

## ПОЛУЧЕНИЕ МЕТАМАТЕРИАЛОВ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ ГРАВИРОВКИ

© 2012 г. М. М. Назаров\*\*, канд. физ.-мат. наук; В. К. Баля\*; А. Ю. Рябов\*\*;  
И. Ю. Денисюк\*, доктор физ.-мат. наук; А. П. Шкуринов\*\*, канд. физ.-мат. наук

\* Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург

\*\* Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва

E-mail: \*denisiuk@mail.ifmo.ru, \*\*nazarovmax@mail.ru

Рассмотрены результаты формирования решеток резонансных и широкополосных планарных элементов – метаматериалов, выполняющих функцию полосовых фильтров, поляризаторов терагерцового диапазона, выполненных методом прямой лазерной гравировки металлизированной полимерной пленки. Исследовано возбуждение поверхностного плазмона в перфорированном металлическом слое. Рассмотрены методы расчета таких структур, приведены результаты их экспериментального формирования, выполнено сравнение результатов расчета с экспериментом.

*Ключевые слова:* метаматериал, плазмон, лазерная гравировка, абляция, терагерцовое излучение, полосовой фильтр, поляризатор, миллиметровые волны.

Коды OCIS: 230.4555, 250.5403

Поступила в редакцию 19.01.2012

### Введение

В последнее десятилетие произошел существенный прогресс в экспериментальном получении материалов с отрицательными диэлектрической ( $\epsilon$ ) и магнитной ( $\mu$ ) проницаемостями. Правда, до сих пор такие проницаемости удавалось создать в узком диапазоне частот, на склоне спектров резонансного отражения или поглощения [1], что приводит к слишком большим потерям излучения. Уникальное действие таких материалов на проходящее излучение, теоретически предсказанное в трудах Веселаго [2, 3] и Пендри [4], возможно достичь на практике лишь при экспериментальной оптимизации их свойств.

Собственно метаматериалы как специфическая трехмерная среда сложны для создания, и потому в настоящее время исследования направлены на получение упрощенных структур, например двумерных, которые хотя и не имеют всех свойств метаматериала, но обладают рядом специфических свойств и при простоте изготовления могут быть использованы на практике.

Таким частным случаем метаматериала является планарный двумерный слой, в ко-

тором сформированы плоские резонаторы в виде щелей или более сложных металлических структур. Особенности такого материала определяются, в том числе, возбуждением плазмонов, локализованных в субволновых отверстиях металла. Подобные пленки известны как “частотно селективные поверхности” [5] и могут обладать “необыкновенным” пропусканием [5, 6].

В работах последних лет, например [7], такие структуры называют двумерными метаматериалами или просто – метаматериалами. Далее авторы принимают данный термин как общепринятый.

В видимом диапазоне излучений изготовление метаматериалов сопряжено со значительными трудностями технологического плана, поскольку необходимо формировать полоски шириной в десятки–сотни нанометров на значительной площади [8].

В то же время в терагерцовом (ТГц) диапазоне частот [9] характерные размеры возрастают на три порядка и составляют десятки микрометров, что позволяет изготавливать материалы методами традиционной фотолитографии. Это значительно повышает точность, упрощает их изготовление и позволяет полу-

чать образцы с суммарными размерами до десятков миллиметров.

В данной работе исследовано не только экстраординарное пропускание единичного слоя структуры метаматериала, но и методы получения массива субволновых структур (СВС) с использованием производительного оборудования, обеспечивающего изготовление метаматериалов на большой площади поверхности. В работе использован лазерный гравер, что позволило выполнить единичное изготовление заданных элементов достаточно большой площади, пригодных для практического применения.

### Проведение эксперимента по формированию структур

В соответствии с теоретическим обоснованием и расчетом, приведенными в конце статьи, были изготовлены образцы метаматериалов данного типа для ТГц области частот. Выбор оборудования определялся в значительной степени возможностью формирования структур на большой (до  $200 \times 200 \text{ мм}^2$ ) площади, что важно для их практического применения. В работе использовался лазерный гравер *Laser Graver LG 10F15*, обеспечивающий запись структур с разрешением до  $2,5 \text{ мкм}^{-1}$  ( $10160 \text{ dpi}$ ). Лазерный гравер предназначен для обработки термочувствительной пленки с целью формирования фотошаблонов: в этом случае обеспечивается максимальное разрешение записи. При обработке металлизированной пленки условия записи изменяются, однако общие закономерности, исследованные для термочувствительной пленки, справедливы и здесь.

Минимальная ширина линии обеспечивается при однократном проходе луча вдоль направления записи. При выполнении этого условия и оптимальной фокусировке несколько ниже поверхности в термочувствительной пленке формируются канавки треугольной V-образной формы, на дне которых можно получить линию минимальной шириной  $1,5 \text{ мкм}$ . На рис. 1 представлены такие линии: в проходящем свете – узкие линии ( $1,5 \text{ мкм}$ ), в отраженном свете – V-образные канавки, на дне которых видны сквозные линии. Приведен рисунок сечения V-образной канавки, где  $a = 30 \text{ мкм}$ ,  $b = 1,5 \text{ мкм}$ ,  $c = 8 \text{ мкм}$  – толщина обрабатываемого слоя.

В отличие от термочувствительной пленки, алюминированная пленка эффективно отражает

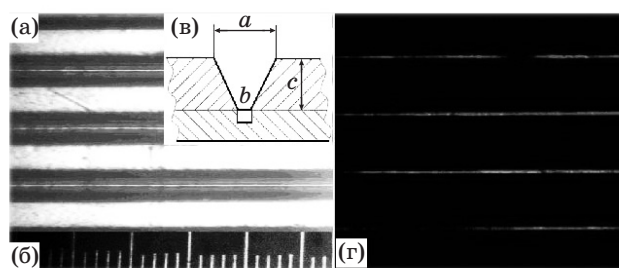


Рис. 1. Канавки треугольной формы. а – микрофотография канавок в отраженном свете, б – объект микрометр, в – сечение канавки, г – прозрачные полоски минимальной ширины в проходящем свете.

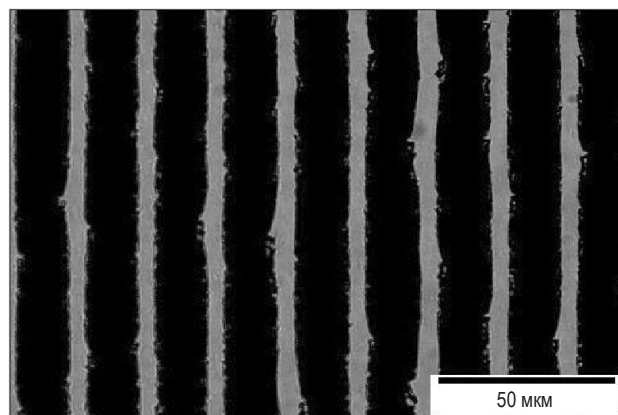
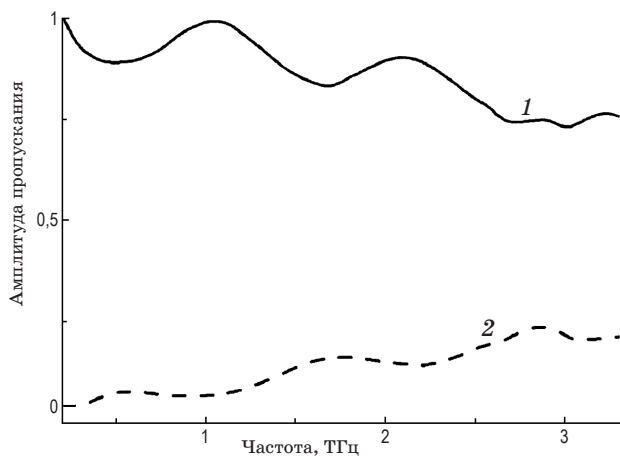


Рис. 2. Микрофотография поляризатора в проходящем свете.

излучение, однако выше некоторых температур отражающая способность падает за счет нагрева и испарения пленки. Удаление алюминия происходит не равномерно, а в отдельных точках. В результате форма линии оказывается неровной, рваной. Кроме того, слой алюминия нагревается и отрывается от пленки, что приводит к искажениям формы краевой поверхности. Результат получения прямых линий методом абляции алюминированного лавсана приведен на рис. 2.

Такие структуры эффективны для создания поляризаторов и полосовых фильтров субмиллиметрового диапазона длин волн. На фотографии (рис. 2) видно, что края полосок неровные, что обусловлено особенностями обработки металлической пленки. Неровности края на уровне  $4 \text{ мкм}$  определяют точность изготовления элементов, которая вполне достаточна для метаматериалов ТГц области, хотя и ниже,



**Рис. 3.** Спектр пропускания изготовленного “решетчатого поляризатора”. 1 – поляризация вдоль полосок, 2 – поляризация поперек полосок.

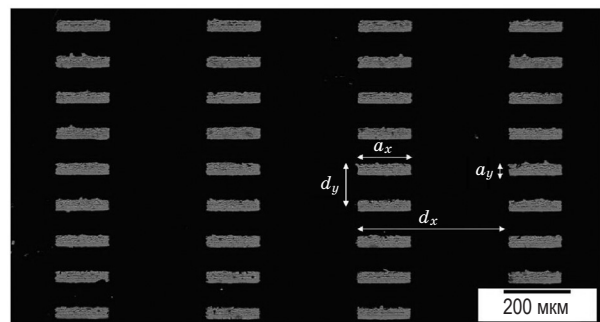
чем в случае обработки термочувствительной пленки.

На рис. 3 представлен спектр пропускания изготовленного “решетчатого поляризатора” [10], измеренный методом ТГц-TDS (измерение спектра методом временного разложения) [11] для двух ортогональных поляризаций.

Модуляция в спектре вызвана переотражением в подложке. Видно, что на высоких частотах (где перестает выполняться соотношение  $d/\lambda < 5$ ; здесь  $d$  – период микрополосок  $\lambda$  – длина волны) качество работы поляризатора падает. Принцип работы решетчатого поляризатора основан на согласовании импедансов свободного пространства и устройства, его спектральная характеристика имеет аналитическое описание [10].

### Методы измерения ТГц спектров

Измерения проводились на типичном импульсном ТГц спектрометре [11], преобразующем фемтосекундное излучение титан-сапфирового лазера в терагерцовые импульсы (ТГИ). Комбинация преобразователя (в данном случае поверхность GaAs [12]), детектора ТГИ (в данном случае электрооптический кристалл ZnTe) и линии задержки между ними образует спектрометр. Основная часть лазерного излучения используется в преобразователе, малая его часть (пробный луч) проходит через линию задержки и “включает” детектор на время порядка 100 фс, что обеспечивает режим выбор-



**Рис. 4.** Микрофотография полосового фильтра “А” в проходящем свете с параметрами  $d_x = 450$  мкм,  $d_y = 150$  мкм,  $a_x = 150$  мкм,  $a_y = 48$  мкм.

ки мгновенных значений. В эксперименте измеряется поле ТГц импульса в моменты времени, определяемые задержкой между ТГИ и пробным оптическим импульсом. Каждое измеренное значение – усреднение результатов детектирования множества одинаковых пар импульсов (ТГИ и пробный лазерный) при фиксированной задержке во времени между ними. Условия измерения следующие: шаг линии задержки 0,03 пс, время накопления для каждой точки 0,1 с, количество точек – 1024. С помощью преобразования Фурье из временного профиля ТГИ вычисляется комплексный спектр. Далее спектр излучения, прошедшего через образец, нормируется на опорный спектр (без образца) и получается спектр пропускания.

Кроме поляризатора были исследованы 5 структур фильтров, каждая из которых отличалась от базовой структуры “А” (рис. 4) только одним из размеров. Размеры областей, где была выжжена структура, варьировалась от  $2 \times 2$  см до  $0,5 \times 0,5$  см. Толщина пленки алюминия составила 40 нм. У всех измеряемых образцов толщина диэлектрической подложки 95 мкм. Показатель преломления  $n = 1,4$  и коэффициент поглощения  $\alpha \approx 7 \text{ см}^{-1}$  подложки были измерены на ТГц спектрометре.

### Механизм экстраординарного пропускания

Общие правила для создания метаматериалов и частотно-селективных структур состоят в следующем: размеры и период неоднородности в 5–7 раз меньше длины волны, требуются близкорасположенные и почти замкнутые СВС из диэлектрика и металла [8], образующие

контуры для тока. Поляризация излучения должна быть направлена поперек этих субволновых контуров. Обычно изготавливают слой из металлических структур, разделенный тонким слоем диэлектрика. При освещении таких структур в них возбуждаются поверхностные плазмоны, которые определяют отклик метаматериалов на электрическое поле (изменяется  $\epsilon$ ), протекание тока по изогнутой траектории в структуре приводит к появлению магнитного поля (к возможности изменить  $\mu$ ). Существующие сейчас ограничения: узкая рабочая область частот и сильное поглощение в ней, которое приводит к низкой добротности.

В данной работе исследовался массив щелей как частный случай СВС, который является элементом трехмерных метаматериалов. В общем случае для СВС в металлической пленке прохождение излучения сквозь нее очень мало. Однако прохождение будет сильно увеличено для тех частот, на которых падающая волна связывается с поверхностным плазмоном. При этом возбуждается аналогичный плазмон с обратной стороны пленки и дифрагирует в свободную (прошедшую) волну. Пропускание на соответствующей частоте оказывается даже выше, чем отношение суммы площадей всех отверстий к полной площади образца. Это явление известно в литературе как необыкновенное (*extraordinary*) пропускание (НП) [6].

Рассмотрим положение резонансных частот для НП СВС. Пусть  $d_x$  и  $d_y$  – периоды отверстий в металлической пленке в направлениях  $x$  и  $y$  (рис. 5), тогда волновой вектор поверхностного бегущего плазмона (БП), способного связываться с электромагнитной волной (за счет дифракции на такой структуре), описывается фазовым синхронизмом на поверхности [13]

$$\mathbf{k}_{\text{ПП}} = n_{\text{диэл}} \frac{\omega}{c} \sin(\theta) \mathbf{e}_t \pm m(2\pi/d_x) \mathbf{e}_x \pm n(2\pi/d_y) \mathbf{e}_y. \quad (1)$$

Здесь  $\theta$  – угол падения на структуру,  $m$  и  $n$  – целые числа,  $n_{\text{диэл}}$  – показатель преломления внешней среды, единичные векторы  $\mathbf{e}_i$  задают соответствующие направления. Для нормального падения следующее выражение определяет частоту электромагнитной волны, способной связываться с колебаниями поверхностных плазмонов (ПП) [14]

$$F_{n,m} = (c/n_{\text{диэл}}) \sqrt{n^2/d_x^2 + m^2/d_y^2}. \quad (2)$$

Здесь учитывается особенность ТГц диапазона, где  $\mathbf{k}_{\text{ПП}} = n_{\text{диэл}} \omega/c$ , поскольку диэлектри-

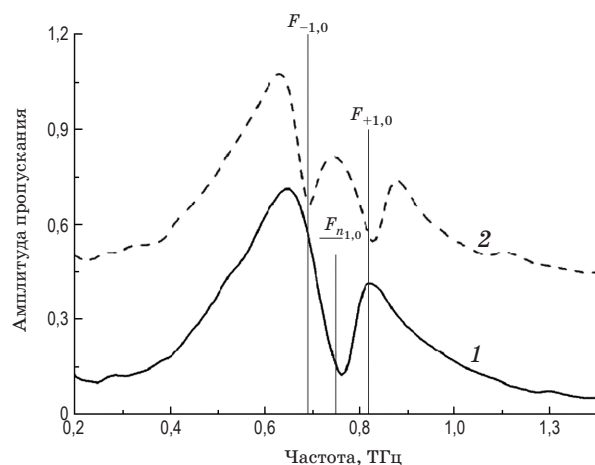


Рис. 5. Измеренный спектр пропускания субволновой структуры “А”.  $F_{n1,0}$ ,  $F_{-1,0}$ ,  $F_{+1,0}$  – расчетное положение плазмонных резонансов при нормальном падении и при падении под углом  $5^\circ$  (наклон вдоль оси  $x$ ). 1 –  $\theta = 0^\circ$ , 2 –  $\theta = 5^\circ$ .

ческая проницаемость в металле много больше, чем в любом диэлектрике, и дисперсионное соотношение для ПП не отличается от случая волны в свободном пространстве [13]. На частотах  $F_{n,m}$  в видимом диапазоне наблюдается максимум в пропускании [6], в ТГц же диапазоне наблюдается минимум [15]. Для ТГц диапазона наиболее существенным параметром СВС является длина неоднородности  $a_x$  (при длине щели, соизмеримой с половиной длины волны, происходит возбуждение локализованного плазмона (ЛП) [5, 15])

$$F_a = c/2a_x. \quad (3)$$

Отметим, что даже в аперiodических структурах [16] может наблюдаться резонанс пропускания, связанный с возбуждением ТГц ЛП.

### Амплитуда и фаза спектров пропускания

На частотах чуть ниже  $F_{n,m}$  (соответствующих возбуждению БП) во всех исследованных СВС наблюдается аномально большое пропускание ТГц излучения через такую пленку (рис. 5, 6) при поляризации излучения поперек длинной стороны отверстий. Положение резонансных минимумов пропускания согласуется со значениями, полученными по формуле (2) (для случая границы металл – воздух; для случая границы металл – подложка эти резонансы слабее и находятся на более высоких частотах). Для параметров структуры “А” (рис. 4)

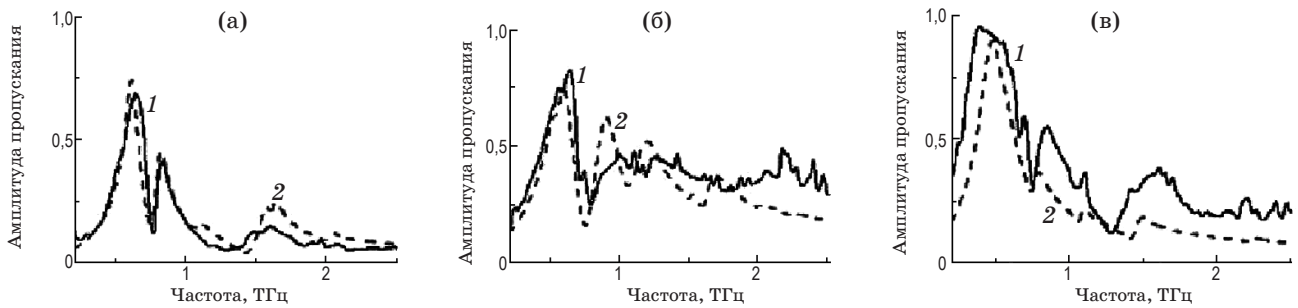


Рис. 6. Спектры пропускания структур. а – структура А, б – структура J, в – структура К. Сравнение эксперимента (1) и модели (2).

относительная площадь открытой части в металле составляет 0,1, при этом пропускание на резонансной частоте достигает значения 0,8.

Эксперимент с наклонным падением подтверждает дифракционную природу минимумов в пропускании, расщепление на два минимума описывается выражением (1).

### Анализ спектров необыкновенного пропускания

В подобных структурах три параметра (период, длина щели и угол падения) в наибольшей степени влияют на положение резонансной частоты: меняя угол падения, можно отделить вклад поверхностных БП от ЛП в необыкновенное пропускание. Положение резонанса БП определяется формулой (1), положение резонанса ЛП – формулой (3). В ТГц диапазоне частот ширина резонанса БП при возбуждении на периодической поверхности может составлять 30–10 ГГц [13], что должно быть хорошо различимо на фоне широкого пика ЛП. Действительно, повернув образец на  $5^\circ$  вокруг оси  $y$  (рис. 5), наблюдается, как узкий провал БП расщепляется на две части. Высокочастотная соответствует плазмону  $F_{1,0}$ , а низкочастотная часть соответствует плазмону  $F_{-1,0}$ , которые распространяются в противоположных направлениях.

### Метод описания эффективной проницаемости субволновых структур

В работе [17] авторы предложили использовать эффективную проницаемость слоя, изготовленного из идеального бесконечного проводника с квадратными в сечении отверстиями

$$\varepsilon(\omega) = \frac{\pi^2 d^2 \varepsilon_h}{8a^2} \left( 1 - \frac{\pi^2 c^2}{a^2 \omega^2 \varepsilon_h} \right), \quad (4)$$

где  $\varepsilon_h$  – диэлектрическая проницаемость вещества, заполняющего отверстия,  $d$ ,  $a$  – период и размер отверстий. Если в формуле (4) сделать замену

$$\varepsilon_\infty = \frac{\pi^2 d^2 \varepsilon_h}{8a^2}, \quad \omega_p = \frac{\pi c}{a \sqrt{\varepsilon_h}}, \quad (5)$$

получим аналог формулы Друде, но для эффективной диэлектрической проницаемости (ДП), причем плазменная частота  $\omega_p$  (эффективная плазменная частота) является частотой отсечки для квадратного волновода [18]. Для прямоугольных щелей в выражении (5) надо заменить  $d^2$  на  $d_x d_y$  и  $a$ , в зависимости от поляризации, на  $a_x$  или  $a_y$ . В формуле (5) не отражены свойства металла, поскольку рассматривается идеальный проводник – она учитывает только отношение площадей металла (см. табл. 1). Это значит, что формула для  $\varepsilon_\infty$  требует дополнительного множителя  $f(\varepsilon_{\text{metal}})$ , чтобы выполнялись предельные переходы для  $a \rightarrow d$  (получаем прослойку из вещества

Таблица 1. Размеры структур, где  $S_1 = a_x a_y$ ,  $S_2 = d_x d_y$

Образец	Параметры					$S_2/S_1$	$\varepsilon_\infty$
	$a_x$ , мкм	$a_y$ , мкм	$d_x$ , мкм	$d_y$ , мкм			
A	150	40	400	150	10	10400	
H	150	47	450	150	9,57	6600	
B	60	40	125	150	7,81	9500	
K	240	46	400	150	5,43	6600	
J	150	44	400	75	4,54	4000	

**Таблица 2.** Вычисляемые параметры

Параметр	Воздух				Подложка			
	$f_{(1,0)}$	$f_{(2,0)}$	$f_{(3,0)}$	$f_{(0,1)}$	$f_{(1,0)}$	$f_{(2,0)}$	$f_{(3,0)}$	$f_{(0,1)}$
Мода	$f_{(1,0)}$	$f_{(2,0)}$	$f_{(3,0)}$	$f_{(0,1)}$	$f_{(1,0)}$	$f_{(2,0)}$	$f_{(3,0)}$	$f_{(0,1)}$
Частота, ТГц	0,75	1,5	2,25	2	0,53	1,07	1,61	1,43
$\varepsilon_{d,j}$	800	50	100	800	70	500	200	6100
$\gamma_j$ , ТГц	0,06	0,1	0,06	0,08	0,06	0,1	0,06	0,15

с ДП  $\varepsilon_h$ ) и для  $a \ll d$  ( $\varepsilon_\infty \rightarrow \varepsilon_{\text{metal}}$ ). Отметим также, что выражение для  $\omega_p$  повторяет формулу (3) с учетом  $\omega = 2\pi f$ .

Другое существенное отличие от настоящего металла в том, что для реальной СВС получается  $\varepsilon_\infty \gg 1$ , а коэффициент затухания  $\gamma_p$  соизмерим с частотой излучения. Параметр  $\gamma_p$  будет определяться из аппроксимации экспериментальных данных. Отметим, что для всех структур  $\gamma_p = 0,01$  ТГц, при этом он был подобран так, чтобы форма амплитуды и фазы коэффициента пропускания в низких частотах спектра совпадала с экспериментальными данными.

Для описания НП в ТГц диапазоне модифицируем метод, предложенный в работе [15] на основе модели Фано [19], и эффективной проницаемости, рассмотренной выше. Модель Фано описывает резонанс, имеющий асимметричный профиль, возникающий в результате интерференции двух процессов (резонансного и нерезонансного); в данном случае это процессы “плазменный” (для ЛП) и дискретный (для БП). Конечный вид формулы для эффективной проницаемости следующий:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma_p\omega} \right) + \sum_j \varepsilon_{d,j} \frac{(\omega_{pl,j}^2 + \omega_p^2) - \omega^2 - i\gamma_j\omega}{\omega_{pl,j}^2 - \omega^2 - i\gamma_j\omega}, \quad (6)$$

где  $\omega_{pl,j}$  выражается по формуле (2),  $j$  обозначает конкретные числа  $m$  и  $n$  (т. е. порядки дифракции для возбуждения БП на этой конкретной частоте). В выражение (6) входят 4 неизвестных параметра ( $\varepsilon_\infty$ ,  $\gamma_p$ ,  $\varepsilon_d$ ,  $\gamma_j$ ), которые будут подбираться для описания экспериментальных результатов. Результаты представлены в табл. 1.

Спектр пропускания рассчитывался на основе известной диэлектрической проницаемости по формулам для трехслойной пластины

с учетом толщины  $d$  металлической пленки [20] и сравнивался с экспериментальными результатами.

На рис. 6 представлены экспериментальные и наложенные на них модельные графики амплитуды коэффициента пропускания (структур “А”, “J”, “К”).

Найденные параметры аппроксимации для БП приведены в табл. 2. При этом учитывались также БП, возбуждаемые на границе металл-подложка, случаи двух ортогональных падающих поляризаций излучения.

Параметры  $\varepsilon_\infty$  и  $\gamma_p$  для двух ортогональных падающих поляризаций были одинаковыми, так как исходя из формулы (5)  $\varepsilon_\infty$  не зависит от ориентации СВС.

Из выражения (5) и последних двух колонок табл. 1 видно, что неизвестный в модели множитель для наших структур составляет  $f(\varepsilon_{\text{metal}})$  примерно 1000.

Физический смысл формулы (6) состоит в том, что выше эффективной плазменной частоты (без учета резонансов) падающее излучение чувствует не металл, а диэлектрик ( $\varepsilon_\infty \gg 1$ ), поэтому оно проходит (пик в пропускании). Но ввиду большого коэффициента затухания  $\gamma_j$  графически пропускание имеет вид “колокола”, а не “ступеньки”, и максимальное значение вблизи частоты  $\omega_p$ . На резонансных же частотах, соответствующих возбуждению бегущих ПП, происходит поглощение падающего излучения. Из-за интерференции этих двух вкладов низкочастотный склон резонанса бегущего ПП “усиливает” резонанс ЛП, приводя к максимуму пропускания на частоте, сдвинутой относительно  $F_{n,m}$  на ширину резонанса БП.

По результатам анализа 5-ти структур можно проследить влияние каждого из размеров на неизвестные параметры (значения  $\varepsilon_\infty$ ,  $\gamma_p$ ,  $\varepsilon_{d,j}$ ,  $\gamma_j$  не определяются из существующих сейчас моделей). Результаты анализа приведены в табл. 3.

**Таблица 3.** Найденные параметры. Цифры в скобках – значения  $m$  и  $n$

Образец	Отличие от базовой структуры	$\epsilon_\infty$	$\epsilon_{(1,0)}$	$\gamma_{(1,0)}$	$\epsilon_{(0,1)}$	$\gamma_{(0,1)}$
A	—	10400	800	0,06	800	0,08
H	$d_x1,1$	6600	700	0,08	1000	0,2
J	$d_y0,5$	4000	600	0,08	100	0,1
K	$a_x1,8$	6600	700	0,08	300	0,1
B	$a_x0,4$ $d_x0,3$	9500	700	0,2	2400	0,4

Отметим, на данных тонких пленках кроме НП ожидается и усиление локализации БП [17]. Существенная проблема для использования плазмона в ТГц спектроскопии пленок и поверхностей – слабая локализация поля над поверхностью любого металла. Зная из формулы (6) эффективную проницаемость, получается усиление локализации в 2,4 раза по сравнению с гладкой поверхностью.

### Выводы

Исследован простой метод изготовления субволновых (для ТГц диапазона) отверстий (щелей) в металлических пленках на поли-

мерной подложке. Изготовленные структуры имеют резонансные особенности пропускания в ТГц диапазоне частот и обладают поляризационными свойствами. Необыкновенно большое пропускание в этих структурах связано с взаимодействием поверхностных и локализованных плазмонов. Подобные простые структуры, наложенные друг на друга в стопу, должны иметь отрицательный показатель преломления и являться основой для трехмерных метаматериалов. Объяснены особенности спектров (необыкновенного) пропускания СВЧ в тонкой пленке на подложке. Определены наиболее влиятельные параметры (размер длинной стороны отверстия) для изменения эффективной диэлектрической проницаемости искусственной субволновой структуры.

С практической точки зрения результаты демонстрируют изготовление ТГц устройств – полосовых фильтров и поляризаторов, методами лазерной гравировки. Размеры и параметры элементов пригодны для их практического применения, а метод изготовления прост и позволяет производить единичные элементы.

Исследование и оптимизация режимов обработки пленки показывают возможность изготовления элементов с характерным размером 7 мкм. Полосовой фильтр, выполненный данным методом, имел расчетные полосы пропускания, лежащие в диапазоне 0,4–2 ТГц, что перекрывает наиболее востребованную ТГц область.

\* \* \* \* \*

### ЛИТЕРАТУРА

1. *Smith D.R., Padilla Willie J., Vier D.C., Nemat-Nasser S.C., Schultz S.* Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 84. № 18. P. 4184.
2. *Веселаго В.Г.* Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями  $\epsilon$  и  $\mu$  // *УФН.* 1967. Т. 92. № 7. С. 517.
3. *Веселаго В.Г.* Перенос энергии, импульса и массы при распространении электромагнитной волны в среде с отрицательным преломлением // *УФН.* 2009. Т. 179. № 6. С. 689–694.
4. *Smith D.R., Pendry J.B., Wiltshire M.C.K.* Metamaterials and negative refractive index // *Science.* 2004. V. 305. № 5685. P. 788–792.
5. *Porterfield D.W., Hesler J.L., Densing R., Mueller E.R., Crowe T.W., Weikle R. M.* Resonant metal-mesh band-pass filters for the far infrared // *Appl. Opt.* 1994. V. 33. № 25. P. 6052.
6. *Ebbesen T.W., Lezec H.J., Ghaemi H.F., Thio T., Wolff P.A.* Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays // *Nature.* 1998. V. 391. № 6668. P. 667.
7. *Tao Hu, Bingham C.M., Strikwerda A.C., Pilon D., Shrekenhamer D., Landy N.I., Fan K., Zhang X., Padilla W.J., Averitt R.D.* Highly flexible wide angle of incidence terahertz metamaterial absorber: Design, fabrication, and characterization // *Phys. Rev. B.* 2008. V. 78. Issue 24. P. 241103-1–241103-4.

8. *Soukoulis C.M., Zhou J., Koschny T., Kafesaki M., Economou E.N.* The science of negative index materials // *J. Phys.: Condens. Matter.* V. 20. № 30. P. 304217.
  9. *Wang S., Garet F., Blary K., Lheurette E., Coutaz J.-L., Lippens D.* Experimental verification of negative refraction for a wedge-type negative index metamaterial operating at terahertz // *Appl. Phys.* 2010. Lett. 97. P. 181902-1–181902-3.
  10. *Zhang X.-C., Xu Jingzhou.* Introduction to THz wave photonics. N.Y.: Springer, 2010. 248 с.
  11. *Назаров М.М., Шкуринов А.П., Кулешов Е.А., Тучин В.В.* Терагерцовая импульсная спектроскопия биологических тканей // *Квант. электрон.* 2008. № 7. С. 647–654.
  12. *Назаров М.М., Шкуринов А.П., Ангелуц А.А., Сапожников Д.А.* Выбор нелинейных оптических и полупроводниковых преобразователей фемтосекундного импульса лазерного излучения в терагерцовый диапазон // *Известия ВУЗов. Радиофизика.* 2009. Т. 52. № 8. С. 595–606.
  13. *Nazarov M., Garet F., Armand D., Shkurinov A., Coutaz J.-L.* Surface plasmon THz waves on gratings // *C.R. Physique.* 2008 V. 9. № 2. March. P. 232–247.
  14. *Qu D., Grischkowsky D., Zhang W.* Terahertz transmission properties of thin, subwavelength metallic hole arrays // *Opt. Lett.* 2004. V. 29. № 8. P. 896–898.
  15. *Agrawal Amit, Valy Vardeny Z., Nahata Ajay.* Engineering the dielectric function of plasmonic lattices // *Opt. Exp.* 2008. V. 16. № 13. P. 9601.
  16. *Lee J.W., Seo M.A., Kang D.H., Khim K.S., Jeoung S.C., Kim D.S.* Terahertz electromagnetic wave transmission through random arrays of single rectangular holes and slits in thin metallic sheets // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 99. № 13. P. 137401.
  17. *Pendry J.B., Martin-Moreno L., Garcia-Vidal F.J.* Mimicking Surface Plasmons with structured surfaces // *Science.* 2004. V. 305. № 5685. P. 847–848.
  18. *Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П.* Теория волн. М.: Наука, 1979. С. 312.
  19. *Masson J.-B., Podzorov A., Gallo G.* Extended Fano model of extraordinary electromagnetic transmission through subwavelength hole arrays in the terahertz domain // *Opt. Exp.* 2009. V. 17. № 17. P. 15280–15291.
  20. *Борн М., Вольф Ф.* Основы оптики. М.: Наука, 1976. С. 583.
-