

УДК 537.874.6, 537.86.029.65/.79

С. А. Кузнецов^{1,2}, А. В. Аржанников^{1,2}, М. К. А. Тумм¹

¹ Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

² Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия

E-mail: SAKuznetsov@nsm.nsu.ru

ОСОБЕННОСТИ ДИФРАКЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА РЕГУЛЯРНО-ПЕРИОДИЧЕСКИХ ИНДУКТИВНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ*

Рассмотрены ключевые положения электродинамики планарных металлизированных микроструктур с регулярно-периодическим топологическим рисунком индуктивного типа, ориентированных на использование в качестве частотно-селективных фильтров терагерцового диапазона. Рассмотрение проведено на примере низко- и высокоаспектных структур с топологией дипольных щелей. Анализ спектральных характеристик таких структур при различных толщинах и размерах щелевых ячеек осуществлен на основе компьютерного моделирования с использованием полноволнового электродинамического симулятора ANSYS HFSS™. По итогам данного моделирования обсуждены электродинамические особенности структур, изготовленных методами LIGA-технологии в Сибирском центре синхротронного и терагерцового излучений. Представленные результаты могут быть использованы при разработке микроструктурных фильтров с оптимизированными частотно-селективными характеристиками.

Ключевые слова: электродинамическое моделирование, периодические структуры, частотно-избирательные поверхности, квазиоптические фильтры, терагерцовое излучение, LIGA-технология.

Введение

Планарные металлизированные микроструктуры (ММС) с регулярно-периодическим топологическим рисунком субволновых ячеек служат эффективным инструментом для управления дифракционными характеристиками пучков излучения в диапазоне субтерагерцовых и терагерцовых частот электромагнитного спектра [1]. В ряде случаев получение таких структур с требуемыми селективными свойствами оказывается перспективным при использовании методов LIGA-технологии [2]. Эти методы были успешно применены нами при создании микроструктурных субтерагерцовых фильтров на основе самонесущих индуктивных ММС металлического и псевдоме-

таллического типов, что нашло отражение в работе [3]. Отметим, что описанное в работе [3] исследование относится к технологии изготовления таких планарных ММС и экспериментальному изучению их спектральных характеристик.

Настоящая работа нацелена на детальное изложение ключевых положений электродинамики регулярно-периодических ММС, которые важны для понимания спектрального «отклика» этих микроструктур, представленных в работе [3], и служит необходимым теоретическим дополнением к ней. Представленный анализ выполнен на примере индуктивных структур с топологией дипольных щелей и проведен с привлечением полноволнового электродинамического симулятора ANSYS HFSS™, позволяющего,

* Работа выполнена при поддержке гранта 11.G34.31.0033 Правительства РФ.

в частности, корректно отследить трансформацию спектральных характеристик ММС при изменении толщины структуры и размеров щелевых ячеек. Данная работа может представлять интерес для специалистов, участвующих в разработках в области микроструктурной оптики для миллиметрового, терагерцового и дальнего ИК диапазонов.

Основы электродинамики регулярно-периодических ММС

Исторически идея использования металлических структур для управления характеристиками распространяющихся электромагнитных волн активно прорабатывалась с появлением электродинамики сверхвысоких частот (СВЧ). К семидесятым годам XX в. были развиты, в частности, базовые теории волноводных диафрагм и микрополосковых линий передачи, позволяющие предсказывать спектральный отклик волноводящих структур в зависимости от геометрической формы субволновых металлических препятствий, расположенных на пути распространения волны [4; 5]. Последующее развитие технологии рефлекторных СВЧ-антенн, а также освоение дальнего ИК, субмиллиметрового (терагерцового) и коротковолновой части миллиметрового диапазонов электромагнитного спектра со свойственной им квазиоптической техникой потребовали адаптации и развития используемых ранее подходов на случай сверхразмерных пучков излучения, распространяющихся в свободном пространстве [6]. В этом контексте регулярно-периодическую ММС можно рассматривать как сверхразмерный аналог волноводной диафрагмы, периодически размноженной в латеральной плоскости структуры, топологический рисунок ячеек которой целиком определяет характеристики рассеянного поля. Регулярно-периодические ММС субволновой топологии, получившие в дальнейшем в антенной технике название «частотно-избирательные поверхности» [7], были впервые применены в качестве эффективных частотных фильтров терагерцового и дальнего ИК диапазонов в феноменологических пионерских работах Р. Ульриха [8; 9]. Эти работы оказались основополагающими для последующей практики создания микроструктурных фильтров для различных приложений [10].

Ниже изложены основные положения электродинамики регулярно-периодических ММС индуктивного типа. Последние формируются путем регулярно-периодической перфорации отверстий в плоском металлическом слое.

1. Моды Флоке

В строгом аналитическом подходе электродинамические характеристики двумерной регулярно-периодической структуры, бесконечно протяженной в латеральной плоскости, обычно рассчитываются с использованием спектрального формализма Флоке [7; 11–14]. Данный подход обобщает классическую теорию дифракционных решеток, базирующуюся на скалярной теории дифракции Кирхгофа [15], которая становится неприменима в случае, когда период структуры оказывается меньше или равен масштабу длины волны излучения λ . В формализме Флоке электромагнитное поле, рассеянное регулярно-периодической структурой, представляется в виде суперпозиции мод Флоке, которые являются собственными модами структуры. Эти моды представляют собой плоские волны, выступающие аналогом пространственных Фурье-гармоник, каждая из которых удовлетворяет теореме Флоке. Данная теорема утверждает, что при трансляции поля в плоскости периодической структуры на величину, кратную периоду расположения элементарной ячейки, описание электромагнитного поля инвариантно с точностью до некоторого комплексного множителя. Теорема позволяет выразить следующим образом скалярный потенциал ψ_{mn} поля (m, n)-й моды Флоке ($m, n \in N$) для ММС общего вида, элементарные ячейки которой расположены с неодинаковой периодичностью G_x и G_y вдоль осей X и Y декартовой системы координат соответственно, и имеют в общем случае отличный от $\pi/2$ угол упаковки η (рис. 1):

$$\begin{aligned} \Psi_{mn}(x, y, z) &= \\ &= \exp[-i(\alpha_m x + \beta_{mn} y + \gamma_{mn} z)], \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} \alpha_m &= k_x + \frac{2\pi m}{G_x}, \\ \beta_{mn} &= k_y + \frac{2\pi n}{G_y} - \frac{2\pi m}{G_x \cdot \operatorname{tg} \eta}, \end{aligned}$$

$$\gamma_{mn} = \begin{cases} \sqrt{k^2 - (\alpha_m^2 + \beta_{mn}^2)}, & \text{если } k^2 \geq (\alpha_m^2 + \beta_{mn}^2), \\ -i \sqrt{(\alpha_m^2 + \beta_{mn}^2) - k^2}, & \text{если } k^2 < (\alpha_m^2 + \beta_{mn}^2). \end{cases}$$

Здесь подразумевается, что лежащая в плоскости XY структура возбуждается плоской волной с произвольным направлением волнового вектора

$$\vec{k} = (k_x, k_y, k_z) = (k \sin \theta \cos \phi, k \sin \theta \sin \phi, k \cos \theta),$$

где $k = |\vec{k}| = 2\pi/\lambda$, а зависимость поля от времени задается через угловую частоту ω экспонентой вида $\exp(i\omega t)$. Угол падения θ определяется как угол между вектором \vec{k} и нормалью к поверхности ММС (направленной вдоль оси Z), а азимутальный угол ϕ есть угол между осью X и проекцией вектора \vec{k} на плоскость XY (см. рис. 1). Исходя из выражения (1) для скалярного потенциала, выражения для электрического поля ортонормированной (m, n) -й моды Флоке представляются в следующем виде:

для ТЕ поляризации

$$\vec{E}_{mn}^{TE} = \frac{1}{\sqrt{G_x G_y}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\alpha_m^2 + \beta_{mn}^2}} \times (\beta_{mn} \mathbf{e}_x - \alpha_m \mathbf{e}_y) \cdot \Psi_{mn}, \quad (2)$$

для ТМ поляризации

$$\vec{E}_{mn}^{TM} = \frac{1}{\sqrt{G_x G_y}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\alpha_m^2 + \beta_{mn}^2}} \times (\alpha_m \mathbf{e}_x + \beta_{mn} \mathbf{e}_y) \cdot \Psi_{mn},$$

где \mathbf{e}_x и \mathbf{e}_y – единичные векторы, направленные вдоль осей X и Y соответственно. При изменении значений индексов $m, n \in \mathbb{N}$ в диапазоне от $-\infty$ до $+\infty$ моды Флоке, даваемые выражением (2), образуют полный набор ортонормированных базисных функций, линейная суперпозиция которых позволяет описать поле в любой области пространства вне периодической структуры.

Отметим, что при вещественных значениях коэффициентов γ_{mn} (m, n) -я мода Флоке представляет собой незатухающую дифракционную гармонику, уходящую от поверхности структуры на бесконечность под некоторым углом, отличным от угла падения

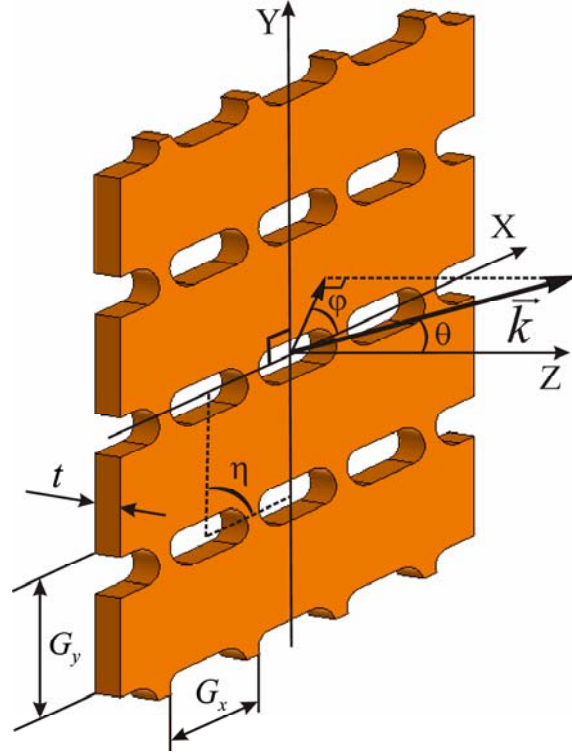


Рис. 1. К рассмотрению задачи дифракции электромагнитной волны на ММС в рамках строгого аналитического подхода

возбуждающей волны при $(m, n) \neq (0, 0)$. Напротив, мода с мнимым значением γ_{mn} соответствует так называемой «эванесцентной» волне, которая затухает при удалении от поверхности структуры (с постоянной затухания $|\gamma_{mn}|$). Очевидно, для любой заданной частоты спектр Флоке периодической структуры содержит конечное число дифракционных гармоник и бесконечное число эванесцентных.

2. Брэгговские частоты и дифракционная одномодовость

При использовании ММС в качестве частотно-селективных фильтров возбуждение высших дифракционных гармоник является негативным эффектом, поскольку приводит к дополнительным энергетическим потерям и в общем случае ухудшает селективные характеристики структуры. В этой связи наибольший практический интерес представляет эксплуатация ММС в одномодовом режиме, когда все моды являются эванесцентными, кроме моды $(0, 0)$.

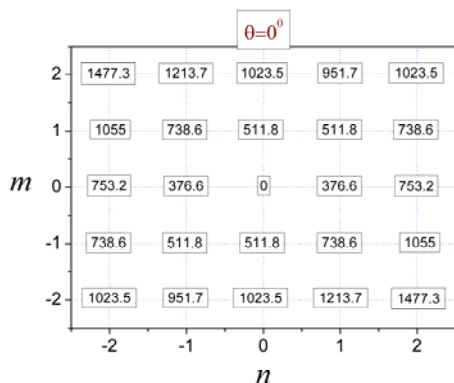
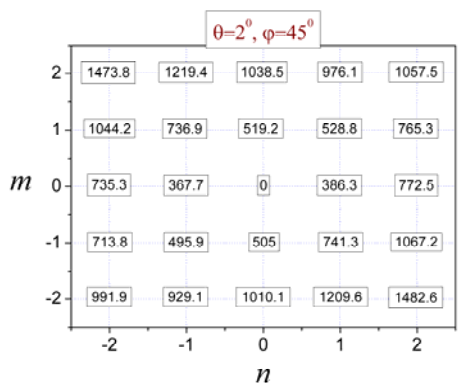
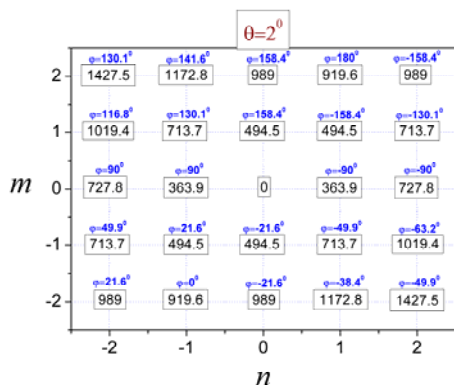


Рис. 2. Расчетная диаграмма частот возбуждения (в ГГц) мод Флоке с индексами (m, n) для структур из работы [3], изготовленных по РШ #1. Случай нормального падения. Мода $(0,0)$ – фундаментальная и является незатухающей при любой частоте



а



б

Рис. 3. Расчетная диаграмма частот возбуждения (в ГГц) мод Флоке с индексами (m, n) для структур из работы [3], изготовленных по РШ #1, для случаев наклонного падения: а – $\theta = 2^\circ, \varphi = 45^\circ$ (фиксированные значения); б – $\theta = 2^\circ$, значение φ соответствует минимально возможной брэгговской частоте для заданной моды (указано над значением частоты)

На рис. 2 приведен пример диаграммы частот возбуждения 25 гармоник Флоке, со-

ответствующих значениям индексов m, n в интервале от -2 до $+2$ ¹. Эта диаграмма частот рассчитана для структуры, изготовленной по рентгеношаблону (РШ) #1 со следующими геометрическими характеристиками: $G_x = 630$ мкм, $G_y = 796$ мкм, $\eta = \arctg(2G_y/G_x) \cong 68,41^\circ$ (см. работу [3]). Диаграмма относится к случаю нормального падения электромагнитной волны ($\theta = 0^\circ$). Под частотой возбуждения гармоники здесь понимается частота, выше которой мода переходит из эванесцентной в свободно распространяющуюся волну. В теории периодических структур такая частота также называется частотой брэгговского резонанса или брэгговской частотой. В случае строгого совпадения частоты падающей волны с данной частотой волновой вектор возбуждаемой моды имеет нулевую z -компоненту, что соответствует волне, распространяющейся строго вдоль поверхности структуры. Из рис. 2 следует, что рассматриваемая структура работает в одномодовом режиме при частотах ниже 376,6 ГГц – частоты первого брэгговского резонанса, на котором происходит возбуждение двух первых незатухающих гармоник с индексами $(0, -1)$ и $(0, +1)$. Следующая брэгговская частота – 511,8 ГГц – соответствует возбуждению четырех гармоник с индексами $(-1, -1), (-1, 0), (+1, 0)$ и $(+1, +1)$.

Важной особенностью брэгговских частот является их сильная зависимость от углов падения волны (угла между вектором \vec{k} и нормалью к поверхности ММС). Уже при значениях этого угла $\theta \sim 1^\circ$ относительное смещение частоты может составлять процент и выше, что хорошо идентифицируется на терагерцовых спектрометрах и может быть использовано для диагностики угловых характеристик пучков излучения. По аналогии с рис. 2 на рис. 3, а приведена диаграмма частот брэгговских резонансов для тех же структур из работы [3], рассчитанная для случая углов падения $\theta = 2^\circ, \varphi = 45^\circ$. Заметим, что наклонное падение снимает модовое вырождение брэгговских резонан-

¹ Число гармоник Флоке с заданным индексом (m, n) , вообще говоря, четыре: две (ТЕ и ТМ) в области прохождения волны и две (ТЕ и ТМ) в области отражения. Поэтому в данном случае, рассматривая 25 гармоник, следует подразумевать $25 \times 4 = 100$ мод Флоке.

сов и приводит к различным значениям брэгговских частот для мод Флоке с различающимися индексами (m, n) .

В зависимости от значений θ и φ брэгговская частота соответствующей моды может смещаться выше или ниже аналогичной частоты для случая $\theta = 0^\circ$ (см. рис. 3, а). Вместе с тем при заданном значении θ для любой моды всегда существует некоторый угол $\varphi = \varphi_{\min}$, соответствующий минимальному значению брэгговской частоты (рис. 3, б). Данная частота всегда смещена в область более низких частот в сравнении с режимом $\theta = 0^\circ$. Таким образом, наклонное падение приводит к сужению области дифракционной одномодовости ММС и в общем случае не допускает эксплуатацию структуры при больших углах θ падения пучка излучения. Анализ показывает, что рассчитанный по значениям φ_{\min} , отнесенный к брэгговским частотам первых высших мод Флоке $(\pm 1, 0)$, $(0, \pm 1)$ и $(\pm 1, \pm 1)$, критерий дифракционной одномодовости может быть записан следующим образом:

$$\nu < \frac{c}{(1 + \sin \theta)} \times \min \left(\frac{1}{G_x \sin \eta}, \frac{1}{G_y}, \frac{\sqrt{G_y^2 + (G_x - G_y |\operatorname{ctg} \eta|)^2}}{G_x G_y} \right), \quad (3)$$

где ν – линейная частота излучения, c – скорость света. При эксплуатации ММС на любой частоте, удовлетворяющей критерию (3), структура не дает высших дифракционных гармоник, т. е. ее все моды Флоке являются эванесцентными, за исключением фундаментальной моды $(0, 0)$. Граничная частота, при которой неравенство (3) переходит в равенство, называется рэлеевской частотой или рэлеевской точкой дифракции. Знание рэлеевской частоты является важным при дизайне топологического рисунка микроструктурных фильтров.

3. Спектральные особенности ММС с топологией щелевых отверстий

Проиллюстрируем возможность использования ММС в качестве эффективных фильтров терагерцового излучения на примере структур со щелевыми отверстиями, латеральные периоды G_x и G_y , расположения ячеек которых, а также угол упаковки η со-

ответствуют указанным выше параметрам РШ #1 из работы [3]. Приведенные ниже результаты расчетов получены с использованием коммерческого пакета 3-мерного электродинамического моделирования ANSYS HFSS™ v.12². Данный пакет является хорошо известным программным продуктом класса «3D Full Wave Analysis», использующим метод конечных элементов для численного интегрирования уравнений Максвелла в частотной области. Моделирование проводилось на базе многопроцессорных станций компьютерного кластера Новосибирского государственного университета. При моделировании ММС как регулярно-периодических структур использован режим портов Флоке с периодическими граничными условиями («Master-Slave» Boundary Conditions), применяемыми к элементарной ячейке ММС. Последнее обеспечило корректность вычисления S -параметров структур как ниже, так и выше рэлеевской точки дифракции.

Эффекты, связанные с геометрической формой ячеек. Рассмотрим для начала тонкие (низкоаспектные) структуры с толщиной металлизации $t = 1$ мкм с целью отслеживания влияния ширины щелей b_y на спектральные характеристики ММС. Для определенности длину щелей зафиксируем на значении $b_x = 539$ мкм, соответствующем ММС#1 из работы [3]. На рис. 4 приведены 6 модификаций ММС с монотонным уменьшением ширины щелей b_y , от 539 (вырожденный случай круглых отверстий) до 15 мкм. Для указанных модификаций на рис. 5 показаны спектральные зависимости их энергетических коэффициентов пропускания $|S_{21}^{00}|^2$ (а), отражения $|S_{11}^{00}|^2$ (б), фазы пропускания $\operatorname{Arg}(S_{21}^{00})$ (в), коэффициента потерь $1 - |S_{21}^{00}|^2 - |S_{11}^{00}|^2$ (г), рассчитанные в частотном диапазоне 0-0,6 ТГц для нормально падающей $(0, 0)$ -моды Флоке, поляризованной перпендикулярно линии щелей ($\mathbf{E} \parallel \mathbf{Y}$). Для сравнения спектральное пропускание для представляющей меньший интерес ортогонально-поляризованной $(0, 0)$ -моды ($\mathbf{E} \parallel \mathbf{X}$) показано на рис. 5, д. Расчеты соответствуют цельнометаллическим струк-

² High Frequency Structure Simulator. ANSYS Corporation. URL: <http://www.ansys.com/>

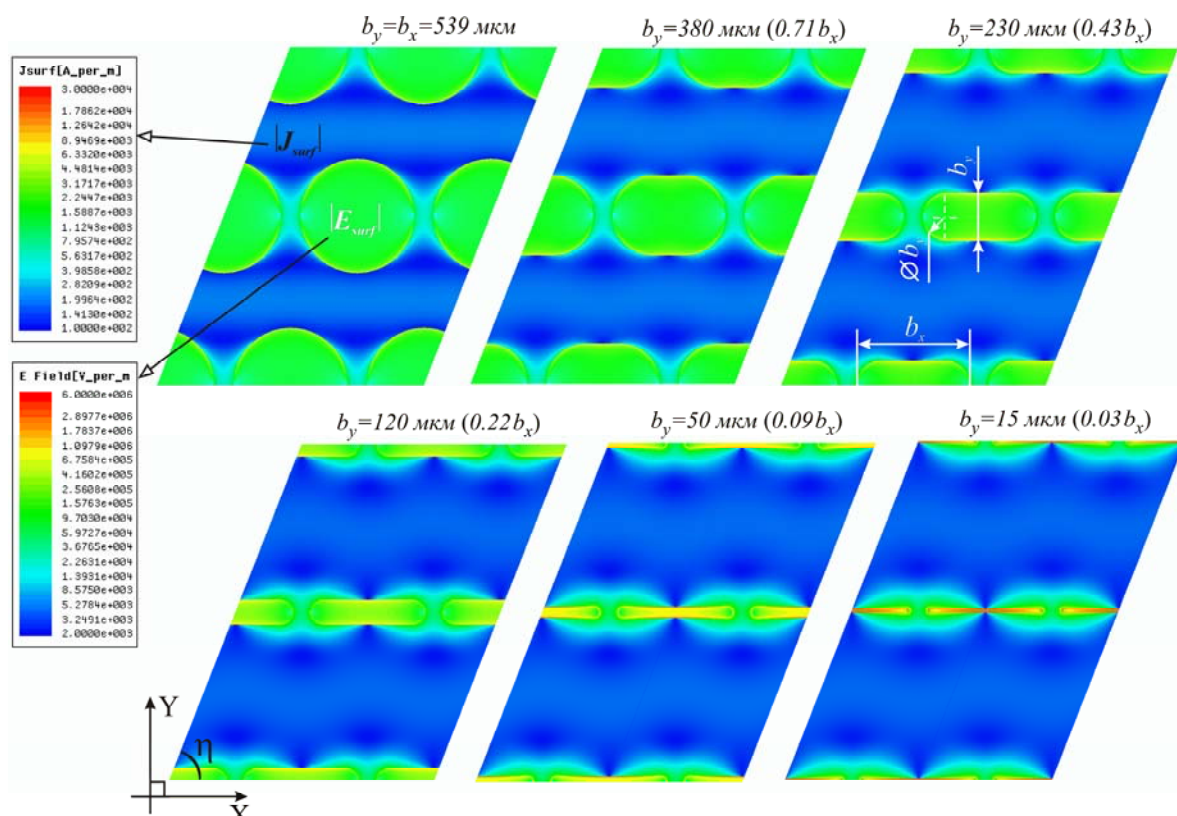


Рис. 4. Шесть модификаций ММС с монотонным уменьшением щелей b_y от 539 (круглые отверстия) до 15 мкм. Цветовые распределения соответствуют распределениям амплитуд электрического поля $|E_{surf}|$ на апертуре щелей (область щелей) и индуцированного поверхностного тока $|J_{surf}|$ (область металла) на частоте фундаментального резонанса пропускания ММС при возбуждении вертикально поляризованной волной ($E \parallel Y$, нормальное падение). Расчеты соответствуют 1 Вт мощности, падающей на элементарную ячейку ММС, что отвечает амплитуде поля падающей волны 38,8 кВ/м

турам с проводимостью $\sigma = 2 \cdot 10^7$ См/м (характерное значение проводимости для гальванически выращенной меди).

Приведенные на рис. 5 зависимости целесообразно пояснить, рассмотрев сначала вырожденный случай ММС с отверстиями круглой формы ($b_x = b_y = 539$ мкм). На малых частотах, когда длина падающей волны много больше размеров отверстий и латеральных периодов G_x , G_y , электромагнитная волна «слабо чувствительна» к наличию в металле перфораций, и поэтому вследствие эффективного возбуждения в ММС поверхностного тока (по аналогии с проводящей плоскостью) волна имеет близкий к единице коэффициент отражения. Этому соответствует исчезающе малое пропускание. С ростом частоты ν отражение падает, а пропускание $|S_{21}^{00}|^2$ растет приблизительно по квадратичному закону: $|S_{21}^{00}|^2 \sim \nu^2$. При моделировании ММС эквивалентной цепью

ее импеданс на низких частотах оказывается практически чисто индуктивным, что закрепило за такими структурами название «индуктивные», в отличие от комплементарных к ним «емкостных» ММС [1; 8; 10]. Отметим, что пропускание индуктивной ММС с круглыми отверстиями достигает близкого к 100 % максимума на частоте, располагающейся чуть ниже рэлеевской частоты, – точки 1-го брэгговского резонанса (в рассматриваемом нами случае это частота 376,6 ГГц). В то же время для рассматриваемого случая $b_x = b_y = 539$ мкм фундаментальный резонанс пропускания для Y-поляризованной моды приходится на частоту 341 ГГц. Близость резонанса пропускания к брэгговской частоте резко ограничивает практическое применение ММС с круглыми отверстиями для полосовой фильтрации ввиду сильной чувствительности брэгговской частоты к углу падения (см. выше). Улучшения угловой стабильности АЧХ структур удастся добиться за счет смещения

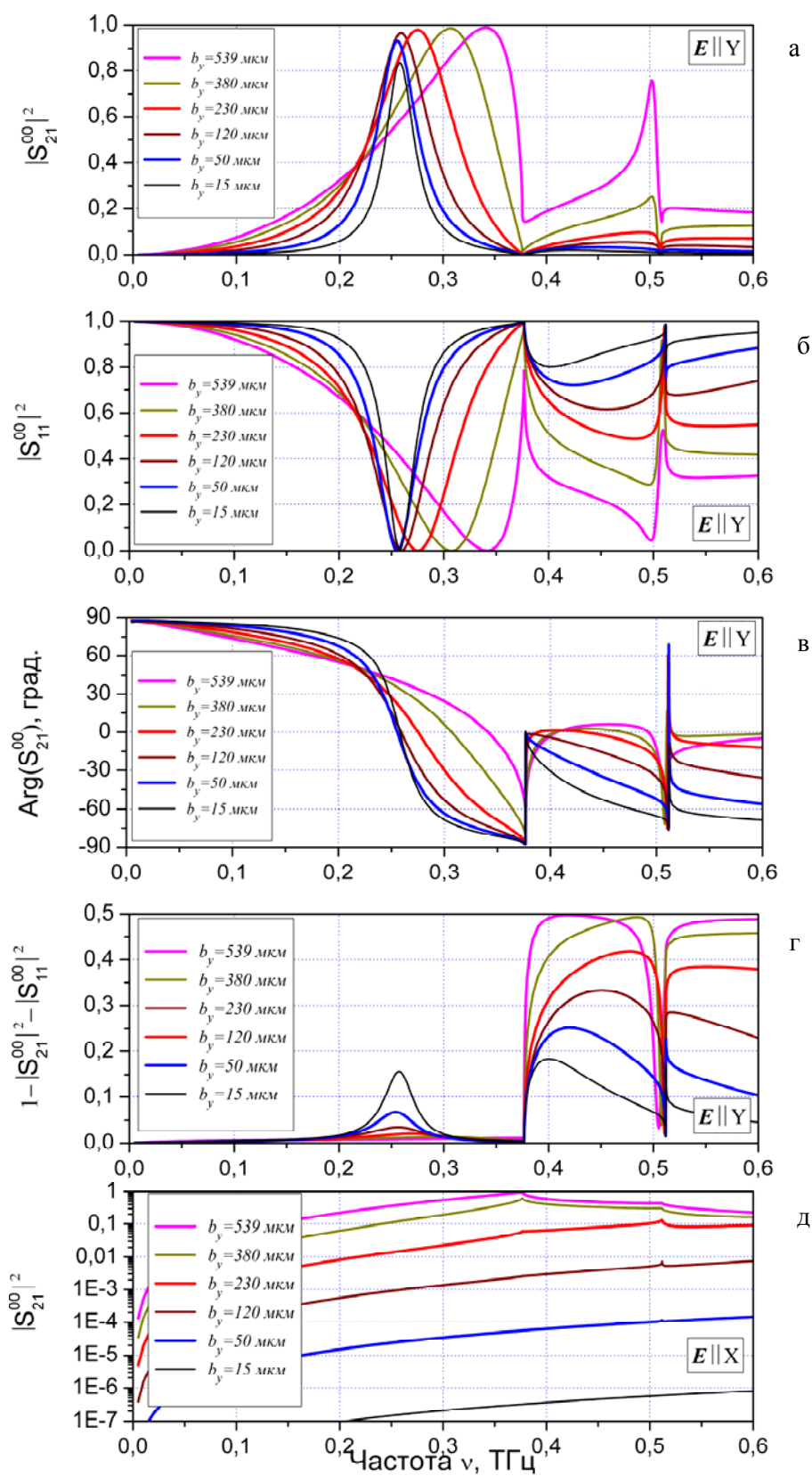


Рис. 5. Расчетные спектральные характеристики тонких ММС с топологией дипольных щелей при различных значениях ширины щелей b_y (нормальное падение). Латеральные периоды структур: $G_x = 630$ мкм, $G_y = 796$ мкм, угол упаковки $\eta = 68,41^\circ$, длина щелей $b_x = 539$ мкм, толщина металлизации $t = 1$ мкм, проводимость $\sigma = 2 \cdot 10^7$ См/м

фундаментального резонанса в область низких частот относительно рэлеевской точки дифракции. Последнее реализуется при уменьшении ширины щелей, которое также сопровождается одновременным сужением резонансной полосы (см. рис. 5). Данные эффекты легко объясняются в рамках эквивалентной LCR -модели структуры, в которой индуктивная ММС представляется параллельным резонансным контуром, шунтирующем свободное пространство как передающую линию [1; 8; 10]. Частота LC -резонанса, равно как и его относительная ширина, обратно пропорциональны \sqrt{C} , где C – эквивалентная погонная емкость ММС, возникающая вследствие разделения зарядов на противоположных сторонах щелей при возбуждении падающим электрическим полем. В основном приближении эквивалентная погонная емкость $C \sim 1/b_y$, т. е. ее значение, возрастает с уменьшением ширины щелей, что соответственно приводит к низкочастотному смещению и сужению фундаментального резонанса.

Следует отметить, что в отсутствие омических потерь индуктивная структура с идеальным топологическим рисунком сохраняет при нормальном падении 100 %-пропускание в точке фундаментального резонанса даже при устремлении к нулю геометрической площади отверстия S . В реальных периодических структурах с геометрическими дефектами и конечной проводимостью максимум пропускания, впрочем, все же падает с уменьшением S , однако гораздо более медленно, нежели это предсказывается по классической теории Бете дифракции на малых апертурах, утверждающей, что пропускание отверстия должно убывать пропорционально 4-й степени его размера [16]. Эффект высокой прозрачности индуктивной ММС при малой геометрической прозрачности его отверстий в литературе обычно называется «extraordinary transmission» или «enhanced transmission» [17–19] и связывается с резонансным усилением поля на апертуре отверстия, которое компенсирует снижение его геометрической прозрачности из-за доли площади отверстий в общей площади ММС. На рис. 4 показаны расчетные распределения амплитуд электрического поля $|E_{surf}|$ на апертуре щелей (область щелей) и индуцированного по-

верхностного тока $|J_{surf}|$ (область металла) на частоте фундаментального резонанса пропускания ММС. Расчеты соответствуют 1 Вт мощности, падающей на элементарную ячейку ММС, что отвечает амплитуде поля падающей волны 38,8 кВ/м. Можно видеть, что в случае круглых отверстий поле в области отверстия достигает ~ 500 кВ/м, т. е. коэффициент усиления поля волны составляет ~ 13 . Усиление возрастает с уменьшением ширины щелей, и в случае $b_y = 15$ мкм достигает уже ~ 160 крат. Отметим, что электромагнитное поле и индуцируемый поверхностный электрический ток сконцентрированы вблизи краев отверстий, поэтому для сохранения высоких селективных свойств ММС при их изготовлении нужно стараться минимизировать дефектность и неоднородность именно краев щелей и предъявлять менее жесткие требования к областям металла вдали от отверстий.

Таким образом, наличие максимума пропускания индуктивной ММС ниже точки первого брэгговского резонанса и достигающего, как правило, значений близких к единице связано с резонансным усилением поля на апертуре отверстий. Следует, впрочем, различать резонансы 2-х типов. Так, для ММС с отверстиями круглой формы (или в общем случае в форме правильных многоугольников) усиление обусловлено так называемым плазмон-поляритонным механизмом, суть которого заключается в накачке поля сильными поверхностными волнами, ассоциируемыми в первую очередь с эванесцентными модами Флоке $(\pm 1, 0)$, $(0, \pm 1)$, $(\pm 1, \pm 1)$, часть которых трансформируется в незатухающие угловые дифракционные гармоники при переходе через рэлеевскую точку дифракции. Отток в эти гармоники энергии из основной моды проявляется, в частности, в резком провале в пропускании на рэлеевской частоте, известном в феноменологии дифракционных решеток как «аномалия Вуда» [20]. Схожий механизм резонансного возрастания коэффициента пропускания с его последующим провалом проявляется также и для окрестности следующей брэгговской частоты, приходящейся для рассматриваемых ММС на 511,8 ГГц (см. рис. 5, *a*). Этот резонанс пропускания, впрочем, имеет значительно меньшую амплитуду, поскольку до 50 %

энергии уходит в высшие дифракционные гармоники, что подтверждается расчетом коэффициента потерь

$$1 - |S_{21}^{00}|^2 - |S_{11}^{00}|^2$$

для моды $(0, 0)$ ³ (рис. 5, з). Отметим, что плазмон-поляритонные резонансы связаны с когерентным откликом на электромагнитное возбуждение всей совокупности ячеек ММС и полностью обусловлены их регулярно-периодической структурой расположения. Нарушения регулярности структуры, равно как и уменьшение числа облучаемых ячеек [21], приводят к деградации данного типа резонанса.

Второй тип резонансного усиления поля – неплазмонный, он связан с собственным резонансом (резонансами) отдельных ячеек ММС. Этот резонанс не имеет прямой связи непосредственно с пространственной периодичностью структуры. Резонанс в таких ММС, называемых саморезонансными, обусловлен возбуждением стоячей волны на апертуре ячеек. Классический пример резонанса данного типа – дипольный резонанс в ММС с узкими щелевыми прорезами, имеющими место в половине из рассмотренных на рис. 4, 5 случаев. При возбуждении падающей волной узкая щель «резонирует» как некоторый диполь, когда на длине щели укладывается приблизительно половина длины волны λ . Расчет показывает (см. рис. 5), что при сужении щелей фундаментальный резонанс пропускания для Y-поляризации стабилизируется в окрестности 257 ГГц, это позволяет записать условие дипольного резонанса как $b_x \cong \lambda/2,17$. Отметим, что в промежуточном случае широких щелей резонанс пропускания определяется вкладом двух указанных механизмов.

Дополнительно среди общих особенностей индуктивных ММС, согласно рис. 5, можно отметить следующие.

При использовании ММС в качестве полосовых фильтров важной характеристикой выступает внеполосовое ослабление – сред-

няя прозрачность ММС со стороны высоких частот (выше удвоенной частоты основного резонанса). Последняя напрямую скоррелирована с геометрической площадью отверстий S и может быть описана некоторой квазилинейной функцией от S .

Особенности АЧХ структур хорошо отражаются и в их фазочастотных характеристиках (рис. 5, в). Так, в диапазоне от нулевой до рэлеевской частоты фаза пропускания тонкой ММС монотонно изменяется в диапазоне от $+90^\circ$ приблизительно до -90° , проходя через нуль в максимуме прозрачности. Таким образом, при отсутствии омических потерь проходящая сквозь идеальную структуру волна не испытывает ни амплитудных, ни фазовых изменений на частоте фундаментального резонанса пропускания. В этом случае ММС оказывается как бы «невидимой» для волны. Напротив, при прохождении точек брэгговских резонансов (аномалий Вуда) фаза испытывает резкие скачки и строго в самих точках не определена.

Рассмотренные на рис. 4, 5 структуры имеют анизотропный топологический рисунок, что проявляется в их различном спектральном отклике на Y- и X-поляризованное возбуждение. Для обеспечения хорошей полосовой фильтрации рабочей поляризацией должна быть Y-поляризация, т. е. поляризация, при которой индуцируемый ток претерпевает обтекание апертуры щели. Напротив, для X-поляризации сужение щелей приводит к тому, что линии тока становятся в среднем мало отличающимися от прямолинейных (как в случае неперфорированной проводящей плоскости), поэтому коэффициент отражения таких ММС для X-поляризованной моды очень быстро возрастает, а пропускание резко падает во всем диапазоне частот (рис. 5, д). В этой связи в данной работе случай X-поляризации считается малоинтересным и подробно не рассматривается.

Эффекты, связанные с конечной толщиной структуры. В контексте LIGA-технологических разработок представляется важным рассмотрение эффектов, связанных с влиянием толщины металлизации на АЧХ структур. Данные эффекты проиллюстрированы на рис. 6, где приведены рассчитанные для нормального падения зависимости спектрального пропускания Y-поляризованной моды Флоке $(0, 0)$ для 9 структур с тополо-

³ Обратим внимание на то, что собственно омические (недифракционные) потери для основной моды сравнительно малы (несколько процентов), за исключением точки основного резонанса пропускания, где диссипативные потери быстро возрастают при устремлении ширины щелей к нулю вследствие значительного роста амплитуды поверхностного тока вблизи краев отверстий.

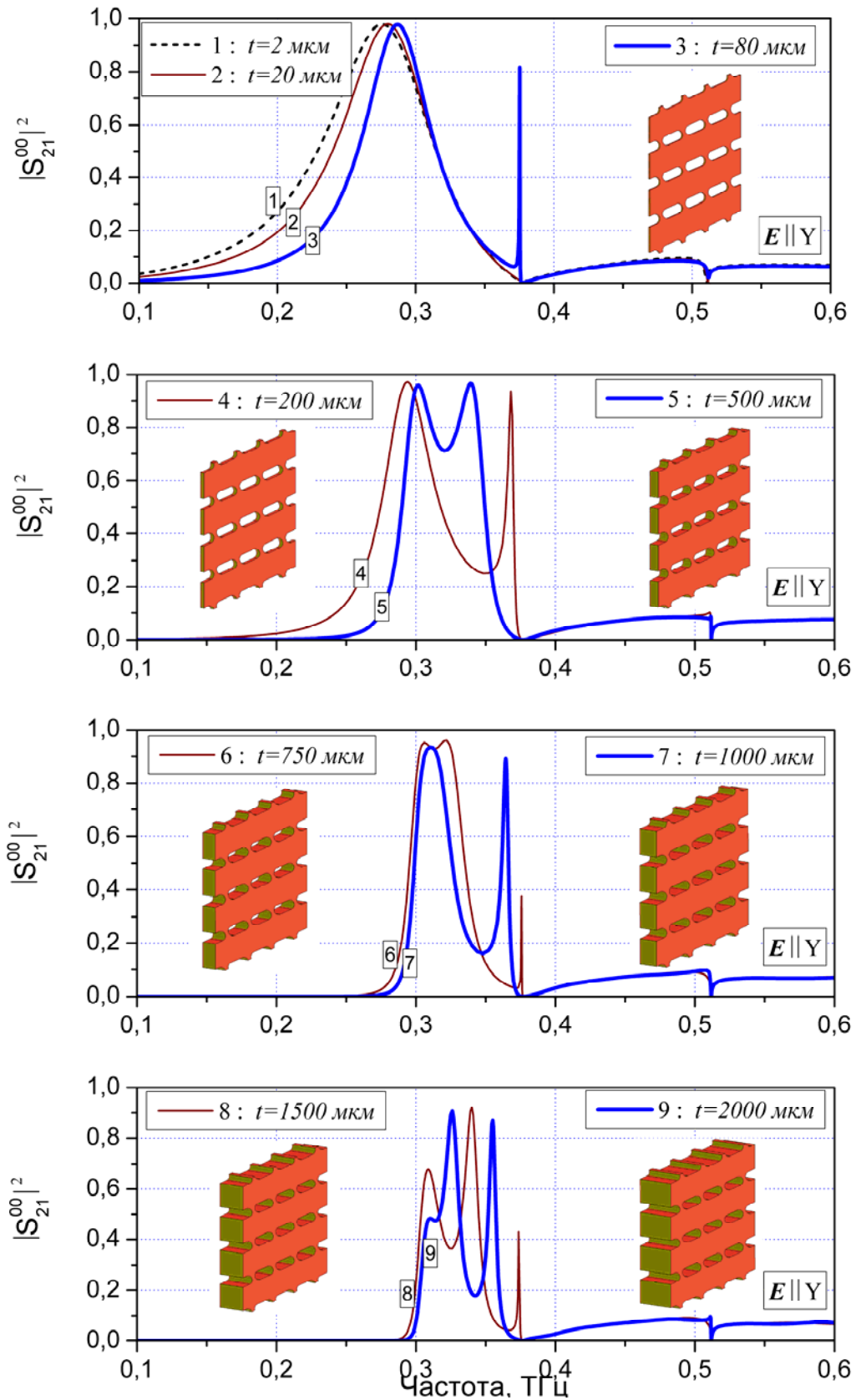


Рис. 6. Расчетные зависимости спектрального пропускания основной моды Флоке для ММС с топологией дипольных щелей при различной толщине металлического слоя t (нормальное падение, Y -поляризация). Латеральные периоды структур: $G_x = 630 \text{ мкм}$, $G_y = 796 \text{ мкм}$, угол упаковки $\eta = 68,41^\circ$, длина щелей $b_x = 539 \text{ мкм}$, ширина щелей $b_y = 230 \text{ мкм}$, проводимость $\sigma = 2 \cdot 10^7 \text{ См/м}$

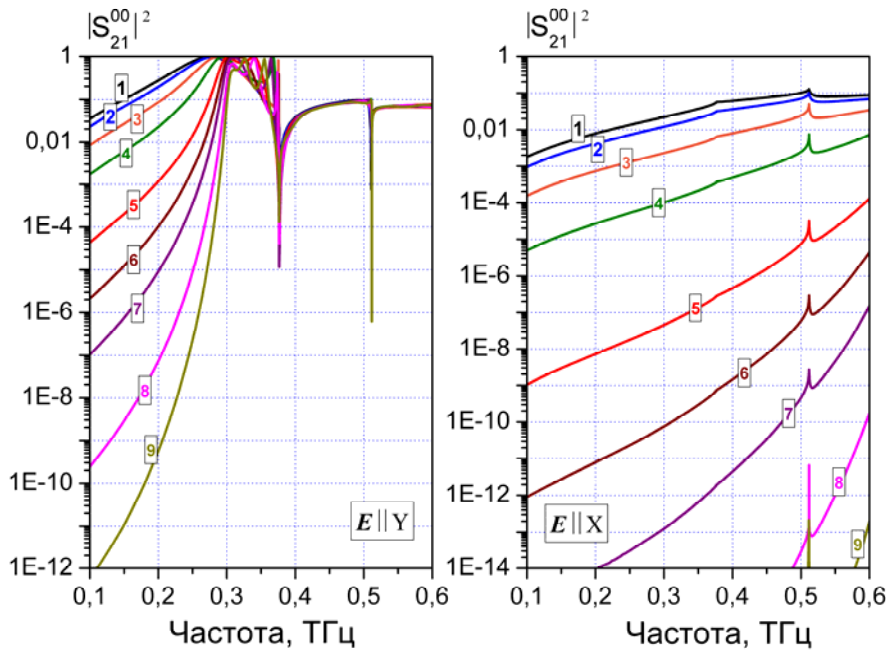


Рис. 7. Представление в логарифмическом масштабе спектральных зависимостей, показанных на рис. 6, (слева) с дополнением случая X-поляризации (справа)

гией ММС#1 при изменении толщины металлического слоя t от 2 до 2 000 мкм. Можно видеть, что постепенное увеличение толщины приводит к некоторому плавному смещению резонансной кривой в высокочастотную область, что сопровождается увеличением крутизны фронтов АЧХ. Одновременно происходит искажение резонансной полосы вследствие ее расщепления на несколько высокодобротных резонансов, число которых увеличивается с ростом толщины ММС. Заметим, что пропускание структур выше рэлеевской точки дифракции фактически не зависит от толщины металлизации.

Отмеченные особенности металлических структур с большой толщиной – результат совместного влияния двух следующих основных эффектов (см. также [2]).

1. Проявление волноводных свойств щелевых отверстий и связанного с ними эффекта волноводной отсечки. Действительно, в толстых ММС отверстия начинают работать как волноводы, низкочастотная граница работы которых для основной распространяющейся моды ограничена размером b_x . Так, для классического случая волновода с прямоугольным сечением $b_x \times b_y$, данная граница (частота отсечки ν_c) определяется как

$\nu_c = c/2b_x$ [4]. На частотах ниже отсечки ($\nu < \nu_c$) постоянная волноводного распространения

$$\beta = 2\pi\sqrt{\nu^2 - \nu_c^2}/c$$

становится мнимой, поэтому в этой области энергетическая прозрачность T толстой ММС падает с ростом толщины металлизации t экспоненциально в сравнении с прозрачностью T_0 тонкой ММС

$$T \approx T_0 \exp(-2t|\beta|),$$

что приводит к резкому росту крутизны низкочастотного фронта АЧХ (см. также рис. 7).

2. Эффект Фабри – Перо – возбуждение стоячих волн внутри элементарной волноводной ячейки вследствие частичного отражения проходящей волны от границ МСС, что приводит к модуляции спектрального пропускания. Добротность резонансов Фабри – Перо $\nu/\Delta\nu_{FP}$ оказывается выше для резонансов более высокого порядка вследствие увеличения коэффициента отражения $|S_{11}^{00}|^2$ структуры при удалении от точки дипольного резонанса:

$$\nu/\Delta\nu_{FP} \sim |S_{11}^{00}|/(1 - |S_{11}^{00}|^2).$$

Самый узкий резонанс Фабри – Перо наблюдается вблизи рэлеевской частоты, что на первый взгляд позволяет ассоциировать его с резонансом плазмон-поляритонного типа. Но узкий резонанс вблизи рэлеевской частоты отсутствует у тонких структур ($t = 2$ мкм, $t = 20$ мкм), что указывает на существенность влияния фактора конечной толщины ММС и не позволяет отнести его к чисто плазмон-поляритонному типу. При этом интересно, что данный высокочастотный резонанс появляется уже при толщине $t = 80$ мкм. Может показаться, что для объяснения его возникновения в рамках модели Фабри – Перо при частоте резонанса 375,2 ГГц такая толщина совершенно недостаточна, поскольку соответствует лишь $1/10$ от значения резонансной длины волны λ . Но детальное исследование показывает, что близость точки дифракции приводит к существенному изменению фазы отражения $\Delta\varphi_R$ на границе раздела ММС–вакуум, а в этом случае условие Фабри – Перо для резонансного пропускания $2\pi \cdot t/\lambda + \Delta\varphi_R = q \cdot \pi$, где q – целое, может быть удовлетворено для толщин, не кратных $\lambda/2$ (см. также [22]).

Итак, отметим, что увеличение толщины металлизации ММС является благоприятным для задач спектральной селекции, в которых требуется сильная дискриминация низких частот. С другой стороны, указанный негативный эффект частотной модуляции АЧХ ограничивает использование структур с большой толщиной металлизации. Обратим также внимание на то, что можно выделить некоторое оптимальное значение толщины t , обеспечивающее минимальное искажение АЧХ, – оно соответствует условию совпадения частоты второго резонансного минимума Фабри – Перо с рэлеевской точкой дифракции. Из рассмотренных на рис. 6 структур данному критерию наиболее близко соответствует ММС с толщиной $t = 750$ мкм. Аспектное отношение⁴ для такой структуры оказывается равным $\sim 8,2$.

Заключение

Итак, посредством полноволнового электродинамического моделирования в пакете ANSYS HFSS™ с использованием спектрального представления Флоке теоретически рассмотрены ключевые положения электродинамики субволновых металлизированных микроструктур индуктивного типа, сформированных регулярно-периодической перфорацией отверстий в плоском металлическом слое. В зависимости от параметров топологического микрорисунка такие ММС позволяют обеспечить эффективную частотно-полосовую фильтрацию излучения в диапазоне от миллиметровых волн до дальнего ИК. Для изготовления таких ММС применимы методы LIGA-технологии, развиваемые в Сибирском центре синхротронного и терагерцового излучений [2; 3]. Представленный теоретический анализ выполнен на примере низко- и высокоаспектных ММС с топологией дипольных щелей, соответствующих структурам из работы [3], для которых проведено детальное рассмотрение их электродинамических особенностей. Среди основных особенностей, которые важно учитывать при проектировании и создании микроструктурных фильтров, можно отметить следующие.

Режим дифракционной одномодовости ММС, характеризуемый отсутствием возбуждаемых этой структурой высших незатухающих дифракционных гармоник, реализуется на частотах ниже рэлеевской точки дифракции, которая определяется из соотношения (3). При переходе через рэлеевскую точку коэффициент пропускания фундаментальной (0, 0)-моды Флоке для индуктивной ММС претерпевает резкий и глубокий провал, известный как «аномалия Вуда», который обусловлен перекачкой энергии из (0, 0)-моды в первые незатухающие дифракционные гармоники поля. Использование ММС при наклонном падении потока излучения приводит к смещению рэлеевской частоты в низкочастотную область, что в общем случае может вызывать некоторое эффективное «наложение» «аномалии Вуда» на фундаментальный резонанс пропускания индуктивной ММС. В этом случае происходит сильная деградация фундаментального резонанса, если его частота близка к рэлеевской частоте, отнесенной к режиму нормального падения (см. [1]).

⁴ Под аспектным отношением микроструктуры принято понимать отношение ее толщины к минимальному топологическому размеру в латеральной плоскости.

Низкоаспектные индуктивные ММС с линейно-щелевыми отверстиями при возбуждении их излучением с поляризацией, перпендикулярной линии щелей, демонстрируют одиночный спектральный резонанс, расположенный ниже рэлеевской частоты. При нормальном падении излучения пропускание идеальной ММС на частоте данного резонанса близко к 100 % даже в случае сравнительно малой геометрической прозрачности ММС, рассчитанной по площади щелевых отверстий. Данный эффект обусловлен многократным (на 1–2 порядка) резонансным усилением поля на апертуре отверстий как за счет плазмон-поляритонного механизма, связанного с латеральной периодичностью структуры, так и вследствие «саморезонирования» отдельных ячеек ММС из-за возбуждения локальной стоячей волны на апертуре отверстия. Наибольшую удаленность частоты фундаментального резонанса от рэлеевской частоты демонстрируют ММС с узкими щелями, для которых максимум прозрачности достигается при условии $b_x \approx \lambda/2,17$, где b_x – длина щели. В отличие от структур с круглыми или эллиптическими отверстиями такие ММС представляют наибольший интерес для практики вследствие лучшей угловой стабильности их АЧХ при отклонении угла падения излучения от нормального. Кроме того, щелевая топология обеспечивает более сильное внеполосное ослабление и большую добротность фундаментального резонанса, улучшая частотно-полосовую селективность структуры.

Увеличение толщины металлического слоя ММС приводит к квазиэкспоненциальному возрастанию крутизны низкочастотного фронта АЧХ и соответствующему дополнительному подавлению низких частот в сравнении с тонкой ММС вследствие эффекта волноводной отсечки. В задачах частотной фильтрации это может активно использоваться для усиления низкочастотной дискриминации. Пропускание ММС со стороны высоких частот, впрочем, практически не зависит от толщины структуры. Из выявленных недостатков высокоаспектных структур с топологией дипольных щелей следует отметить искажение полосовой АЧХ и возникновение дополнительных более высокодобротных резонансов Фабри – Перо, расположенных ниже рэлеевской точки дифракции. Данный эффект ограничива-

ет использование ММС с большой толщиной металлизации, позволяя вместе с тем выделить некоторое оптимальное значение толщины с минимальной деформацией АЧХ. Оно соответствует условию совпадения частоты второго резонансного минимума Фабри – Перо с рэлеевской частотой.

Список литературы

1. *Kuznetsov S. A., Arzhannikov A. V., Gelfand A. V. et al.* Microstructured Quasi-Optical Selective Components for Subterahertz and Terahertz Applications // *Vestnik Novosibirsk State University. Series: Physics.* 2010. Vol. 5. Iss. 4. P. 79–90.
2. *Кузнецов С. А., Гольденберг Б. Г., Калинин П. В. и др.* Разработка медных сеточных структур для частотной и пространственной селекции ТГц-излучения новосибирского лазера на свободных электронах // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования.* 2009. № 9. С. 38–49.
3. *Кузнецов С. А., Генцелев А. Н., Гольденберг Б. Г. и др.* Создание методами LIGA-технологии микроструктурных фильтров субтерагерцового диапазона и исследование их селективных свойств // *Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика.* 2012. Т. 7, вып. 4. С. 25–42.
4. *Marcuvitz N.* Waveguide Handbook. IEEE Electromagnetic Waves Series. Peter Peregrinus Ltd., 1986.
5. *Gupta K. C.* Microstrip Lines and Slotlines. 2nd ed. Artech House Publishers, 1996.
6. *Goldsmith P. F.* Quasioptical Systems – Gaussian Beam, Quasioptical Propagation, and Applications. IEEE Press, 1998.
7. *Munk B.* Frequency Selective Surfaces: Theory and Design. N. Y.: Wiley, 2000.
8. *Ulrich R.* Far-Infrared Properties of Metallic Mesh and Its Complimentary Structure // *Infrared Physics.* 1967. Vol. 7. P. 37–55.
9. *Ulrich R.* Interference Filters for the Far Infrared // *Applied Optics.* 1968. Vol. 7. P. 1987–1996.
10. *Ade P. A. R. et al.* Review of Metal Mesh Filters // *Proc. SPIE.* 2006. Vol. 6275. P. 62750U-1–62750U-15.
11. *Arun K. Bhattacharyya.* Phased Array Antennas: Floquet Analysis, Synthesis, BFNs and Active Array Systems. Wiley-Interscience, 2006.
12. *Balanis C. A.* Modern Antenna Handbook. N. Y.: Wiley, 2008.

13. *Chen C.-C.* Transmission through a Conducting Screen Perforated Periodically with Apertures // *IEEE Trans. Microwave. Theory Tech.* 1970. Vol. MTT-18. No. 9. P. 627–632.
14. *Chen C.-C.* Transmission of Microwave through Perforated Flat Plates of Finite Thickness // *IEEE Trans. Microwave. Theory Tech.* 1973. Vol. MTT-21. No. 1. P. 1–6.
15. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973.
16. *H. A. Bethe.* Theory of Diffraction by Small Holes // *Phys. Rev.* 1944. Vol. 66. Iss. 7-8. P. 163–182.
17. *Ebbesen T. W., Lezec H. J., Ghaemi H. et al.* Extraordinary Optical Transmission through Sub-Wavelength Hole Arrays // *Nature.* 1998. Vol. 391. P. 667–669.
18. *Beruete M., Sorolla M., Campillo I. et al.* Enhanced Millimetre Wave Transmission through Subwavelength Hole Arrays // *Optics Lett.* 2004. Vol. 29. P. 2500–2502.
19. *Gordon R., Brolo A. G., Sinton D. et al.* Resonant Optical Transmission through Hole-arrays in Metal Films: Physics and Applications // *Laser & Photon. Rev.* 2010. Vol. 4. Iss. 2. P. 311–335.
20. *Lord Rayleigh.* Note on the Remarkable Case of Diffraction Spectra Described by Prof. Wood // *Philos. Mag. Series 6.* 1907. Vol. 14. Iss. 79. P. 60–65.
21. *Beruete M., Sorolla M., Campillo I. et al.* Increase of the Transmission in Cut-off Metallic Hole Arrays // *IEEE Microwave Wirel. Compon. Lett.* 2005. Vol. 15. P. 116–118.
22. *Pang Y., Genet C., Ebbesen T. W.* Optical Transmission through Subwavelength Slit Apertures in Metallic Films // *Optics Communications.* 2007. Vol. 280. No. 1. P. 10–15.

Материал поступил в редколлегию 13.11.2013

S. A. Kuznetsov^{1,2}, A. V. Arzhannikov^{1,2}, M. K. A. Thumm¹

¹Novosibirsk State University 630090 Novosibirsk, Russian Federation

²Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS 630090 Novosibirsk, Russian Federation

PECULIARITIES OF ELECTROMAGNETIC WAVES DIFFRACTION ON REGULAR-PERIODIC INDUCTIVE METALLIC STRUCTURES

We consider the key aspects in electrodynamics of planar metallic microstructures with a regular-periodic topological pattern of the inductive type intended for using as frequency-selective filters in the terahertz range. The consideration is carried out by the example of low- and high-aspect structures with the topology of dipole slots. The full-wave electromagnetic simulator ANSYS HFSS™ is employed to accurately model a spectral response of such structures at different slot-hole sizes and thicknesses of the bearing metallic layer. These simulations allow one to explain the electrodynamic peculiarities of the similar structures fabricated by the LIGA-technology in the Siberian Synchrotron and Terahertz Radiation Centre. The presented results can be further used when developing the microstructured filters with optimized frequency selective characteristics.

Keywords: electromagnetic simulations, periodic structures, frequency selective surfaces, quasi-optical filters, terahertz radiation, LIGA-technology.