

А. О. Перов, А. А. Кириленко, В. Н. Деркач, А. Н. Салогуб
 Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины
 12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина
 E-mail: perov@ire.kharkov.ua

СИСТЕМА ДВУХ ЭКРАНОВ С КРУГЛЫМИ ЗАПРЕДЕЛЬНЫМИ ОТВЕРСТИЯМИ КАК КВАЗИОПТИЧЕСКИЙ ПОЛЯРИЗАТОР

Вращение плоскости поляризации обычно возникает в структурах, обладающих оптической активностью, эффектом Фарадея, а также в жидких кристаллах. В последнее время активно проводятся исследования, направленные на создание искусственных сред (метаматериалов) с подобными свойствами. В данной работе показано, что структура, состоящая из двух экранов с круглыми заперделными отверстиями, в случае определенной пространственной симметрии ее периодической ячейки может обладать свойствами вращения плоскости поляризации падающей на нее волны. Проведено теоретическое и экспериментальное исследование свойств «фишнет»-метаматериала на основе такой структуры. Объяснение возникающих явлений проведено с помощью метода обобщенных матриц рассеяния и учета особенностей пространственных распределений полей собственных колебаний, обусловленных симметрией рассматриваемой системы экранов. Показано, что существует несколько пространственных типов колебаний, возбуждение которых приводит к вращению плоскости поляризации падающего излучения при прохождении через рассматриваемую систему экранов. Проведены численные эксперименты, которые показывают, что вращением плоскости поляризации можно управлять, изменяя структуру периодической ячейки. При этом вращения плоскости поляризации на заданные углы можно добиться даже на достаточно малых расстояниях между экранами. Ил. 9. Библиогр.: 15 назв.

Ключевые слова: метаматериалы, киральные структуры, вращение плоскости поляризации.

Периодические структуры находят широкое применение в микроволновом и терагерцевом диапазонах как частотно-селективные поверхности, вращатели поляризации и т. п. [1, 2]. В последнее время достижения в области нанотехнологий позволили создавать такие структуры и для оптического диапазона [3]. Это стимулировало их исследование как метаматериалов – искусственных композитных сред, обладающих как свойствами природных сред, так и новыми, не свойственными последним.

Резонансное поведение периодических структур в заданном частотном диапазоне обычно ассоциируется с возбуждением поля внутри резонансной апертуры, соизмеримой с длиной волны [1, 2]. Однако в последнее десятилетие экраны с заперделными отверстиями привлекли к себе интерес, который был связан с обнаруженным явлением повышенного прохождения излучения (*the extraordinary transmission (ET) phenomenon*) [3]. Позднее было обнаружено, что такие структуры не только могут резонансным образом взаимодействовать с полем возбуждения, но и вести себя как левосторонние или правосторонние метаматериалы, а также обладают рядом новых интересных свойств [4–7].

Подобные структуры получили название «фишнет»-метаматериалов (*fishnet metamaterials*). Их особенностью, в отличие от периодических структур на основе металлических накладок («патчей») [8–10], является достаточно простая форма отверстий – круглые, эллиптические, прямоугольные щели [4–7]. Это позволяет, в силу простоты изготовления, использовать их в диапазоне вплоть до оптического.

Одно из направлений исследований «фишнет»-метаматериалов – это создание на их основе искусственных материалов, обладающих свойствами вращения плоскости поляризации падающего на них излучения.

Вращение плоскости поляризации обычно возникает в структурах, обладающих оптической активностью, эффектом Фарадея, в жидких кристаллах. В последнее время также достаточно активно проводятся исследования, направленные на создание искусственных сред с подобными свойствами. В работах [4–7] было показано, что вращение плоскости поляризации может наблюдаться и в перфорированных экранах с заперделными отверстиями. Так, в [4, 7] рассматривались закономерности возникновения кросс-поляризованного поля в одиночных [4] и двойных [7] экранах с эллиптическими щелями. Структура из двух Бабине-сопряженных экранов с прямоугольными отверстиями исследовалась в [5], где также было показано, что она обладает свойствами левостороннего вращения.

В указанных работах рассматривались экраны с периодической ячейкой, содержащей одно отверстие, расположение которого определяло поляризационный отклик. Однако экраны с более сложной структурой ячейки [11, 12] позволяют получить большую свободу управления характеристиками, при этом даже для отверстий с поляризационно-независимой формой (например, круглые отверстия) возможно реализовать эффективные режимы управления поляризационным поведением.

Закономерности поведения экранов с несколькими круглыми отверстиями на периоде

рассмотрены в работе [11]. В данной работе будут исследованы резонансные характеристики, формируемые структурой из двух одинаковых экранов с круглыми отверстиями, периодическая ячейка которых обладает вращательной симметрией. Покажем, что если расположить их в пространстве сопряженным образом [8, 13] так, что полная структура будет обладать диэдральной симметрией, то в такой структуре возможно вращение плоскости поляризации. Поляризационный отклик будет зависеть уже не от формы рассеивателей, которые в данном случае не являются асимметричными, а формироваться всей периодической ячейкой. Для объяснения резонансного поведения рассмотрим пространственную структуру собственных колебаний и покажем связь симметрии рассеивающей структуры с формируемым ею поляризационным откликом.

1. Численная модель и структура поляризатора. Рассмотрим два идеально проводящих экрана, расположенных один относительно другого сопряженным образом на расстоянии l (рис. 1). Их периодические ячейки размером $5,4 \times 5,4$ мм содержат круглые отверстия, расположенные так, чтобы в плоскости экрана структура обладала вращательной симметрией C_4 (ячейка переходит сама в себя при вращении в плоскости xy на угол $\alpha = \pi n/2, n = 1, 2, 3, \dots$).

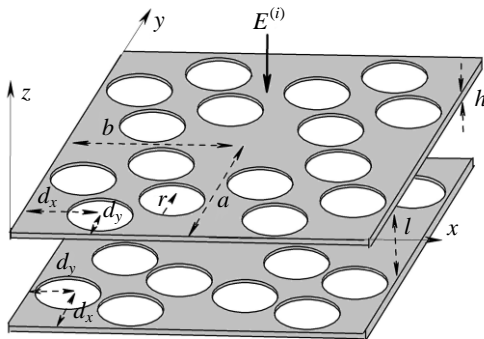


Рис. 1. Геометрия задачи

Второй экран идентичен первому, но повернут в пространстве на 90° относительно оси z , ортогональной к плоскости экранов, и на 180° относительно одной из осей – x или y . Толщина каждого экрана составляет $h = 0,3$ мм, и расположение круглых отверстий внутри ячейки определяется расстояниями dx и dy от границы ячейки до центров отверстий вдоль осей x и y соответственно.

В результате такого особого расположения пара сопряженных экранов (СЭ) будет обладать диэдральной симметрией D_4 , что обуславливает, как будет показано далее, возможность до-

статочно простого управления ее поляризационными свойствами.

Как известно, в случае зеркальной симметрии структура является поляризационно-независимой. Однако введение любой асимметрии, меняющей тип симметрии, приводит к появлению кросс-компоненты в рассеянном поле. Особенностью рассматриваемой структуры является то, что кросс-компонента может возникать только в прошедшем поле (следует из свойств вращательной симметрии) [14].

Рассмотрим, как параметры СЭ, такие как расстояние между экранами l и компоновка ячейки (параметры d_x, d_y), влияют на поляризационный отклик. На рис. 2, 3 показаны коэффициенты прохождения $T_{TM_{00}, TM_{00}}$ (пунктирные кривые) в случае нормального падения на СЭ линейно-поляризованной TM_{00} -волны, направленной вдоль оси x , и коэффициенты $T_{TE_{00}, TM_{00}}$ (сплошные кривые) преобразования в прошедшую кросс-поляризованную TE_{00} -волну, направленную вдоль оси y .

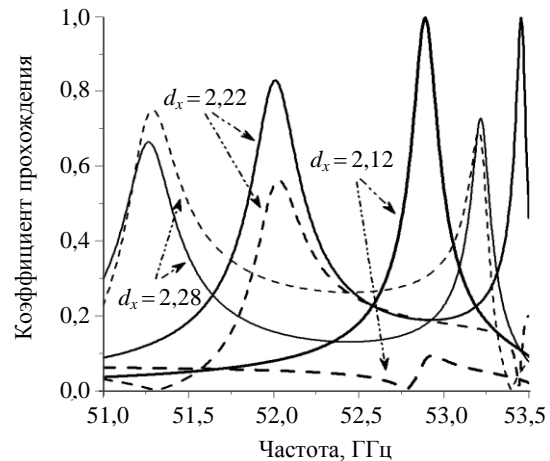


Рис. 2. Зависимость коэффициентов прохождения в основную и преобразования в прошедшую кросс-поляризованную волну от компоновки ячейки

На рис. 2 показано, как изменение компоновки ячейки (в частности параметра d_x , остальные параметры $d_y = 1,1$ мм, $l = 0,2$ мм фиксированы) с сохранением вращательной симметрии влияет на свойства СЭ. Так, при $d_x = 2,12$ мм TM_{00} -волна полностью преобразуется в кросс-поляризованную TE_{00} -волну в окрестности $f = 53$ ГГц. При $d_x = 2,22$ мм наблюдается два резонанса: в окрестности $f = 53,5$ ГГц – полное преобразование в кросс-компоненту, а в окрестности $f = 52$ ГГц – преобладание кросс-компоненты в прошедшем поле. При $d_x = 2,28$ мм наблюдаются

также два резонанса, в окрестности $f = 53,2$ ГГц поворот плоскости поляризации прошедшего поля на 45° и преобладание кополяризованной компоненты в прошедшем поле в окрестности $f = 51,3$ ГГц.

Кросс-поляризация в рассеянном поле полностью отсутствует для двух предельных значений $d_x = 1,1$ мм и $d_x = 2,8$ мм, когда структура СЭ имеет плоскости зеркальной симметрии и становится поляризационно-независимой. Когда же параметр d_x меняется в диапазоне значений $1,1 < d_x < 2,8$, происходит непрерывное изменение направления поляризации прошедшего поля в широком диапазоне углов, которое в предельном случае позволяет получить полное преобразование в кросс-компоненту. При небольших асимметриях (связанных со сменой типа симметрии периодической ячейки с зеркальной на вращательную), даже когда d_x мало отличается от значения $d_x = 1,1$ мм, резонансы достаточно добротные. Они достаточно быстро переходят в резонансы полного преобразования в кросс-компоненту. При дальнейшем изменении d_x наблюдается их движение в область более низких частот с уменьшением добротности и непрерывным изменением плоскости поляризации прошедшего поля. На их месте, в окрестности критических частот первых высших волн, появляются новые высшие резонансы, которые отличаются от предыдущих в противофазном преобразовании падающей волны (например, резонансы в окрестности $f = 53,5$ ГГц для $d_x = 2,22$ мм и в окрестности $f = 53,2$ ГГц для $d_x = 2,28$ мм на рис. 2).

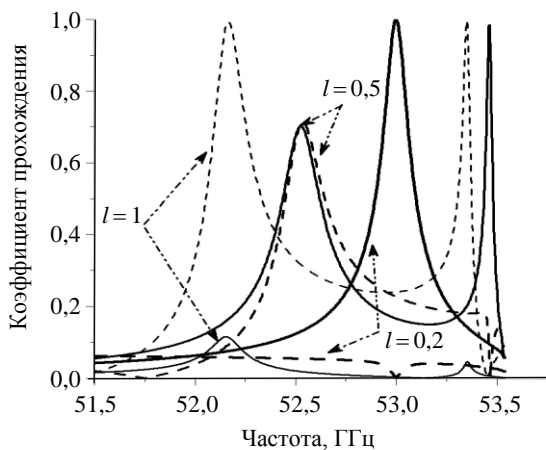


Рис. 3. Зависимость коэффициентов прохождения в основную и преобразования в кросс-поляризованную волну от расстояния между экранами

Изменение поляризационного отклика наблюдается также при изменении расстояния

между экранами (рис. 3). С увеличением расстояния l между экранами наблюдаются явления, подобные рассмотренным выше, резонансы движутся в область низких частот с изменением поляризационного поведения. Так, при $l = 0,2$ мм наблюдается резонанс полного преобразования TM_{00} -волны в кросс-компоненту при TE_{00} в окрестности $f = 53$ ГГц. С увеличением расстояния между экранами $l = 0,5$ мм плоскость поляризации прошедшей волны поворачивается в резонансе при $f = 52,5$ ГГц на 45° . Дальнейшее увеличение l приводит к уменьшению кросс-компоненты и увеличению кополяризованной составляющей в прошедшем поле при $l = 1$ мм.

В данном случае явного изменения типа симметрии не происходит, однако меняется связь между экранами, приводящая в рамках диэдральной симметрии к изменению поляризационного поведения.

2. Резонансы вращения плоскости поляризации и собственные колебания структуры. Чтобы объяснить вращение поляризации, мы исследуем пространственную структуру собственных колебаний, которые являются нетривиальными решениями уравнений Максвелла в случае отсутствия источников возбуждения.

Рассмотрев СЭ как открытый резонатор, обладающий некоторым набором собственных колебаний, можно описать его отклик на возбуждение их суммарным вкладом. При этом, например, электрическое поле можно описать уравнением

$$\vec{E}(f, \vec{r}) = \sum_p \frac{c_p \vec{E}_p(f_p, \vec{r})}{f - f_p}, \quad (1)$$

где $\vec{E}_p(f_p, \vec{r})$ – поле собственного колебания, соответствующего комплексной собственной частоте f_p , а c_p – некоторые постоянные, зависящие от падающего поля. Из (1) следует, что если частота возбуждения f близка к собственной частоте f_q некоторого колебания, то основной вклад в рассеянное поле будет обусловлен именно его полем $\vec{E}_q(f_q, \vec{r})$.

Для анализа пространственной структуры собственных колебаний $\vec{E}_q(f_q, \vec{r})$ учтем ее свойства симметрии. Геометрия СЭ переходит сама в себя при пространственных вращениях, которые образуют диэдральную группу D_4 , состоящую из восьми вращений $C_{n,d}, C_{n,d}^{-1}$ по часовой и против часовой стрелки вокруг осей d на угол $\varphi = 2\pi/n$:

– тождественное вращение E [15];
 – три вращения $C_{2,z}, C_{4,z}, C_{4,z}^{-1}$ вокруг ортогональной оси z , которые определяются матричными преобразованиями

$$R(C_{2\pi/n,z}) = \begin{pmatrix} \cos(2\pi/n) & \sin(2\pi/n) \\ -\sin(2\pi/n) & \cos(2\pi/n) \end{pmatrix} \oplus 1, \quad (2)$$

где знак \oplus обозначает прямую сумму;

– вращения вокруг четырех осей в плоскости экранов: вокруг осей x и y декартовой системы координат

$$R(C_{2,x}) = 1 \oplus -1 \oplus -1, \quad R(C_{2,y}) = -1 \oplus 1 \oplus -1 \quad (3)$$

и относительно их диагональных осей $x+y$ и $x-y$

$$R(C_{2,x+y}) = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \oplus -1, \quad R(C_{2,x-y}) = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \oplus -1. \quad (4)$$

Рассмотрим свойства собственных колебаний, которые могут быть получены при учете пространственной симметрии с учетом (2)–(4). В качестве инструмента для анализа рассмотрим метод обобщенных матриц рассеяния (МОМР).

Пусть S -матрицы первого экрана S и второго экрана S' представлены уравнениями

$$\begin{pmatrix} \bar{E}_0^+ \\ \bar{E}_1^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{00} & S_{01} \\ S_{10} & S_{11} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{E}_0^- \\ \bar{E}_1^+ \end{pmatrix}, \quad (5)$$

$$\begin{pmatrix} \bar{E}_1^+ \\ \bar{E}_2^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S'_{11} & S'_{12} \\ S'_{21} & S'_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{E}_1^- \\ \bar{E}_2^+ \end{pmatrix},$$

где $E_0^\pm = (E_{0,TE(TM)_{mn}}^\pm)_{mn}$ и $E_2^\pm = (E_{2,TE(TM)_{mn}}^\pm)_{mn}$ – векторы амплитуд гармоник Флоке над и под экранами, $E_1^\pm = (E_{1,TE(TM)_{mn}}^\pm)_{mn}$ – между экранами; знаки «+» или «-» указывают на распространение волн в положительном или отрицательном направлении оси z .

Применяя МОМР к системе двух экранов, получим систему уравнений для определения характеристик поля между экранами относительно амплитуд волн, распространяющихся в положительном направлении оси z ,

$$(I - E(l)S'_{11}E(l)S_{11})\bar{E}_1^+ = E(l)S'_{12}\bar{E}_2^+ + E(l)S'_{11}E(l)S_{10}\bar{E}_0^- \quad (6)$$

и пересчетные формулы для определения амплитуд волн рассеянных полей над и под экранами

$$\bar{E}_0^+ = S_{00}\bar{E}_0^- + S_{01}\bar{E}_1^+, \quad \bar{E}_2^- = S'_{22}\bar{E}_2^+ + S'_{21}\bar{E}_1^-, \quad (7)$$

амплитуд волн внутри экранов, распространяющихся в обратном направлении оси z ,

$$\bar{E}_1^+ = E(l)S'_{12}\bar{E}_2^+ + E(l)S'_{11}\bar{E}_1^-, \quad (8)$$

где $E(l)$ – диагональные матрицы, определяющие фазовый набег или затухание гармоник Флоке при распространении между экранами.

Дисперсионное уравнение для собственных колебаний можно получить из (6), приравняв амплитуды волн источников возбуждения нулю: $E_0^- = 0$ и $E_2^+ = 0$. В результате получим уравнение

$$(I - E(l)S'_{11}E(l)S_{11})\bar{E}_1^+ = 0, \quad (9)$$

которое может быть упрощено и сведено к двум независимым уравнениям после учета пространственной симметрии анализируемой системы экранов.

Существует несколько типов таких представлений, которые определяют собственные колебания различной пространственной структуры. Рассмотрим их по отдельности.

1. Оба СЭ имеют одинаковую пространственную структуру и, соответственно, идентичные рассеивающие свойства. Их отличие – в расположении в пространстве. Второй экран может быть получен из первого в результате вращения $C_{2,x+y} = C_{2,z}C_{2,x}$ относительно его центра, которое может также быть представлено в виде двух вращений: $C_{2,x}$ – вокруг оси x на 180° и $C_{4,z}$ – вокруг оси z на 90° . Из этого следует, что S -матрицы двух экранов связаны простым соотношением

$$S' = P^{-1}(C_{2,x+y})SP(C_{2,x+y}), \quad (10)$$

где матричный оператор $P(C_{2,x+y})$ преобразует гармоники Флоке и определяется как

$$(R(C_{2,x+y})E_{TE(TM)_{mn}})_{mn} = P(C_{2,x+y})(E_{TE(TM)_{mn}})_{mn}. \quad (11)$$

Подставляя (9) в уравнение (8) и учитывая то, что выполнено $P(C_{2,x+y})E(h) = E(h)P^{-1}(C_{2,x+y})$, дисперсионное уравнение (8) может быть сведено к двум независимым уравнениям

$$(I \pm P(C_{2,x+y})E(l)S_{11})\bar{E}_1^+ = 0, \quad (12)$$

решение которых позволяет получить собственные частоты колебаний, а также соотношения, описывающие связь пространственных распределений полей собственных колебаний над и под экранами.

Из (12) и соотношений (7), (8) аналитически можно определить как связь волн Флоке в разложениях полей собственных колебаний над и под экранами, так и связь между волнами Флоке, распространяющимися в положительном и отрицательном направлениях оси z внутри экранов:

$$\bar{E}_1^+ = \mp P(C_{2,x+y})\bar{E}_1^-, \quad \bar{E}_0^+ = \mp P(C_{2,x+y})\bar{E}_2^-. \quad (13)$$

В частности, из (11) и (13) следует, что волны Флоке нулевого индекса, которые определяют

связь данных колебаний с падающей плоской волной над и под экранами, связаны соотношением

$$E_{0, TM_{00}}^- = \mp R(C_{2,x+y}) E_{2, TM_{00}}^+ = \mp E_{2, TE_{00}}^+ \quad (14)$$

Таким образом, возбуждение данных колебаний в случае падения плоской волны $E_{TM_{00}}$ должно приводить к полному ее преобразованию в кросс-волну $E_{TE_{00}}$ в прошедшем через систему экранов поле (первый тип). При этом в зависимости от того, какое из колебаний было возбуждено, прошедшая волна будет в фазе к падающей (знак «+») или противофазе (знак «-»).

2. Система дисперсионных уравнений, аналогичная (12), может быть получена, исходя из того факта, что структура переходит сама в себя при вращении $C_{4,z}$ вокруг нормальной оси. Следствием этого является инвариантность S -матриц каждого из экранов относительно данного преобразования вращения $S = P(C_{4,z}^{-1})SP(C_{4,z})$. Откуда может быть получено соотношение, аналогичное (10), для описания связи S -матриц двух экранов:

$$S' = P^{-1}(C_{4,z} C_{2,x+y}) SP(C_{4,z} C_{2,x+y}) = P^{-1}(C_{2,x}) SP(C_{2,x}) \quad (15)$$

Из (15) следует, что в данном случае дисперсионное уравнение (9) сводится к двум уравнениям:

$$(I \pm P(C_{2,x})E(I)S_1) \bar{E}_1^+ = 0 \quad (16)$$

При этом волны Флоке над и под экранами, а также распространяющиеся в положительном и отрицательном направлениях оси z внутри экранов, связаны соотношениями:

$$\bar{E}_1^+ = \mp P(C_{2,x}) \bar{E}_1^-, \quad \bar{E}_0^+ = \mp P(C_{2,x}) \bar{E}_2^- \quad (17)$$

В частности, из (17) следует, что волны Флоке нулевого индекса, которые определяют связь данных колебаний с падающей плоской волной над и под экранами, связаны соотношением

$$E_{0, TM_{00}}^- = \mp R(C_{2,x}) E_{2, TM_{00}}^+ = \mp E_{2, TE_{00}}^+ \quad (18)$$

Таким образом, возбуждение данных колебаний (второй тип) в случае падения плоской волны $E_{TM_{00}}$ приводит к полному ее прохождению через систему экранов в фазе к падающей (знак «+») или противофазе (знак «-»), в зависимости от возбужденного колебания.

3. Линейная комбинация первых двух типов колебаний также будет собственным колебанием (третий тип), которое в данном случае позволяет преобразовать падающую волну в соответствующую линейную комбинацию кополяризованной и кросс-поляризованной плоских волн

$$E_{0, TM_{00}}^- = \mp (\alpha E_{2, TE_{00}}^+ + \beta E_{2, TM_{00}}^+), \quad (19)$$

где α и β – константы, значения которых связаны с геометрией ячейки и определяют углы поворота излучения на выходе. Таким образом, в зависимости от компоновки геометрии ячейки, можно получить различные режимы поляризации – как полное преобразование в другую поляризацию, так и поворот на некоторый заданный угол. В качестве иллюстрации на рис. 4, 5 показаны поля собственных колебаний, возбуждение которых обуславливает поведение системы экранов (например, на рис. 2).

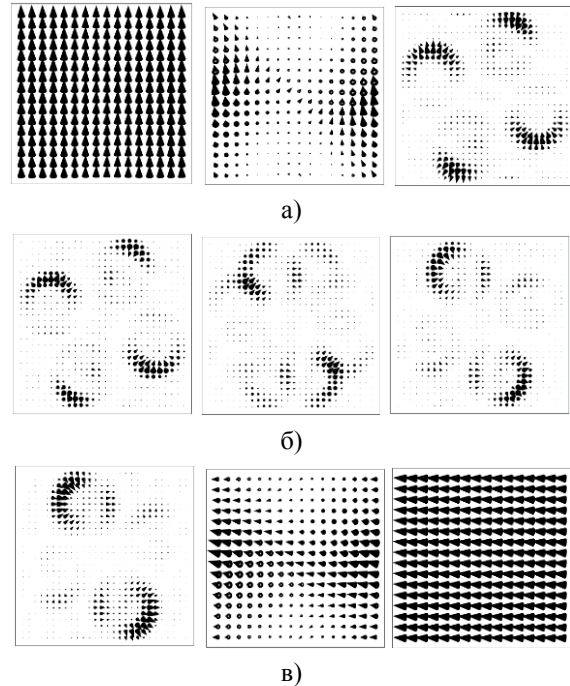


Рис. 4. Распределение интенсивности поля собственного колебания первого типа, формируемого кросс-компонентными полями над и под СЭ

На рис. 4 показано распределение интенсивности поля собственного колебания, определяющего резонансное поведение СЭ в окрестности $f = 52,7$ ГГц ($d_x = 2,12$ мм). Его собственная частота $\tilde{f} = 52,8912 - i0,0714618$ ГГц. Это колебание формируется кросс-компонентными полями над и под СЭ, что обуславливает полное преобразование падающей плоской в прошедшем поле в кросс-направленную волну (колебание первого типа). Направление конусов на рисунках указывает направление вектора электрического поля. Поля показаны в нескольких плоскостях. На рис. 4, а – в плоскостях над СЭ на расстояниях $z = 10,0; 3,0; 0,01$ мм. На рис. 4, б – между СЭ на расстоянии $z = 0,01$ мм от первого и второго экранов (левый и правый рисунки) и в централь-

ной плоскости между экранами $z = 0,1$ мм (средний рисунок). На рис. 4, в показаны поля под экранами на расстояниях $z = 0,01; 3,0; 10,0$ мм.

Поле над СЭ вблизи верхнего экрана ($z = 0,1$ мм) формируется вокруг системы отверстий, а с увеличением расстояния ($z = 3$ мм) в структуре колебания начинает формироваться плоский фронт, который уже полностью сформирован при $z = 10$ мм. Внутри экранов (рис. 4, б) поле начинает изменять свою структуру и при перемещении между экранами происходит смещение его интенсивности с системы отверстий первого экрана на систему отверстий второго экрана. Под экранами (рис. 4, в) поле формируется аналогично полю над экранами, отличие лишь в том, что в данном случае оно формируется уже кросс-компонентами.

На рис. 5 показано распределение интенсивности поля собственного колебания, определяющего резонансное поведение СЭ в окрестности $f = 53,5$ ГГц ($d_x = 2,28$ мм). Его собственная частота $\tilde{f} = 53,2119 - i0,0563743$ ГГц. Поле под экранами формируется суммарным полем кросс-полей, что обуславливает в случае его возбуждения при падении плоской волны поворот поляризации на 45° в прошедшем поле.

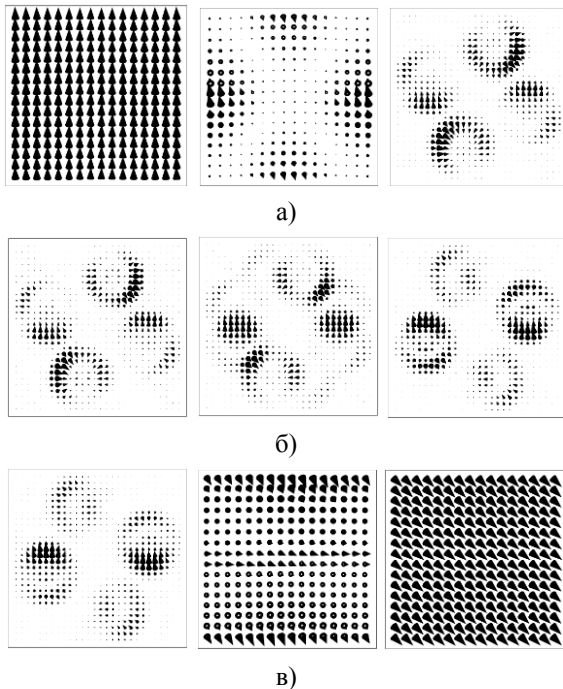


Рис. 5. Распределение интенсивности поля собственного колебания третьего типа

3. Экспериментальная установка и результаты измерений. Экспериментальная установка для исследования спектральных, полевых и

поляризационных характеристик электромагнитных полей, прошедших сквозь структуры в виде СЭ, состояла из приемного и передающего КВЧ-модулей, а также блока сопряжения КВЧ-генератора и 2D-сканера с ПК. Приемная рупорная антенна имела возможность вращаться вокруг оси и перемещаться в поперечной и продольной плоскостях (рис. 6).

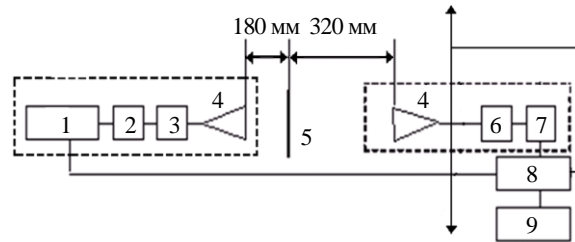


Рис. 6. Структурная схема экспериментальной установки: 1 – генератор; 2 – вентиль; 3 – аттенюатор; 4 – рупорная антенна; 5 – ЭП; 6 – вентиль; 7 – детектор; 8 – блок сопряжения с ПК; 9 – ПК

Экспериментальный прототип (ЭП) на основе численной модели был изготовлен методом фотолитографии из двухстороннего фольгированного диэлектрика NY9217ST0508RHRH (на частоте 10 ГГц, $\varepsilon = 2,17 \pm 0,02$, $\text{tg}\delta = 6 \cdot 10^{-4}$). Он состоял из двух слоев меди толщиной 0,018 мм с вытравленными круглыми отверстиями радиусом $r = 1$ мм (см. рис. 1) с $d_x = 2,27$ мм и $d_y = 1,1$ мм, разделенных диэлектриком толщиной 0,508 мм. Каждый слой меди (квадратной формы) содержал 12×12 элементарных ячеек размером $5,6 \times 5,6$ мм². Исследуемая структура (ЭП) располагалась между приемным и передающим рупорами перпендикулярно распространению волнового пучка.

Измерения проводились в диапазоне частот 38...54 ГГц. ЭП облучался линейно поляризованной волной, и измерялись амплитудно-частотные характеристики прошедшего сигнала на поляризации падающего поля (кополяризация) и на кросс-поляризации в случае вращения плоскости поляризации на 90° .

На рис. 7 приведена зависимость коэффициента прохождения по мощности кросс-поляризованной составляющей от частоты. Сплошная кривая 1 отображает результаты эксперимента, пунктир – расчетные данные с учетом потерь, приведенных в сертификате диэлектрика – $\text{tg}\delta = 6 \cdot 10^{-4}$ для частоты 10 ГГц (кривая 2) и $\text{tg}\delta = 6 \cdot 10^{-3}$ (кривая 3). Видно, что при изменении тангенса угла потерь на порядок мощность прошедшей волны на кросс-поляризации уменьшается почти вдвое (кривая 3). При этом амплитуда экспериментально измеренной кросс-поляризо-

ванной компоненты прошедшего поля соответствует тангенсу угла потерь примерно $7 \cdot 10^{-3}$ на частоте 49,14 ГГц. Несовпадение резонансных частот связано, по-видимому, с неточностью изготовления ЭП и отличием диэлектрической проницаемости на измеряемой частоте от данных производителя диэлектрика.

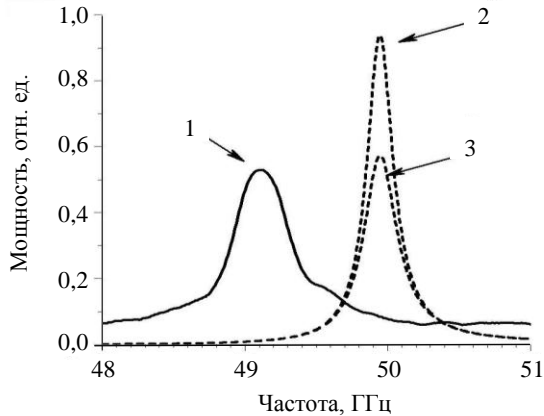


Рис. 7. Амплитудно-частотная характеристика прошедшей кросс-поляризованной волны

С целью определения степени деполаризации были построены поляризационные диаграммы прошедшего излучения (рис. 8). Поляризационные диаграммы измерялись в прошедшем поле без ЭП (поле падающей волны) и с ЭП в диапазоне углов $0 \dots 360^\circ$ на частоте, соответствующей максимуму коэффициента прохождения волны в присутствии структуры. Характерной особенностью диаграмм является их достаточно хорошее совпадение по форме с «восьмеркой», что говорит о прохождении сигнала со строго линейной поляризацией и отсутствии эллиптичности. Уровень сигнала на кросс-поляризации по отношению к максимальному во всех случаях не превышает -30 дБ.

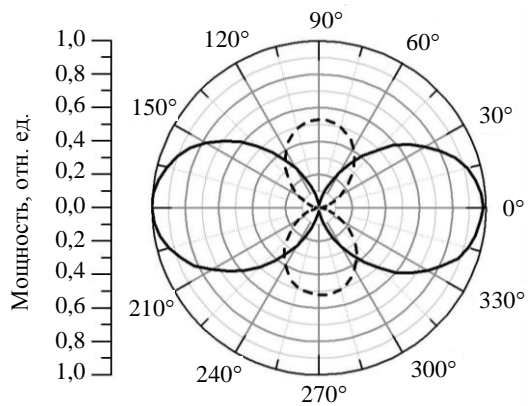


Рис. 8. Поляризационная диаграмма прошедшего излучения без ЭП (сплошная кривая) и с ЭП (пунктир)

Также при исследовании структуры прошедшего кросс-поляризованного поля был обнаружен эффект фокусировки пучка, объяснение которого может быть предметом отдельного исследования. На рис. 9 приведено распределение амплитуды волнового пучка в поперечном сечении без ЭП (сплошная кривая) на поляризации падающего поля и с ЭП (пунктир) на кросс-поляризации, зарегистрированное на одинаковом расстоянии от облучающего рупора.

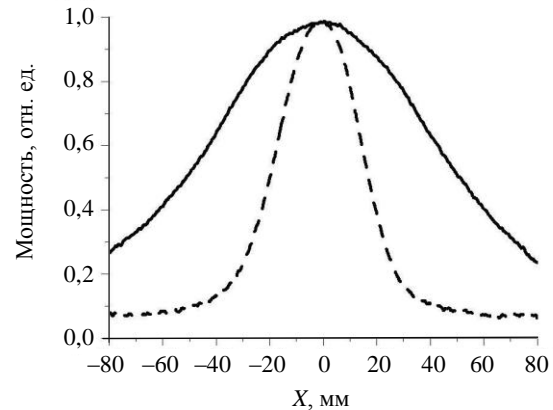


Рис. 9. Распределение мощности поля вдоль поперечного сечения пучка

Выводы. Таким образом, в работе было показано, что «фишнет»-метаматериальная структура, состоящая из двух сопряженным образом расположенных экранов с круглыми заперделными отверстиями, может быть рассмотрена как вращатель плоскости поляризации нормально падающей на нее плоской волны. Данные характеристики определяются ее диэдральной симметрией четвертого порядка D_4 .

На основе анализа свойств симметрии рассмотрены особенности пространственных распределений полей собственных колебаний, которые определяют резонансное поведение. Показано, что существует несколько пространственных типов колебаний, возбуждение которых приводит к вращению плоскости поляризации падающего излучения при прохождении через рассматриваемую систему экранов.

Проведены численные эксперименты, которые показывают, что вращением плоскости поляризации можно управлять, изменяя структуру периодической ячейки. При этом вращения плоскости поляризации на заданные углы можно добиться даже на достаточно малых расстояниях между экранами, а кросс-компонента возбуждается сразу же, как только в ячейке появляется асимметрия, например, связанная со сменой типа симметрии с зеркальной на вращательную. Анало-

гичные свойства могут быть получены также изменением расстояния между экранами. При изменении расстояния между экранами происходит непрерывное вращение плоскости поляризации в широком диапазоне углов. Численные результаты подтверждены экспериментальными данными.

Библиографический список

1. Munk B. A. Frequency Selective Surfaces. Theory and Design / B. A. Munk. – N. Y.: Wiley, 2000. – 440 p.
2. Wu T. K. Frequency Selective Surface and Grid Array / T. K. Wu. – N. Y.: Wiley, 1995. – 331 p.
3. Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays / T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi et al. // Nature. – 1998. – 391, Iss. 6668. – P. 667–669.
4. Strong polarization in the optical transmission through elliptical nanohole arrays / R. Gordon, A. G. Brolo, A. McKinnon et al. // Phys. Rev. Lett. – 2004. – 92, N 3. – 037401(4 p.).
5. Polarization selection with stacked hole array metamaterial / M. Beruete, M. Navarro-Cia, M. Sorolla, I. Campillo // J. Appl. Phys. – 2008. – 103, Iss. 5. – 053102(4 p.).
6. Subwavelength polarization rotators via double-layer metal hole arrays / X. Xiao, Y. Li, B. Hou et al. // Opt. Lett. – 2012. – 37, N 17. – P. 3594–3596.
7. Asymmetric fishnet metamaterials with strong optical activity / Y. L. Zhang, W. Jin, X. Z. Dong et al. // Opt. Express. – 2012. – 20, N 10. – P. 10776–10787.
8. Conjugated gammadion chiral metamaterial with uniaxial optical activity and negative refractive index / R. Zhao, L. Zhang, J. Zhou et al. // Phys. Rev. B. – 2011. – 83, Iss. 3. – 035105(4 p.).
9. Chiral metamaterials with negative refractive index based on four “U” split ring resonators / Z. Li, R. Zhao, T. Koschny et al. // Appl. Phys. Lett. – 2010. – 97, Iss. 8. – 081901(3 p.).
10. On the Miniaturization of Semi-planar Chiral Metamaterial Structures / D. Zarifi, M. Soleimani, V. Nayyeri, J. Rashed-Mohassel // IEEE Trans. on Anten. and Prop. – 2012. – 60, N 12. – P. 5768–5776.
11. Kirilenko A. A. The influence of perturbations of a screen with below-cutoff holes on the enhanced transmission resonance response / A. A. Kirilenko, A. O. Perov, N. G. Don // 39th Europ. Microwave Conf. (EuMC): proc. – Rome, 2009. – P. 822–825.
12. Reed J. A. Frequency-selective surfaces with multiple apertures within a periodic cell / J. A. Reed, D. M. Byrne // J. Opt. Soc. Am. A. – 1998. – 15, N 3. – P. 660–668.
13. Natural oscillations providing 90 polarization plane rotation by planar chiral double-slot irises / A. A. Kirilenko, N. G. Kolmakova, A. O. Perov et al. // Radioelectronics and Communications Systems. – 2014. – 57, N 12. – P. 521–530.
14. Mackay A. Proof of polarization independence and nonexistence of crosspolar terms for targets presenting with special reference to ($n > 2$) rotational symmetry frequency-selective surfaces / A. Mackay // Electronics Lett. – 1989. – 25, N 24. – P. 1624–1625.
15. Cornwell J. F. Group Theory in Physics: An Introduction / J. F. Cornwell. – San Diego: Academic Press, 1997. – 349 p.

Рукопись поступила 02.07.2015.

A. O. Perov, A. A. Kirilenko, V. N. Derkach,
A. N. Salogub

DOUBLE SCREEN SYSTEM WITH CIRCULAR UNDER-CUT HOLES AS QUASIOPTICAL POLARIZER

The polarization plane rotation generally occurs in structures having optical activity, Faraday effect or in liquid crystals. Recently, investigations aimed at creation of artificial environments (metamaterials) with similar properties have been actively carried out. The paper shows that the double screen system with circular holes can rotate polarization plane of incident plane wave, if its periodic cells have the special spatial symmetry. Theoretical and experimental results for fishnet metamaterial based on it are presented. Explanation of the phenomenon is carried out using the method of generalized scattering matrices and taking into account characteristics of the eigenfield spatial distributions, which are specified by the screen system symmetry. It is shown that there are several spatial types of the eigenoscillations, which are responsible for polarization plane rotation under plane wave excitation. Numerical experiments show that the polarization plane rotation can be controlled by changing the structure of the periodic cell, and the polarization plane rotation through specified angles can be achieved even at small distances between screens.

Key words: metamaterials, chiral structure, polarization plane rotation.

А. О. Перов, А. О. Кириленко, В. М. Деркач,
О. Н. Салогуб

СИСТЕМА ДВОХ ЕКРАНІВ З КРУГЛИМИ ПОЗАМЕЖНИМИ ОТВОРАМИ ЯК КВАЗІОПТИЧНИЙ ПОЛЯРИЗАТОР

Обертання площини поляризації звичайно виникає в структурах з оптичною активністю, ефектом Фарадея, а також у рідких кристалах. Проте останнім часом активно проводяться дослідження, спрямовані на створення штучних середовищ (метаматеріалів) з подібними властивостями. У роботі показано, що структура з двох екранів з круглими позамежними отворами, у разі певної просторової симетрії її періодичної комірки, може мати властивості обертання площини поляризації падаючої на неї хвилі. Проведено теоретичне та експериментальне дослідження властивостей «фішнет»-метаматеріалу на її основі. Пояснення явищ, що виникають, надано за допомогою методу узагальнених матриць розсіювання та з урахуванням особливостей просторових розподілів полів власних коливань, обумовлених симетрією даної системи екранів. Показано, що існує кілька просторових типів коливань, збудження яких призводить до обертання площини поляризації падаючого випромінювання при проходженні через розглянуту систему екранів. Проведено чисельні експерименти, які показують, що обертанням площини поляризації можна керувати, змінюючи структуру періодичної комірки. При цьому обертання площини поляризації на задані кути можна домогтися навіть на досить малих відстанях між екранами.

Ключові слова: метаматеріали, киральні структури, обертання площини поляризації.