

Закономерности поляризационного и резонансного поведения метаповерхности из круглых отверстий

А.О. Перов*

Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины, ул. Ак. Проскуры, 12, 61085 Харьков, Украина

(Получено 12.08.2018; в отредактированной форме – 04.12.2018; опубликовано online 18.12.2018)

В работе рассмотрена сеточная метаповерхность формируемая системой экранов периодически перфорированных круглыми отверстиями. Показано, что при соответствующем выборе геометрических параметров, возможно реализовать режимы работы данной структуры, которые позволяют использовать ее в качестве пространственного углового фильтра, вращателя линейной поляризации, а также преобразователя линейной поляризации в круглую или эллиптическую. Объяснение возникающих явлений проведено с помощью метода обобщенных матриц рассеяния и учета особенностей пространственных распределений полей собственных колебаний, обусловленных симметрией рассматриваемой системы экранов.

Ключевые слова: Метаматериалы, Киральные структуры, Вращение поляризации.

DOI: [10.21272/jnep.10\(6\).06033](https://doi.org/10.21272/jnep.10(6).06033)

PACS numbers: 41.20 – q, 42.25.Bs, 42.25.Ja

1. ВВЕДЕНИЕ

Вращение плоскости поляризации падающей волны обычно возникает в структурах обладающих оптической активностью, эффектом Фарадея, в жидких кристаллах. Однако, в последнее время достаточно активно проводятся исследования направленные на создание искусственных сред – метаматериалов с подобными свойствами. Данные исследования позволили создать новые искусственные материалы как со свойствами подобными природным материалам, так и новыми, превосходящими их по многим характеристикам.

Структура метаматериалов формируется периодически расположенные рассеивателями, совмещенный вклад которых при взаимодействии с возбуждающим полем и формирует их электромагнитные свойства. Интерес представляют метаматериалы формируемые как многослойные структуры с одномерной периодичностью, так и двумерно периодические структуры, применение которых позволяет получать достаточно малые по толщине структуры, называемые метаповерхностями. В последнее время достижения в области нанотехнологий позволили создавать такие структуры вплоть до оптического диапазона [1].

Следует заметить, что в данных исследованиях можно выделить два направления. Первое основывается на применении накопленных знаний о периодических структурах, например в микроволновом диапазоне, и попытках переноса их в более высокие диапазоны частот – терагерцовый, оптический. При этом приходится решать задачу разработки новых технологий реализации этих структур в данных диапазонах, что является отдельной самостоятельной задачей.

Второе направление – это исследование новой физики структур, которые должны быть достаточно просты в реализации и в тоже время обладать требуемыми характеристиками. Очевидно, что в рамках

классических моделей данные два условия нереализуемы. Однако если рассмотреть их в диапазоне других значений геометрических параметров по отношению к длине волны возбуждаемого излучения то они могут обладать достаточно интересными свойствами.

Так резонансное поведение классических периодических структур на основе перфорированных экранов в заданном частотном диапазоне обычно ассоциируется с возбуждением поля внутри резонансной апертуры соизмеримой с длиной волны [2, 3]. Однако в последнее десятилетие экраны с малыми, запредельными отверстиями привлекли к себе интерес, который был связан с обнаруженным явлением повышенного прохождения излучения (the extraordinary transmission phenomenon) [4, 5]. 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 [6-9].

Подобные структуры получили название сетчатых метаматериалов (fishnet metamaterials). Их особенностью, является то, что они имеют достаточно простую форму – круглые, эллиптические, прямоугольные щели [6-9]. Это позволяет, в силу простоты изготовления, использовать их в диапазонах вплоть до оптического.

Одно из направлений исследования сетчатых метаматериалов это создание на их основе искусственных материалов обладающими свойствами вращения плоскости поляризации падающего на них излучения.

Так в работах [6, 7] рассматривались закономерности возникновения кросс-поляризованного поля в одиночных [6] и двойных [7] экранах с эллиптическими щелями. Структура из двух экранов, с прямоугольными отверстиями исследовалась в [9].

* andrii.perov@gmail.com

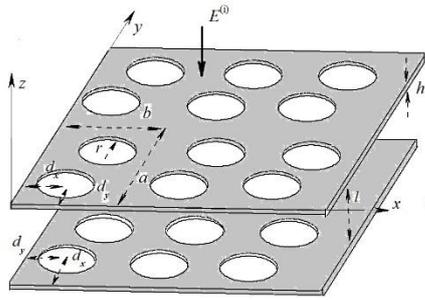


Рис. 1 – Геометрия задачи

В указанных работах рассматривались экраны с периодической ячейкой содержащей одно отверстие, расположение которого определяло поляризационный отклик. Однако экраны с более сложной структурой ячейки [8, 10-13] позволяют получить большую свободу управления характеристиками. При этом даже для отверстий, форма которых поляризационно независима, например, круглые отверстия, возможно реализовать эффективные режимы управления как резонансным [14, 15] так и поляризационным поведением [8]

В данной работе же мы рассмотрим резонансные характеристики, формируемые системой двух одинаковых экранов с круглыми отверстиями, периодическая ячейка которых обладает вращательной симметрией второго порядка. Расположив их в пространстве таким образом, чтобы получить киральную метаповерхность мы исследуем ее резонансные и поляризационные свойства.

Мы покажем, что рассматриваемая метаповерхность обладает целым рядом свойств, которые позволяют использовать ее как пространственный угловой фильтр, вращатель линейной поляризации а также преобразователь линейной поляризации в круглую или эллиптическую. Следует заметить, что резонансные и поляризационные свойства в данной структуре не зависят от формы рассеивателей, а формируются всей периодической ячейкой.

Для объяснения резонансного поведения мы рассмотрим пространственную структуру собственных колебаний [16] и покажем связь симметрии рассеивающей структуры [17] с формируемым ею резонансными и поляризационными откликами.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ.

Рассмотрим периодическую структуру состоящую из двух идеально проводящих экранов на расстоянии l один относительно другого (рис.1). Пусть ее центральная плоскость совпадает с плоскостью xOy . Вдоль осей x и y в плоскостях каждого из экранов равномерно с периодом a и b , соответственно, расположены круглые отверстия. Сформированная таким образом периодическая ячейка в плоскостях каждого из экранов содержит по два круглых отверстия и обладает вращательной симметрией C_2 (ячейка переходит сама в себя при вращении в плоскости xOy на угол 180°). В плоскостях же экранов, по отношению друг к другу отверстия расположены таким образом, чтобы пространственная симметрия полной ячейки

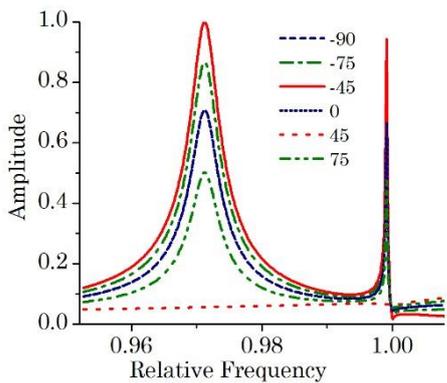
удовлетворяла дихедральной D_2 симметрии. То есть, второй экран идентичен первому, только повернут в пространстве на 90° относительно оси z , ортогональной к плоскости экранов и на угол 180° относительно одной из продольных осей x или y . Каждый экран имеет толщину h и расположение круглых отверстий внутри ячейки определяется расстояниями d_x и d_y от границы ячейки до центров отверстий вдоль оси x и оси y , соответственно.

В качестве источника возбуждения рассмотрим плоскую линейно-поляризованную волну падающую по нормали к плоскости экрана $\vec{E}^{inc} = \vec{E}_x \cos \theta + \vec{E}_y \sin \theta$. Ориентация ее электрического поля определяется углом θ между \vec{E}^{inc} и осью x в плоскости xOy . Прошедшая плоская волна $\vec{E}^{trans} = T_x \vec{E}_x + T_y \vec{E}_y$ описывается комплексными амплитудами T_x и T_y , определяющими проекции вектора электрического поля на оси x и y . Ее поляризация характеризуется двумя величинами: углом $\alpha = \arctan(|T_y/T_x|)$ характеризующим амплитуду прошедшей волны и углом $\delta = \arg(T_y/T_x)$ характеризующим фазу.

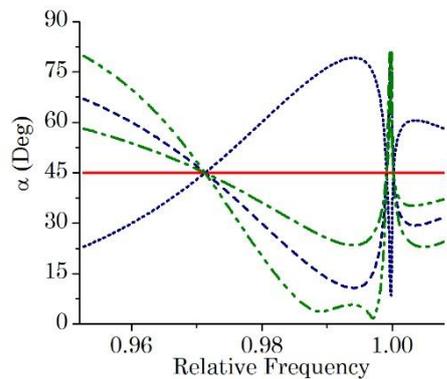
В результате численных экспериментов были выбраны параметры экрана, которые наиболее наглядно иллюстрируют его резонансные и поляризационные свойства. На рассмотренных в работе рисунках будут показаны зависимости характеристики экрана как функции частотного параметра, в качестве которого выбрана безразмерная величина $k = a/\lambda$, где λ – длина волны в свободном пространстве, а a линейный размер периодической ячейки экрана вдоль оси x . Относительные размеры параметров экрана: $b = a$, $r = 0.18a$, $h = 0.005a$ фиксированы. Рассмотрим несколько численных примеров.

На рис. 2 показаны зависимости характеристики системы экранов как функции частотного параметра k при значениях $d_x = 0.3a$ и $d_y = 0.18a$ и расстоянии между экранами $l = 0.27a$. Режим полного прохождения реализуется для падающей волны $\theta = -45^\circ$ (сплошная кривая) в двух окрестности двух частот $k = 0.97123$ и $k = 0.99919$ в одноволновом диапазоне (рис.2,а). Волны падающие под другими углами θ при прохождении через систему экранов преобразуются в волну $\theta = -45^\circ$. Что соответствует значениям $\alpha = 45^\circ$ и $\delta = 180^\circ$ на рис. 2б и рис. 2в в окрестности этих точек. Часть их энергии отражается и величина не прошедшей мощности определяется отклонением угла падения θ от значения $\theta = -45^\circ$. Так для волн $\theta = 0^\circ$ и $\theta = 90^\circ$ только половина мощности преобразуется в прошедшую волну, а кросс поляризованная волна $\theta = 45^\circ$ полностью отражается. При этом прошедшая волна остается линейно-поляризованной как и падающая волна.

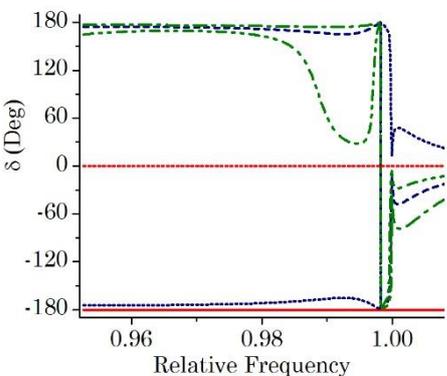
Рис. 3 иллюстрирует изменение резонансного поведения системы экранов при увеличении расстояния $l = 0.45a$. Как и на предыдущем рисунке наблюдается преобразование волн падающих на экран в волну $\theta = -45^\circ$ в окрестности $k = 0.96798$. Однако в данном случае прошедшая волна имеет уже некоторую эллиптичность. Полностью линейной при прохождении через



а



б



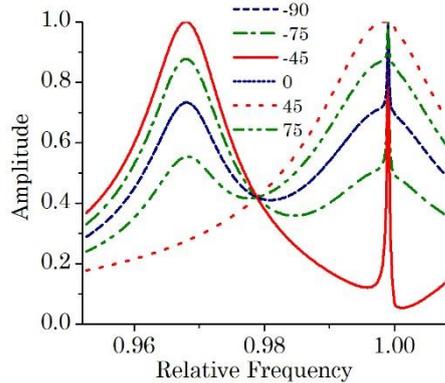
в

Рис. 2 – Характеристики прошедшей волны для различных углов падения θ падающей волны при $l = 0.27\alpha$: амплитуда прошедшей волны (а); угол α (б); угол δ (в)

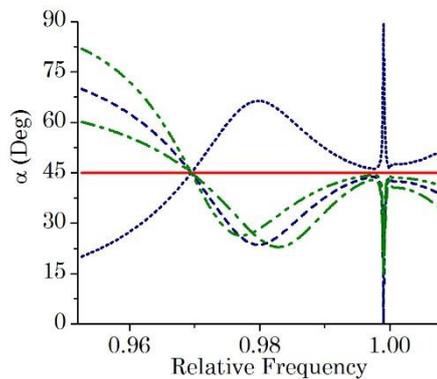
такую систему экранов остается только волна падающая под углом $\theta = -45^\circ$ (рис. 3,б)

В окрестности же второй частоты $k = 0.99908$ поведение уже другое. Из двухволнового диапазона пришел резонанс полного прохождения на волне $\theta = 45^\circ$ (рис. 3а – пунктирная кривая), который принципиально изменил фазовые характеристики прошедшего поля (рис. 4).

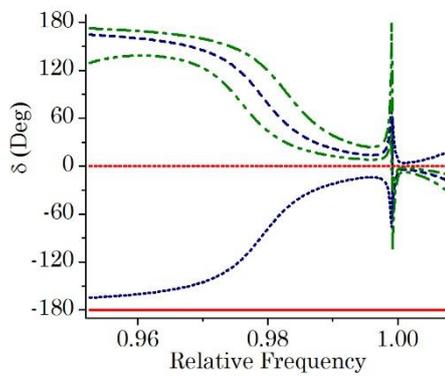
Как видно на рис. 4,а в окрестности $k = 0.99908$, система экранов становится полностью прозрачной для всех падающих волн. При этом прошедшие волны



а



б

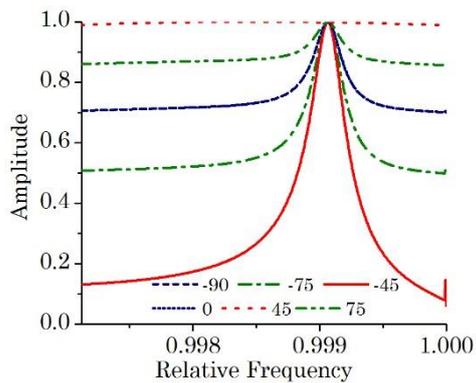


в

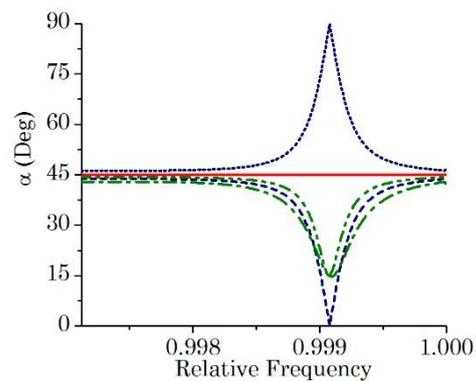
Рис. 3 – Характеристики прошедшей волны для различных углов падения θ падающей волны при $l = 0.45\alpha$: амплитуда прошедшей волны (а); угол α (б); угол δ (в)

остаются линейно поляризованными ($\delta = 0^\circ$ или $\delta = 180^\circ$ на рис. 4в), а изменяется только направление их распространения (рис. 4б). Так волна падающая под углом $\theta = 45^\circ$ полностью проходит без изменений ($\delta = 0^\circ$). Волна под углом $\theta = -45^\circ$ преобразуется в противоположно направленную ($\delta = 180^\circ$). Волны же под другими углами θ начинают вращаться на заданный угол.

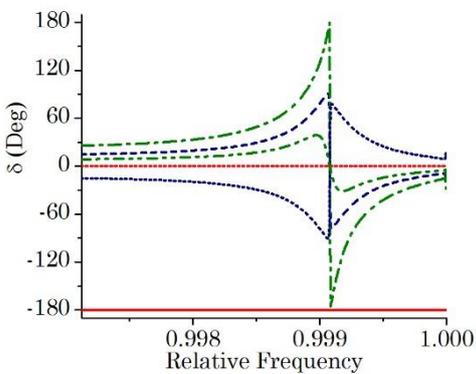
Так, например, волна $\theta = 0^\circ$ полностью преобразуется в кросс поляризованную волну $\theta = 90^\circ$. Структура экранов в данном случае начинает работать в поляризованном режиме 180° -фазовой секции (полуволновой



а



б



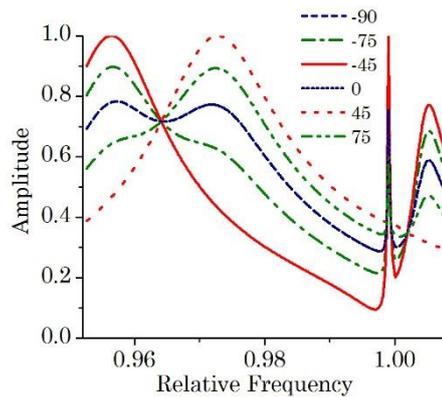
в

Рис. 4 – Характеристики прошедшей волны для различных углов падения θ падающей волны при $l = 0.45\alpha$ в окрестности второго резонанса: амплитуда прошедшей волны (а); угол α (б); угол δ (в)

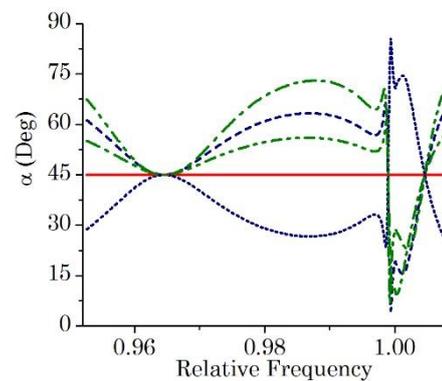
пластины).

Также возможно и реализовать и другой поляризационный режим 90° -фазовой секции (четверть волновой пластины). На рис. 5 показаны характеристики в случае расстояния между экранами $l = 0.468\alpha$. В данном случае, как и на предыдущем рисунке видно три резонанса.

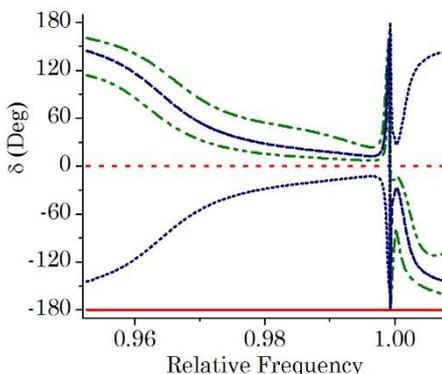
Два резонанса полного прохождения на волне $\theta = -45^\circ$ (сплошная кривая) в окрестностях $k = 0.95646$ и $k = 0.99908$, а также один резонанс для волны $\theta = 45^\circ$ (штриховая кривая) в окрестности



а



б



в

Рис. 5 – Характеристики прошедшей волны для различных углов падения θ падающей волны при $l = 0.468\alpha$: амплитуда прошедшей волны (а); угол α (б); угол δ (в)

$k = 0.97279$. Данный резонанс смещен уже в область более низких частот, где структура начинает работать как преобразователь линейной поляризации в эллиптическую. Уровень эллиптичности прошедшей волны зависит от угла θ падающей волны, а для двух волн происходит преобразование в кругополяризованную волну. Плоская волна ориентированная вдоль оси x ($\theta = 0^\circ$) преобразуется в правую кругополяризованную волну, а волна ориентированная вдоль оси y ($\theta = 90^\circ$) в левую кругополяризованную волну на частоте $k = 0.96407$.

Рисунки 2-5 достаточно наглядно иллюстрируют

реализацию возможных режимов работы, рассматриваемой структуры, однако следует сказать и несколько слов об общих закономерностях и возможности управления резонансными и поляризационными откликами изменением геометрических параметров периодической ячейки.

Структура может быть охарактеризована тремя параметрами – размером отверстий, расстоянием между экранами и положением отверстий внутри ячейки. Последний из данных параметров имеет наибольшее значение, поскольку именно он влияет на то какие характеристики преобладают – поляризационные или фильтрующие.

Размер отверстий и расстояние между экранами определяет добротность резонансов и их положение на частотной оси. Чем меньше размер отверстий тем больше добротность резонансов и тем ближе они расположены к окрестности частоты отсечки первой высшей волны, определяющей верхнюю границу одноволнового диапазона.

Управляя расстоянием между экранами можно определить как будет формироваться резонансный отклик. В случае малых расстояний собственные частоты колебаний определяющих резонансное поведение в одноволновом диапазоне разнесены по частоте и резонансные отклики формируются и определяются структурой отдельного собственного колебания.

С увеличением расстояния между экранами собственные частоты движутся в сторону друг друга, из области двухволнового диапазона приходят частоты высших колебаний. В результате, при определенных расстояниях между экранами собственные частоты различных колебаний могут находиться в непосредственной близости на частотной оси и формировать совместный вклад в резонансное рассеяние. В таких случаях рассеянное поле уже определяется структурой нескольких колебаний. Это может приводить как к срыву резонансного режима если это, например, симметричное и антисимметричное колебания, которые компенсируют вклад друг друга. Также возможна ситуация появления нового режима, когда например, это два ортогональных колебания.

Изменяя положение отверстий внутри периодической ячейки сохраняя при этом ее вращательную симметрию возможно реализовать различные поляризационные режимы. При этом мы изменяем величину киральности структуры. В случае малой киральности наблюдается резонансное поведение характерное пространственному угловому фильтру, когда только волна падающая под заданным углом θ полностью проходит без потерь через систему экранов, а волны под другими углами частично отражаясь преобразуются в прошедшую волну под углом θ . Таким образом любое неполяризованное излучение проходя через данную структуру имеет четкую пространственную ориентацию, определяемую структурой периодической ячейки.

При увеличении киральности структура начинает вести себя как поляризационное устройство даже при досточно малых расстояниях между экранами. Поля собственных колебаний в такой структуре уже не ориентированы в какой то продольной ортогональной плоскости, а состоят из компонент, позво-

ляющих связать волны над и под экранами в различных плоскостях поляризации. Возможны режимы вращения прошедшей волны как на заданный угол по отношению к падающей, так и режим преобразования в кросс поляризованную волну. При этом поляризатор реализованной на основе такой структуры может иметь толщину на порядок меньше длины волны.

3. ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА СОБСТВЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ

Рассмотренное в предыдущем разделе резонансное поведение системы экранов с круглыми отверстиями может быть объяснено на основе результатов теории групп [17] и анализа пространственной симметрии ее собственных колебаний [14, 16]. Несмотря на то, что сами рассеиватели формирующие периодическую ячейку, а именно круглые отверстия, являются поляризационно независимыми, резонансное поведение имеет явный поляризационный характер обусловленный совместным вкладом каждого из рассеивателей в формируемый отклик. Обусловлено это тем, что структура принадлежит к одному из классов киральной симметрии. Она переходит сама в себя при пространственных вращениях, которые образуют диэдральную группу D_2 , состоящую из трех вращений $C_{2,x+y}$, $C_{2,x-y}$, $C_{2,z}$ на угол 180° вокруг трех ортогональных осей и тождественного преобразования E [17]. Это три вращения определяются матричными преобразованиями

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

где знак \oplus обозначает прямую сумму.

Рассмотрим свойства ее собственных колебаний, которые могут быть получены при учете пространственной симметрии с учетом (1). В качестве инструмента для анализа рассмотрим метод обобщенных матриц рассеяния.

Пусть S – матрицы первого экрана S и второго экрана S представлены уравнениями

$$\begin{pmatrix} \bar{E}_0^+ \\ \bar{E}_1^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{00} & S_{01} \\ S_{10} & S_{11} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{E}_0^- \\ \bar{E}_1^+ \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \bar{E}_1^+ \\ \bar{E}_2^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S'_{11} & S'_{12} \\ S'_{21} & S'_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{E}_1^- \\ \bar{E}_2^+ \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где E_0^\pm и E_2^\pm – векторы амплитуд пространственных гармоник над и под экранами, E_1^\pm – между экранами; знаки «плюс» или «минус» указывают на распространение волн в положительном или отрицательном направлении оси z . Тогда, в предположении, что падающие поля тождественно равны нулю $E_0^- = 0$ и $E_2^+ = 0$, может быть получено следующее дисперсионное уравнение

$$(\mathbf{I} - \mathbf{E}(l)\mathbf{S}'_{11}\mathbf{E}(l)\mathbf{S}_{11})\bar{\mathbf{E}}_1^+ = 0 \quad (3)$$

для частот собственных колебаний системы экранов. Здесь $\mathbf{E}(l)$ – диагональные матрицы, определяющие фазовый набег или затухание волн между экранами.

А также пересчетные формулы для определения полей в каждой из областей

$$\bar{\mathbf{E}}_0^+ = \mathbf{S}_{01}\bar{\mathbf{E}}_1^+, \quad \bar{\mathbf{E}}_2^- = \mathbf{S}'_{21}\bar{\mathbf{E}}_1^-, \quad \bar{\mathbf{E}}_1^+ = \mathbf{E}(l)\mathbf{S}'_{11}\bar{\mathbf{E}}_1^-. \quad (4)$$

Учет пространственной симметрии позволяет упростить уравнение (3) и свести его к двум независимым уравнениям. Так, второй экран имеет ту же пространственную структуру, что и первый, и соответственно, идентичные рассеивающие свойства. Его отличие только в расположении в пространстве. Он может быть получен из первого в результате вращения $C_{2,x+y}$ или вращения $C_{2,x-y}$ относительно его центра. Из этого следует, что \mathbf{S} – матрицы двух экранов связаны простыми соотношением

$$\mathbf{S}' = \mathbf{P}^{-1}(C_{2,x+y})\mathbf{S}\mathbf{P}(C_{2,x+y}), \quad (5)$$

где матричный оператор $\mathbf{P}(C_{2,x+y})$ действующий покомпонентно на гармоники, определяется оператором вращения $\mathbf{R}(C_{2,x+y})$.

Подставляя (5) в уравнение (3) и учитывая то, что выполнено $\mathbf{P}(C_{2,x+y})\mathbf{E}(l) = \mathbf{E}(l)\mathbf{P}^{-1}(C_{2,x+y})$, дисперсионное уравнение (3) может быть сведено к независимым уравнениям

$$(\mathbf{I} \pm \mathbf{P}(C_{2,x+y})\mathbf{E}(l)\mathbf{S}_{11})\bar{\mathbf{E}}_1^+ = 0, \quad (6)$$

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

Из (6) и соотношений (4) аналитически можно определить связь полей собственных колебаний под и над экранами:

$$\bar{\mathbf{E}}_1^+ = \mp \mathbf{P}(C_{2,x+y})\bar{\mathbf{E}}_1^-, \quad \bar{\mathbf{E}}_0^+ = \mp \mathbf{P}(C_{2,x+y})\bar{\mathbf{E}}_2^-. \quad (7)$$

Из (7) можно сделать вывод, что если одна из компонент собственного колебания над экранами является плоской волной $\bar{\mathbf{E}}_0^- = \bar{\mathbf{E}}_x \cos \theta + \bar{\mathbf{E}}_y \sin \theta$ ориентированной под углом θ к оси x , то под экранами в структуре собственного колебания должна быть плоская волна $\bar{\mathbf{E}}_2^+$, которая определяется из соотношения

$$\bar{\mathbf{E}}_2^+ = \pm \mathbf{R}(C_{2,x-y})\bar{\mathbf{E}}_0^- = \pm (\bar{\mathbf{E}}_x \sin \theta + \bar{\mathbf{E}}_y \cos \theta). \quad (8)$$

При этом, покомпонентная структура поля собственного колебания определяется геометрией периодической ячейки и собственные колебания могут быть различным образом ориентированы в пространстве. Из (8) видно, что в зависимости от вида и структуры собственного колебания, определяющего резонансного поведения структуры, через связь с по-

лем падающей волны, возможно реализовать различные режимы работы структуры. Так при $\theta = 45^\circ$ должен реализовываться режим угловой фильтрации, при $\theta = 0^\circ$ возможно реализовать преобразование в кросс-поляризованную волну а для других углов θ вращение на угол $90 - \theta$.

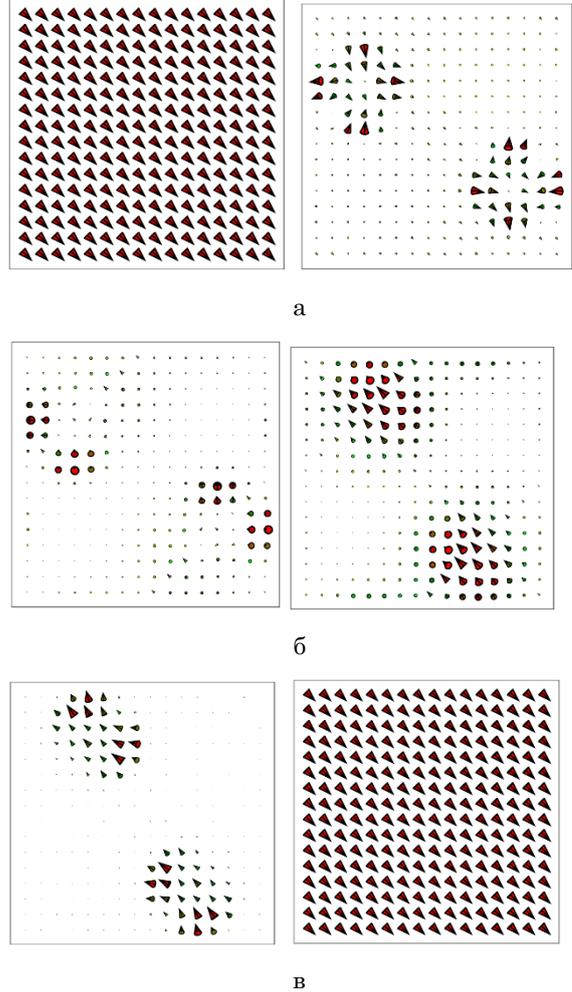


Рис. 6 – Распределение интенсивности поля собственного колебания ориентированного по диагонали к осям декартовой системы координат в различных плоскостях: над экранами (а); между экранами (б); под экранами (в)

В качестве иллюстрации на рис. 6 показано поле собственного колебания, возбуждение которого обуславливает поведение системы экранов на рис. 2.

На рис. 6 показано распределение интенсивности электрического поля собственного колебания, определяющего резонансное поведение в окрестности $k = 0.97123$. Его собственная частота, полученная из уравнения (3), $\tilde{k} = 0.9712 - i0.002$. Это колебание формируется полями ориентированными вдоль диагонали к осям x и y декартовой системы координат. Направления конусов на рисунках указывает направление вектора электрического поля. Поля показаны в нескольких плоскостях. Верхние рисунки (рис. 6а) – в плоскостях над системой экранов на расстоянии $z = 3.5\alpha; 0.001\alpha$.

На рис. 6б показаны поля между экранами на расстоянии $z = 0.001\alpha$ от первого и второго экрана

(левый и правый рисунки). На рис. 6в – поля под экранами на расстояниях $z = 0.001a$; $3.5a$.

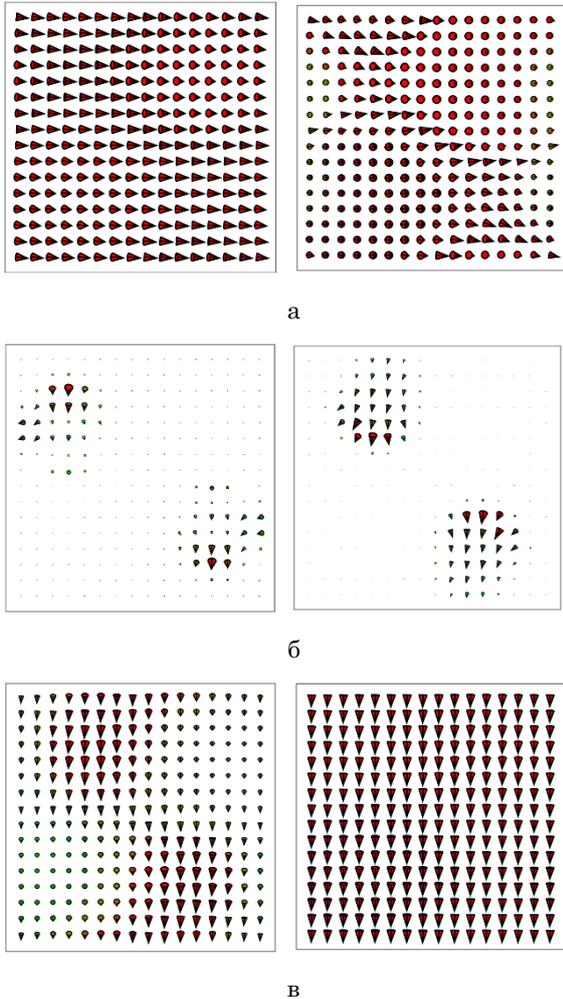


Рис. 7 – Поле в резонансе, формируемое двумя ортогональными собственными колебаниями, одно из которых симметрично а другое антисимметрично

Поле собственного колебания над экранами на небольшом удалении от верхнего экрана ($z = 0.001a$) формируется вокруг системы отверстий (рис. 6,а). Однако, с увеличением расстояния в структуре колебания начинает формироваться плоский фронт, который уже полностью сформирован при $z = 3.5a$.

Между экранами, поле начинает изменять свою структуру и при перемещении между экранами происходит смещение его интенсивности с системы отверстий первого экрана на систему отверстий второго экрана (рис. 6б).

Под экранами (рис. 6в) поле формируется аналогично полю над экранами. В непосредственной близости от экранов поле формируется вокруг отверстий, а с удалением от экранов формируется плоская волна ориентированная по диагонали к осям x и y декартовой системы координат.

Следующий рис. 7 уже иллюстрирует совместный вклад двух собственных колебаний, определяющих распределение интенсивности поля в окрестности $k = 0.99908$ для случая рассмотренного на рис. 4. Их собственные частоты $\tilde{\kappa} = 0.99907 - i1.25e - 4$ и $\tilde{\kappa} = 0.99826 - i0.0096$. Первое из этих колебаний пространственно ориетировано аналогично колебанию рассмотренному на рис. 6, а второе ему ортогонально.

На рисунке поле над экранами определяется плоской падающей волной ориетированной вдоль оси x (рис. 7а). При прохождении через первый экран (рис. 7б) поле формируется вначале у отверстий, а потом начинает изменять направление и при приближении ко второму экрану оно уже почти полностью ориетировано вдоль оси y . Прошедшее сквозь систему экранов поле (рис. 7в) имеет четкую ортогональную ориетацию к падающей волне, приводящую к формированию плоского кросполяризованного фронта по отношению к падающей волне при удалении от системы экранов.

4. ВЫВОДЫ

Таким образом, в работе показано, что сеточная метаповерхность, состоящая из экранов с круглыми запердельными отверстиями, может быть использована, как пространственный угловой фильтр, вращатель линейной поляризации а также преобразователь линейной поляризации в круглую или эллиптическую. При этом структура периодической ячейки выбиралась так, чтобы она обладала диэдральной симметрией второго порядка D_2 . Было показано, что резонансные и поляризионные свойства в данной структуре не зависят от формы рассеивателей, а формируются всей периодической ячейкой и обусловлены ее киральной симметрией. Выбирая должным образом компоновку учейки, и тем самым управляя киральностью структуры можно управлять резонансными и поляризионными свойствами.

Закономірності поляризаційної та резонансної поведінки метаповерхні з круглих отворів

А.О. Перов

*Інститут радіофізики та електроніки ім. О.Я. Усикова НАН України, вул. Ак. Проскури, 12,
61085 Харків, Україна*

В роботі розглянуто сітчану метаповерхню, що сформовано системою екранів періодично перфорованих круглими отворами. Показано, що при відповідному виборі геометричних параметрів, можливо реалізувати режими роботи цієї структури, які дозволяють використовувати її в якості просторового куткового фільтра, обертача лінійної поляризації а також перетворювача лінійної поляризації в круглу або еліптичну. Пояснення явищ, що виникають проведено за допомогою методу узагальнених матриць розсіювання і врахування особливостей просторових розподілів полів власних коливань, обумовлених симетрією даної системи екранів.

Ключові слова: Метаматеріали, Кіральні структури, Обертання поляризації.

Polarization and Resonance Behavior Regularities for Metasurface with Circular Holes

A.O. Perov

*O.Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics NAS of Ukraine, 12 Akad. Proskura Str.,
61085 Kharkiv, Ukraine*

The fishnet metasurface formed by a system of periodically perforated screens with circular holes is considered. It is shown that, with an appropriate choice of geometric parameters, it is possible to realize various operating conditions for the structure. It can be realized spatial angular filter, linear polarization rotator, or linear polarization transducer into circular or elliptical one. An explanation of the discussed phenomena was carried out using the method of generalized scattering matrices and taking into account the peculiarities of the natural mode spatial distributions caused by the periodical cell symmetry of the considered metasurface.

Keywords: Metamaterials, Chiral structures, Polarization rotation.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРЫ

1. S.A. Mousavi, E. Plum, J. Shi, N.I. Zheludev, *Sci. Reports* **5**, 8977 (2015).
2. B.A. Munk, *Frequency Selective Surfaces. Theory and Design* (N.Y.: Wiley: 2000).
3. T.K. Wu, *Frequency Selective Surface and Grid Array* (N.Y.: Wiley: 1995).
4. T.W. Ebbesen, H.J. Lezec, H.F. Ghaemi, T. Thio, P.A. Wolff, *Nature* **391**, 667 (1998).
5. A.O. Perov, A.A. Kirilenko, S.L. Senkevich, *Telecomm. Radio Eng.* **70** No 6, 471 (2011).
6. R. Gordon, A.G. Brolo, A. McKinnon, A. Rajora, B. Leathem, K.L. Kavanagh, *Phys Rev. Lett.* **92**, 037401 (2004).
7. X. Xiao, Y. Li, B. Hou, B. Zhou, W. Wen, *Opt. Lett.* **37**, 3594 (2012).
8. A.O. Perov, A.A. Kirilenko, V.N. Derkach, *IEEE Antenn. Wirel. PR.* **16**, 117 (2016).
9. Y.L. Zhang, W. Jin, X.Z. Dong, Z.S. Zhao, X.M. Duan, *Opt. Express* **20** No 10, 10776 (2012).
10. R. Zhao, L. Zhang, J. Zhou, Th. Koschny, C.M. Soukoulis, *Phys. Rev. B* **83**, 035105 (2011).
11. Z. Li, R. Zhao, T. Koschny, M. Kafesaki, K. Boratay, A. E. Colak, H. Caglayan, E. Ozbay, C.M. Soukoulis, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 081901 (2010).
12. D. Zarifi, M. Soleimani, V. Nayyeri, J. Rashed-Mohassel, *IEEE T. Antenn. Propag.* **60**, 5768 (2012).
13. T. Li, H. Liu, S.M. Wang, X.G. Yin, F.M. Wang, S.N. Zhu, X. Zhang, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 021110 (2008).
14. A.A. Kirilenko, A.O. Perov, N.G. Don, *European Microwave Conference (EuMC 2009)*, 822 (Rome: 2009).
15. J.A. Reed, D.M. Byrne, *J. Opt. Soc. Am. A* **15** No 3, 660 (1998).
16. A.O. Perov, Y.K. Sirenko, N.P. Yashina, *PIER* **46**, 33 (2004).
17. J.F. Cornwell, *Group Theory in Physics: An Introduction* (N.Y.: Academic Press: 1997).