и p поляризованных волн соответственно, $k_0 = \omega/c$ является волновым числом свободного пространства $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ - входной импеданс внешнего полупространства.

Используя метод матриц передачи, уравнения, связывающие амплитуды полей на входе и выходе структуры в зависимости от падающего поля для E поляризации ($v = s$) и H поляризации ($v = p$) принимают вид

$$\mathbf{V}_0 = \mathbf{T}_l \mathbf{V}_L = \mathbf{M}_l \mathbf{N}_l \mathbf{V}_L, \quad \mathbf{M}_l = \mathbf{M}_{l-2} \mathbf{M}_{l-1}, \quad \mathbf{N}_l = \mathbf{N}_{l-2} \mathbf{N}_{l-1},$$
(5)

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_1 &= \mathbf{M}_G = \mathbf{T}_{01} \mathbf{P} \mathbf{T}_{10}, & \mathbf{M}_2 &= \mathbf{M}_F = \mathbf{T}_{02} \mathbf{P} \mathbf{T}_{20}, \\ \mathbf{N}_1 &= \mathbf{N}_{\tilde{G}} = \tilde{\mathbf{T}}_{01} \tilde{\mathbf{P}} \tilde{\mathbf{T}}_{10}, & \mathbf{N}_2 &= \mathbf{N}_{\tilde{F}} = \tilde{\mathbf{T}}_{02} \tilde{\mathbf{P}} \tilde{\mathbf{T}}_{20}. \end{aligned}$$
(6)

Здесь $\mathbf{V}_0 = A_0^v \ B_0^v \ A_0^{v'} \ B_0^{v'}$ и $\mathbf{V}_L = A_L^v \ 0 \ A_L^{v'} \ 0$ - векторы, содержащие амплитуды полей на входе и выходе из структуры, T является оператором транспонирования матриц, \mathbf{T}_{0j} , \mathbf{T}_{j0} и $\tilde{\mathbf{T}}_{0j}$, $\tilde{\mathbf{T}}_{j0}$ ($j = 1, 2$) - матрицы передачи границы раздела внешнего полупространства и слоев, \mathbf{P}_j , $\tilde{\mathbf{P}}_j$ -

матрицы распространения через соответствующий слой. Обозначим через A_0^v , $A_0^{v'}$, B_0^v , $B_0^{v'}$ и A_L^v , $A_L^{v'}$ амплитуды со-поляризованной и кросс-поляризованной компонент падающего, отраженного и прошедшего полей соответственно. Элементы матриц передачи (6) определяются с помощью граничных условий [5].

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 2 изображены спектры прохождения классической последовательности Фибоначчи, состоящей из киральных слоев. Их основное свойство - это появление кросс-поляризованной компоненты в прошедшем поле на выходе из киральной структуры. Угол вращения поляризации определяется выражением $\alpha = -\text{Re}(\rho)k_0 n_F D$, где $\text{Re}(\rho)$ - действительная часть параметра киральности, k_0 - волновое число свободного пространства и n_F - количество киральных слоев F в структуре. В случае нормального падения, линейно поляризованная волна, прошедшая сквозь структуру вперед, отразившаяся от границы раздела слоев и распространявшаяся в обратном направлении к той же точке будет иметь нулевой угол поворота поляризации. Таким образом, при нормальном падении волны, спектр отражения киральной слоистой структуры не зависит от параметра киральности ρ . При наклонном падении возбуждаемой волны также будет появляться кросс-поляризованная компонента в отраженном поле.

Отметим, что более полный анализ оптических свойств классической структуры Фибоначчи, состоящей из киральных слоев представлен в статье [7].

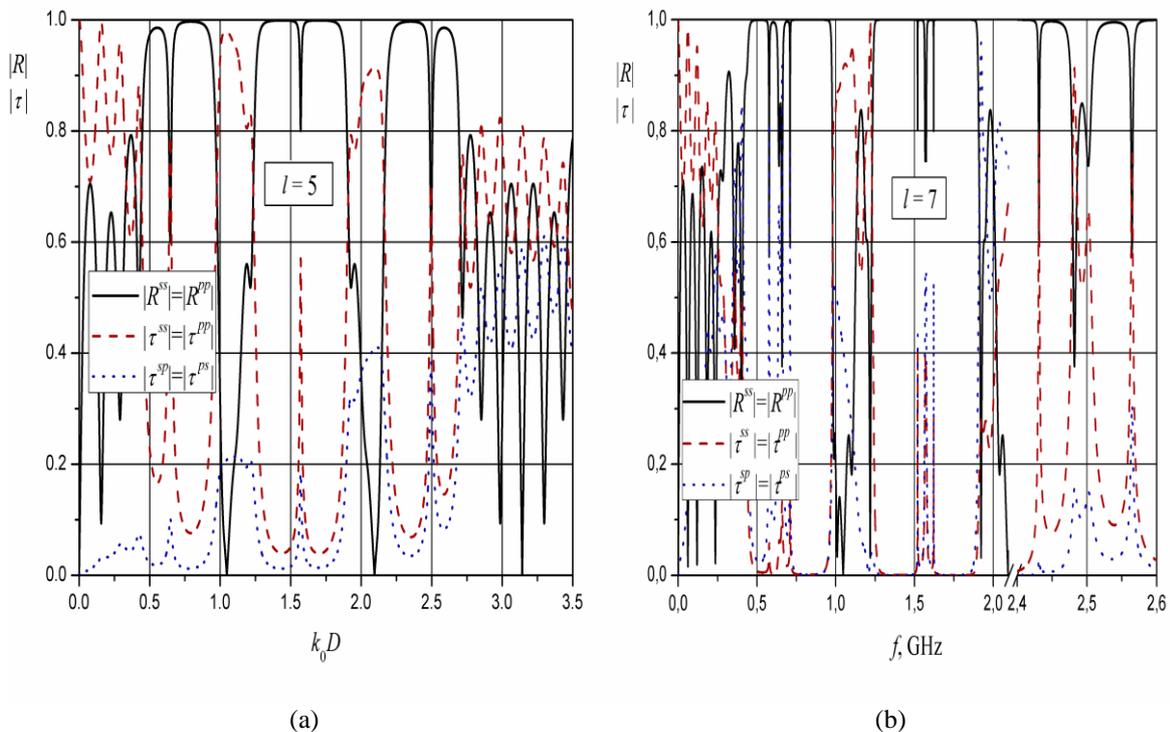


Рис. 2. Частотная зависимость коэффициентов прохождения и отражения классической структуры Фибоначчи с киральными слоями при нормальном падении ($\varphi_0 = 0$) для различного числа генераций l , $\varepsilon_1 = \mu_1 = \mu_2 = 1$, $\varepsilon_2 = 9$, $\rho = 0.2$.

На рис. 3 предоставлены для сравнения спектры отражения киральной и некиральной симметричной структуры Фибоначчи. Для наклонного падения возбуждаемой волны, локализованные моды образуются на различных частотах для ортогонально поляризованной волны ($|R^{ss}| \neq |R^{pp}|$) (рис. 3(a)). Благодаря вращению поляризации волны в киральной структуре, дополнительный резонанс возникает для обеих со- и кросс- поляризованной отраженной волны. Когда значение параметра киральности мало, расположение этих резонансов на частотной шкале соответствует частотам локализованных мод ортогонально поляризованных волн не киральной структуры. Как было указано выше, параметр киральности изменяет фазовый набег структуры. В этом смысле изменение ρ изменит позицию локализованной моды. В результате этого становится возможным получить такие же условия отражения,

как и для ортогонально поляризованной волны при нормальном падении. ($|R^{ss}| = |R^{pp}|$, $|R^{sp}| = |R^{ps}|$) (рис. 3 (b)).

Асимметричная структура состоит из двух секций с одинаковыми материальными параметрами, но с зеркально – отраженными киральными элементами в слоях. С учетом такой конфигурации, компенсируется фазовый сдвиг волны, который проявляется в устойчивости частоты резонансной локализованной моды. В этом смысле, изменение параметра ρ меняет добротность локализованного резонанса. Поэтому становится возможным получить различные конфигурации локализованных мод в спектре асимметричной киральной структуры на частотах, соответствующих локализованным резонансам ортогонально поляризованных волн в некиральной структуре (рис. 4.)

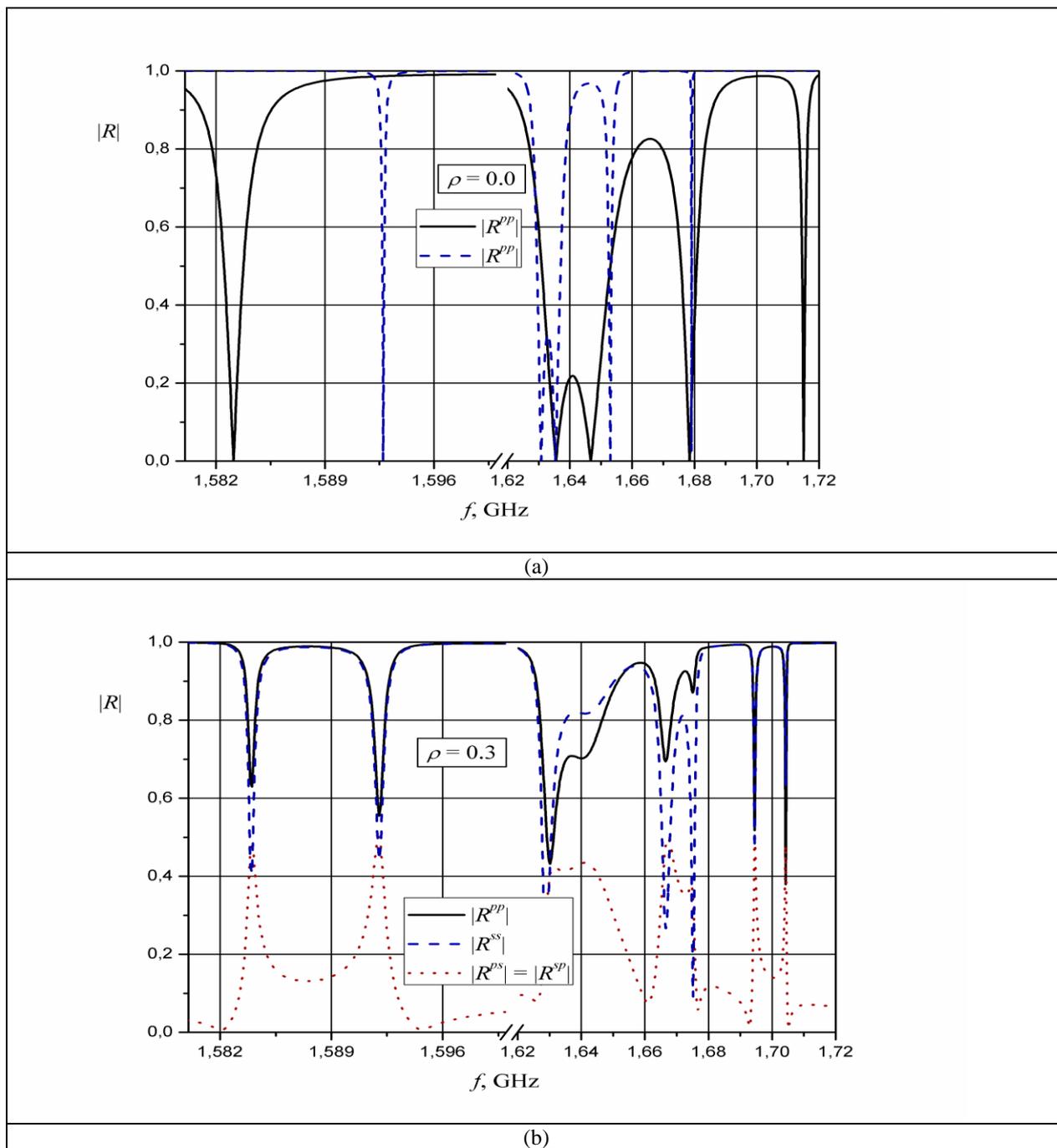
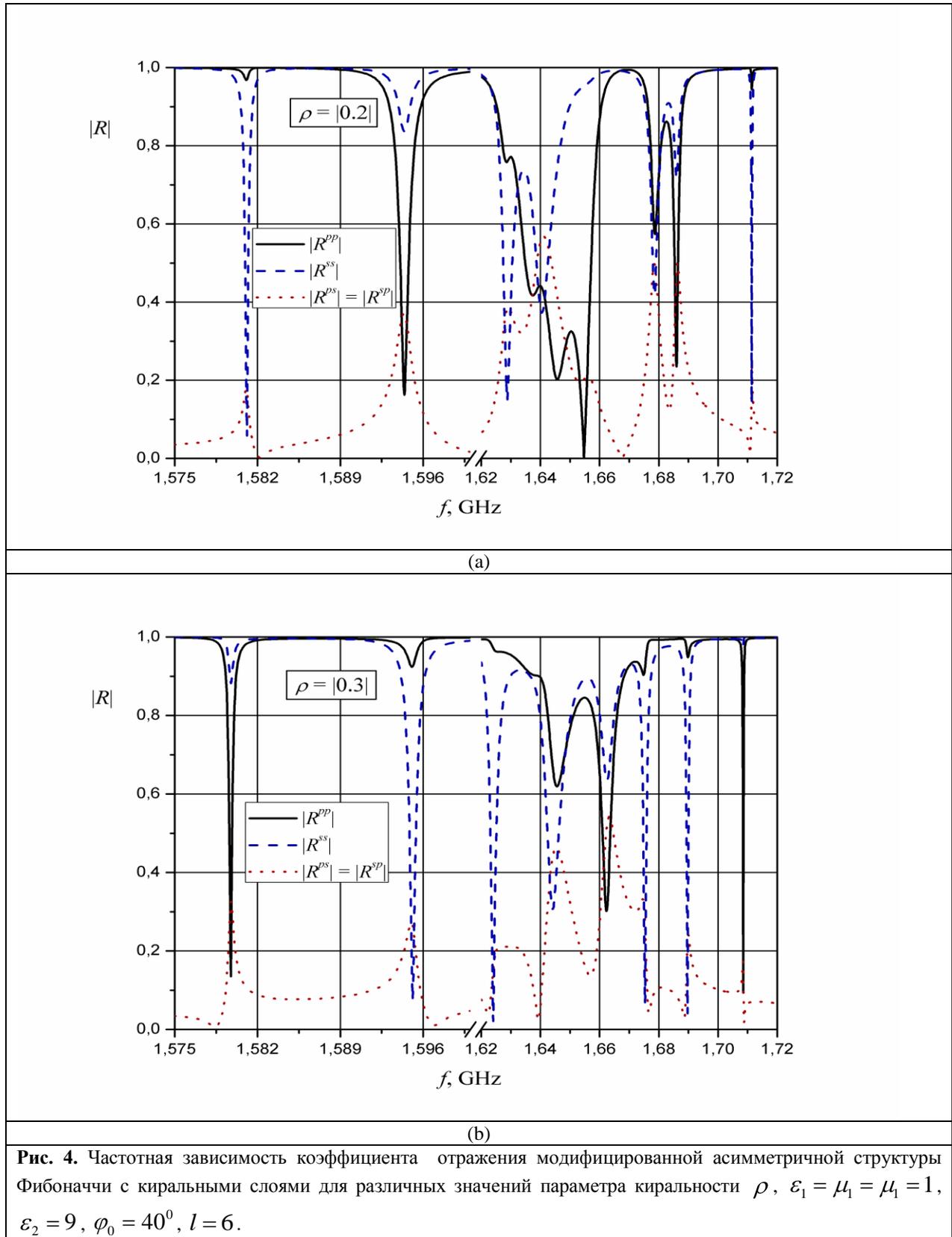


Рис. 3. Частотная зависимость коэффициента отражения модифицированной симметричной структуры Фибоначчи с киральными слоями для различных значений параметра киральности ρ , $\epsilon_1 = \mu_1 = \mu_2 = 1$, $\epsilon_2 = 9$, $\varphi_0 = 40^\circ$, $l = 6$.



ВЫВОДЫ

В работе показано, что при нормальном падении волны на модифицированную асимметричную структуру Фибоначчи, её спектр отражения не зависит от параметра киральности ρ . Благодаря вращению поляризации волны в киральной структуре, дополнительный резонанс возникает для обеих со- и кросс-поляризованной отраженной волны

Для асимметричной структуры Фибоначчи становится возможным получить различные конфигурации локализованных мод в спектре на частотах, соответствующих локализованным резонансам ортогонально поляризованных волн в некиральной структуре.

Выявленные закономерности позволяют рекомендовать рассмотренные структуры в качестве многозвенных резонансных и полосовых, частотных селекторов, преобразователей волн, фазосдвигающих устройств и т.п.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Joannopoulos J. D., Meade R. D. and Winn J. N., Photonic crystals: molding the flow of light// Princeton University Press, Princeton, 1995.
2. Yokoyama H.N. and Ujihara K.J., Spontaneous emission and laser oscillation in microcavities//RC Press: New York, 1995.
3. Kohmoto M.T., Sutherland B.R. and Iguchi K.L., "Localization in optics: quasiperiodic media", Phys. Rev. Lett., vol. 58, no. 23, pp. 2436-2438, 1987.
4. Lindell I. V., Sihvola A. H., Tretyakov S. A. and Viitanen A. J., Electromagnetic waves in chiral and bi-isotropic media// Artech House, Boston, London, 1994.
5. Tuz V. R. and Kazanskiy V.B., Depolarization properties of a periodic sequence of chiral and material layers// J. Opt. Soc. Am. A, vol. 25, no. 11, pp. 2704-2709, 2008.
6. Tuz V. R. and Kazanskiy V.B., Defect modes in a periodic structure with chiral layers// J. Opt. Soc. Am. A, vol. 26, no. 4, pp.815-819, 2009.
7. Tuz V. R., Polarization properties of a symmetrical and asymmetrical nonreciprocal chiral photonic bandgap structure with defect// J. Opt. Soc. Am. B, vol. 26, no. 9, pp.1693-1701, 2009.
8. Korolenko P. V. and Grushina N. V., Golden mean and self-similar structures in optics// Librocom, Moscow, 2010.