

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕТАМАТЕРИАЛА ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА

Ю.Е. Терехов¹, М.К. Ходзицкий², Г.В. Белокопытов¹

¹Московский Государственный Университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет

²Факультет фотоники и оптоинформатики НИУ ИТМО
yury.terekhov@phys.msu..ru

Метаматериалы, искусственные композитные среды с субволновыми резонаторами, позволяют получать желаемый резонансный отклик на внешнее электромагнитное излучение в широком диапазоне частот, от СВЧ до ультрафиолета. В связи с успехами в области генерации и регистрации излучения терагерцовых частот всё большую актуальность приобретает создание фильтров, модуляторов и направляющих структур, и использование метаматериалов является перспективным методом решения этих задач [1].

В настоящей работе теоретически, с помощью численного моделирования методом конечных элементов, и экспериментально, методом импульсной терагерцовой спектроскопии, исследован электромагнитный отклик набора метаплёнок (двумерных метаматериалов) составленных из периодически расположенных медных планарных П-образных резонаторов на диэлектрической подложке.

Слой меди толщиной 16 мкм методом ионно-вакуумного напыления наносился на подложку из ситалла толщиной 0,56 мм, на которую для улучшения адгезии предварительно напылялся слой хрома толщиной 10 нм. Фрагмент метаплёнки схематично представлен на рис. 1.

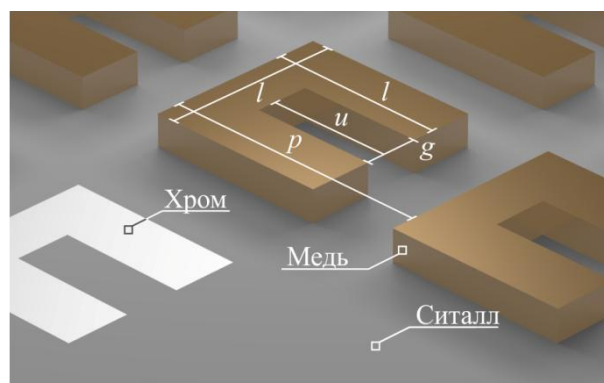


Рис. 1. Схематическое изображение структуры исследованной метаплёнки

Формирование массива П-образных резонаторов производилось методом лазерной гравировки. Точность гравировки 5 мкм. Образец состоит из 9 областей площадью $5 \times 5 \text{ мм}^2$, которые различались геометрическими параметрами резонаторов и параметрами решётки. Общий размер образца составляет $15 \times 15 \text{ мм}^2$.

Длина стороны l резонаторов составляла 50, 100 и 150 мкм и для каждой стороны относительная глубина зазора u/l принимала значения 0,3, 0,5 и 0,7 от стороны. Ширина зазора g для всех резонаторов составляла $0,3l$, период квадратной решётки резонаторов $p = 1,5l$. Таким образом, с изменением стороны резонатора ширина и глубина ёмкостного зазора и период расположения резонаторов пропорционально масштабировались.

Был выполнен расчёт отклика метаплёнки, неограниченной в поперечном направлении, на плоскую электромагнитную волну, падавшую по нормали к поверхности метаплёнки и электрическое поле которой было поляризовано перпендикулярно ёмкостным зазорам П-образных резонаторов. Для учёта частотной дисперсии материальных параметров меди использовалась модель Друде-Лоренца с параметрами из [2]. В результате расчётов с применением периодических граничных условий были получены коэффициенты прохождения по мощности. Детальная схема моделирования описана в [3].

Экспериментально спектры прохождения для метаплёнки были получены методом импульсной терагерцовой спектроскопии [4, 5] путем обработки временных зависимостей напряжённости поля прошедшей волны. Напряжённость регистрировалась с помощью балансного детектора, состоящего из двух фотоприёмников. Сканирование по времени обеспечивалось использованием линии задержки. Полученные временные зависимости корреляционного сигнала подвергались аподизации функцией Хаппа-Гензеля. Полученные путём преобразования Фурье частотные спектры комплексного амплитудного коэффициента прохождения $E_{обл}(ν) \exp(iφ_{обл}(ν))$ для различных областей образца нормировались на опорный спектр сигнала для свободного пространства (воздуха) $E_{возд}(ν) \exp(iφ_{возд}(ν))$. Отмечалось хорошее согласие результатов численного моделирования коэффициента прохождения и эксперимента.

Комплексный показатель преломления $\tilde{n} = n - ik$ для каждой из 9 областей рассчитывался по формулам:

$$\begin{aligned} n_{обл}(ν) &= 1 + \frac{c}{2πνd} (\varphi_{обл}(ν) - \varphi_{возд}(ν)), \\ \kappa_{обл}(ν) &= -\frac{c}{2πνd} \ln \frac{E_{обл}(ν)}{E_{возд}(ν)}, \end{aligned} \quad (1)$$

где c – скорость света, d – толщина образца. Результаты расчётов по формулам (1) для областей 4–6 представлены на рис. 2. Резонансы показателя поглощения соответствуют возбуждению основной моды колебаний в П-образных резонаторах, при которой заряды осциллируют в плоскости резонатора, подобно сосредоточенному колебательному контуру. Сдвиг резонансных частот обусловлен с одной стороны как простым масштабированием размеров резонатора [3, 6] (области 1, 4, 7; 2, 5, 8; 3, 6, 9), так и, с другой стороны, изменением глубины зазора резонатора (области 1, 2, 3; 4, 5, 6; 7, 8, 9) при постоянстве остальных геометрических параметров.

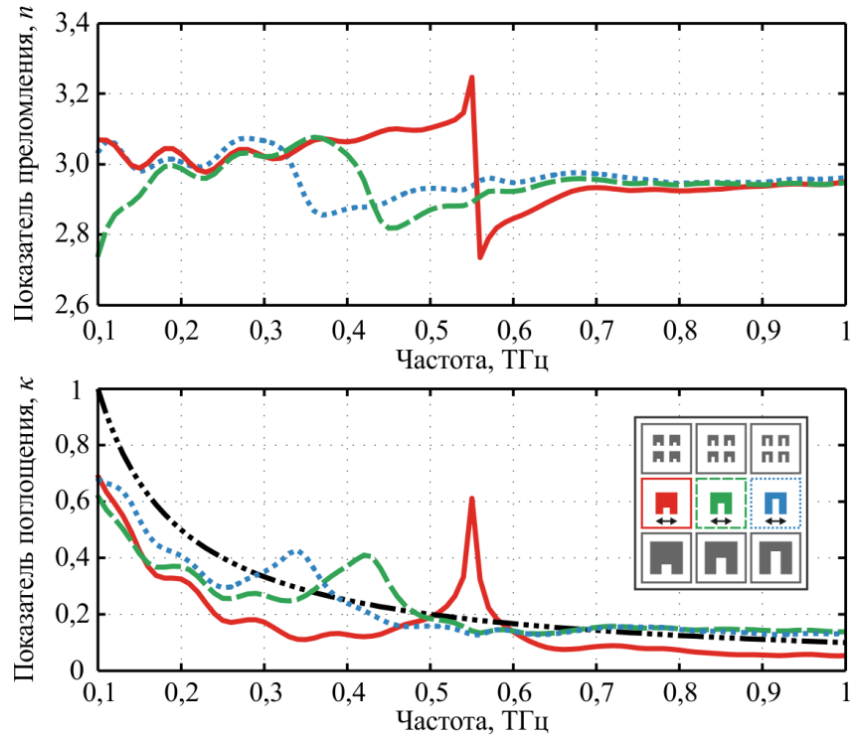


Рис. 2. Реальная (вверху) и мнимая (внизу) части комплексного показателя преломления метаплёнки на подложке для областей 4 (сплошная), 5 (пунктир) и 6 (точечная). Штрихпунктирная линия соответствует кривой $1/f$. На вставке схематическое изображение образца с 9 различными областями. Стрелочками обозначена поляризация падающего поля

Методика импульсной терагерцовой спектроскопии отличается значительной сложностью и весьма чувствительна к настройке системы. Кроме того, особенностью эксперимента явилось то, что поперечные размеры исследуемых образцов превосходили длины волны всего в несколько десятков раз, что также может вести к погрешностям. В связи с этим необходима проверка состоятельности полученных в эксперименте данных. Так как размеры резонаторов много меньше длины волны внешнего излучения, то метаплёнку можно рассматривать как гомогенную среду, характеризующую эффективной диэлектрической проницаемостью или, что эквивалентно, комплексным показателем преломления. При этом реальные и мнимые части этих характеристик должны быть связаны интегральными соотношениями Крамерса-Кронига [7,8]. Поскольку в эксперименте были получены спектры для сравнительно узкого диапазона частот, в то время как в соотношениях Крамерса-Кронига стоят полубесконечные пределы интегрирования, их прямое применение некорректно. В настоящей работе для проверки корректности полученных спектров комплексного показателя преломления был использован подход [9] в котором использовалась модифицированная комплексная функция преломления, определенная в соответствии с формулой:

$$fn(\nu) = [\tilde{n}(\nu) - \tilde{n}(\nu_{нач})][\tilde{n}(\nu) - \tilde{n}^*(\nu_{нач})][\tilde{n}(\nu) - \tilde{n}(\nu_{кон})][\tilde{n}(\nu) - \tilde{n}^*(\nu_{кон})], \quad (2)$$

где * означает комплексное сопряжение, $\nu_{нач}$ и $\nu_{кон}$ – начальная и конечная частоты исследуемого диапазона соответственно. Результаты проверки выполнения соотношений Крамерса-Кронига на примере областей 4, 5, 6 образца представлены на рис. 3.

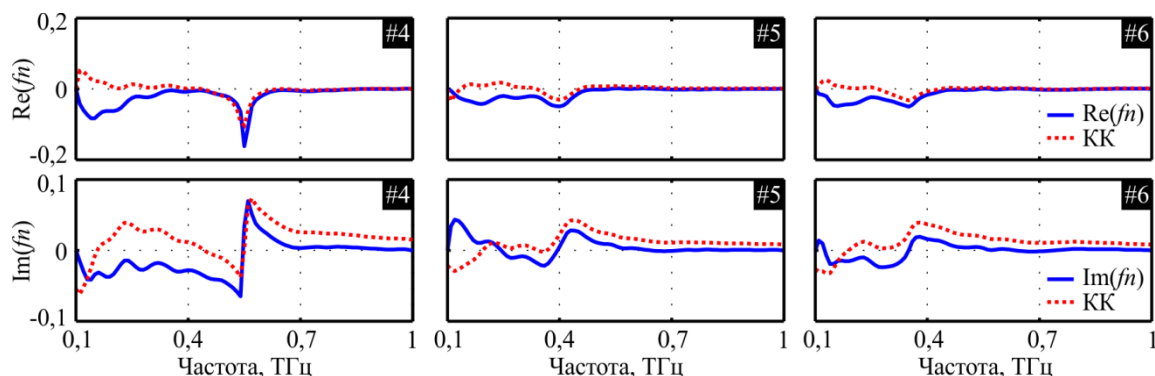


Рис. 3. Сравнение спектров реальных и мнимых частей функции f_n (сплошные линии) со спектрами, полученными с помощью соотношений Крамерса-Кронига (точечные линии) для областей 4, 5, 6

Наблюдаемое небольшое расхождение на низких частотах в большей степени обусловлено погрешностями на этапе проведения обработки временной зависимости и ей аподизации. Вместе с тем соотношения Крамерса-Кронига показывают хорошее соответствие на высоких частотах, подтверждая корректность полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chen H.-T., O'Hara J. F., Azad A. K., Taylor A. J. // *Laser. Phonon. Rev.* 2011. V. 4. No. 4. P. 513.
2. Zeman E. J., Schatz G. C. // *J. Phys. Chem.* 1987. V. 91. P. 634.
3. Терехов Ю. Е., Ходзицкий М. К., Белокопытов Г. В. // *Науч.-тех. вест. ИТМО.* 2013. V. 83. P. 55.
4. Белл Р. Дж. Введение в фурье-спектроскопию. М.: Мир, 1975.
5. Zhang X.-C., Xu J. *Introduction to THz wave photonics.* Springer, 2010.
6. Терехов Ю. Е., Журавлев А. В., Белокопытов Г. В. // *Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.* 2012. №3. С. 17.
7. Kronig R. L. // *J. Opt. Soc. Am.* 1926. V. 12. P. 547.
8. Kramers H. A. // *Phys. Z.* 1929. V. 30. P. 522.
9. Reiponen K.-E., Saarinen J. J. // *Rep. Prog. Phys.* 2009. V. 72. P. 056401.