

Угловые фильтры оптического диапазона на основе гиперболических сред

В работе предложена структура углового фильтра оптического диапазона, реализованного на основе гиперболического метаматериала. Приведены результаты численного электродинамического моделирования и аналитического расчета. Показано, что мелкослоистая структура на основе чередующихся слоев металла и диэлектрика обладает высокой угловой избирательностью для плоской волны E-типа.

Ключевые слова: угловой фильтр, гиперболические среды, метаматериалы

Устройства управления световым потоком являются неотъемлемой частью оптических приборов. Большинство таких устройств представляют собой оптические фильтры, служащие для частотной селекции электромагнитной волны, либо для поляризации падающего света. Частотная селекция сигнала возможна, в частности, с использованием фотонных кристаллов [1], в то время как эффект поляризации наблюдается при преломлении света на границе раздела двух сред под углом Брюстера или двойном лучепреломлении в некоторых оптических кристаллах. Меньшее внимание уделено проблеме угловой селекции оптического излучения. В то же время, разработка устройств, фильтрующих оптическое излучение в зависимости от направления распространения сигнала, актуальна для таких задач, как высокоэффективные солнечные батареи, устройства защиты информации, а также в оптических устройствах аффинного преобразования изображения (аффинных камерах). Оптический фильтр с тонкопленочными решеточными слоями, предложенный в работе [2] обладает малой селективностью по углу и низкой прозрачностью в угловом секторе пропускания. Метод, предложенный в [3], требует позиционирования фильтра под углом Брюстера к падающей волне, что усложняет его конструкцию.

Зависимость коэффициента прохождения электромагнитной волны от угла ее падения на среду наиболее выражена в метаматериалах с околонулевым значением диэлектрической проницаемости (ENZ-среда, epsilon near zero) [4]. К классу метаматериалов относят искусственные структуры электромагнитные свойства которых можно формировать требуемым образом. Одним из видов ENZ-метаматериалов являются гиперболические среды – сильно анизотропные структуры, обладающие гиперболическим характером дисперсионной зависимости волновых векторов. Дисперсия таких сред определяется тензором их эффективных диэлектрической и/или магнитной проницаемостей, у которых два диагональных элемента имеют противоположные знаки:

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel} \end{pmatrix} \quad \mu = \begin{pmatrix} \mu_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{\parallel} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где индекс \perp означает компоненту тензора, перпендикулярную, а \parallel - параллельную к оптической оси кристалла. Соответственно, $\varepsilon_{\perp} \cdot \varepsilon_{\parallel} < 0$ и $\mu_{\perp} \cdot \mu_{\parallel} < 0$. Пример изочастотных характеристик для необыкновенных E-волн в гиперболических метаматериалах приведен на рис. 1.

В рассматриваемых средах предполагается $\mu_{\perp} > 0$, $\mu_{\parallel} > 0$. Соответствующие дисперсионные выражения определяются соотношением компонент тензора ϵ : а) $\epsilon_{\perp} > 0$, $\epsilon_{\parallel} > 0$ (свободное пространство), б) $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{\perp} > 0$, $\epsilon_{zz} = \epsilon_{\parallel} < 0$, в) $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{\perp} > 0$, $\epsilon_{zz} = \epsilon_{\parallel} > 0$.

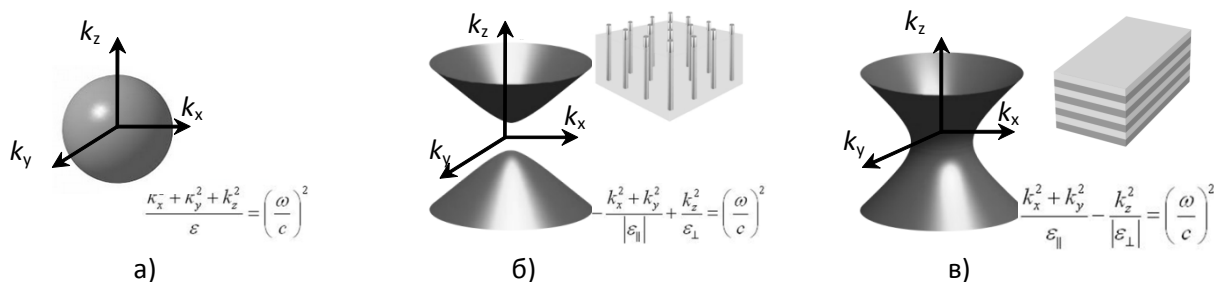


Рисунок 1

Очевидно, что для формирования гиперболической среды, необходимо использовать материал с отрицательным значением диэлектрической проницаемости. В роли такого материала может выступать металл на частотах ниже частоты плазменного резонанса. Наиболее простая для реализации гиперболическая среда с использованием металлических элементов – слоистая структура, сформированная чередующимися металлическими и диэлектрическими слоями (см. вставку рис. 1,в). Оптическая ось такой структуры направлена перпендикулярно чередующимся слоям. В приближении малых толщин слоев элементы тензора диэлектрической проницаемости слоистой структуры определяются выражениями:

$$\epsilon_{\perp} = \frac{\epsilon_m d_m + \epsilon_d d_d}{d_m + d_d}, \quad \epsilon_{\parallel} = \frac{d_m / \epsilon_m + d_d / \epsilon_d}{d_m + d_d}, \quad (2)$$

где d_m и d_d - соответственно толщины слоев металла и диэлектрика, а ϵ_m и ϵ_d – их диэлектрические проницаемости. Диэлектрическую проницаемость металла на оптических частотах можно определить, используя формулу Друде: $\epsilon(\omega) = \epsilon_{\infty} - \frac{\omega^2}{\omega^2 + j\omega\gamma}$. Ее коэффициенты для некоторых металлов с плазменной частотой, близкой к видимому свету, приведены в таблице 1. В качестве материала диэлектрических слоев выбран оксид алюминия Al_2O_3 , обладающий небольшой дисперсией на оптических частотах ($\epsilon_d \approx 3,2$) [5].

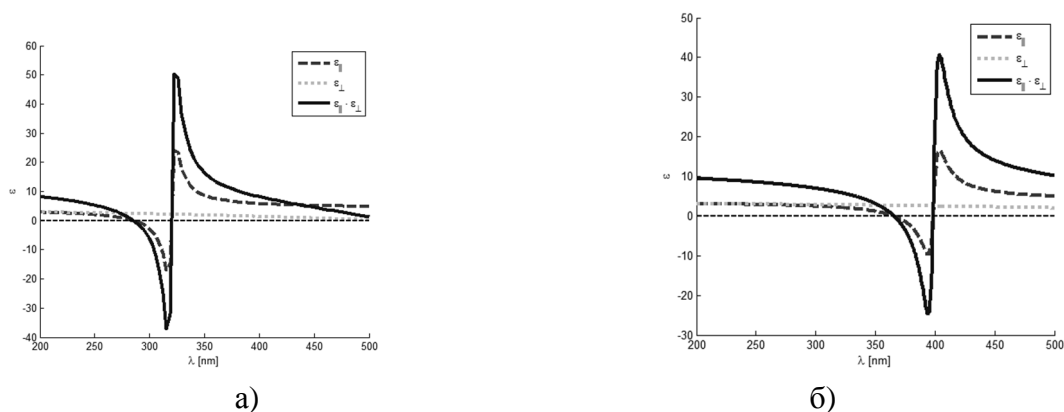


Рисунок 2

Рассчитанные по формуле (2) компоненты тензора диэлектрической проницаемости для слоистой среды от длины волны падающего излучения приведены на рис. 2 (а). На этом же рисунки приведен график кривой $\epsilon_{\perp} \cdot \epsilon_{\parallel}$. На графике можно определить две области, в которых произведение компонент тензора диэлектрической проницаемости слоистой структу-

ры будут отрицательны: $\lambda \in (290-320)$ нм и $\lambda > 500$ нм. Можно говорить, что в указанных диапазонах среда функционирует в гиперболическом режиме.

Таблица 1

	Серебро	Золото	Медь
$\omega_p, 10^{-16}$ рад/с [4-6]	1.39	1.38	1.34
$\gamma, ТГц$ [5-6]	32	108	145
ϵ_∞ [6-7]	3.7	9.1	4.5

На рис. 3 представлены результаты численного электродинамического моделирования, выполненного в CST [8], слоистой структуры, состоящей из 10 пар слоев металла ($d_m = 10$ нм) и диэлектрика ($d_d = 30$ нм). Угол падения плоской электромагнитной волны $\theta = 30^\circ$. В области длин волн 290-320 нм наблюдается провал на коэффициенте передачи для Е-волны. Угловая зависимость, величины коэффициента передачи для различного числа слоев n представлена на рис. 3(б).

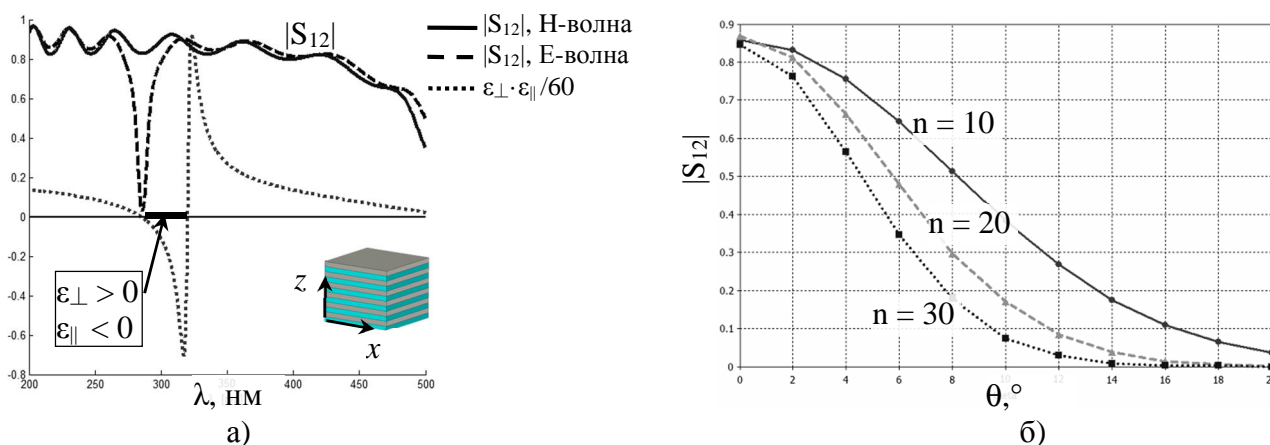


Рисунок 3

Ширина частотного диапазона, в котором слоистая среда проявляет гиперболический характер ($\epsilon_\perp > 0$ и $\epsilon_\parallel < 0$) будет тем больше, чем больше будет диэлектрическая проницаемость диэлектрика слоистой структуры. В то же время рост диэлектрической проницаемости ведет снижению частоты брэгговского отражения на периодических диэлектрических слоях. Частоты брэгговских резонансов будут определяться выражением: $f_{br} = \frac{c}{(d_1 + d_2)\sqrt{\epsilon_d}} n$, где $n = 1, 2, 3 \dots$. Снизу рабочий диапазон частот будет ограничен частотой, при которой ϵ_\perp становится меньше нуля. Структура на этих частотах также функционирует в гиперболическом режиме, коэффициент передачи в этой области частот стремится к нулю, угловой зависимости коэффициента передачи уже не наблюдается.

Следует отметить, что положение интересующей нас области частот, где наблюдается угловая зависимость коэффициента передачи, будет определяться в большей степени только плазменной частотой материала металлических слоев. В то же время, как уже было сказано выше, ширина рабочего диапазона зависит только от диэлектрической проницаемости материала диэлектрических слоев. Это ограничивает возможность управления рабочей полосой частот такого углового фильтра. Несколько увеличить рабочую полосу можно совмещая в

слоистой структуре два типа металлических пленок, сформированных металлами с близкой плазменной частотой (например, серебро и золото).

В качестве заключения отметим, что была показана угловая селективность гиперболического метаматериала на основе мелкослоистой структуры металл/диэлектрик. Численно получена зависимость коэффициента передачи от угла падения плоской Е-волны. Результаты моделирования показывают 10дБ затухание при угле падения, превышающим 10° (для структуры из $n=30$ пар слоев).

Библиографический список

1. J. N. Joannopoulos, J.D., Johnson, S.G., Winn, Photonic Crystals: Molding the Flow of Light (Second Edition). Princeton University Press.
2. З. Р.С., “Оптический фильтр с угловой селективностью светопропускания,” ВЕСТНИК ОГУ, vol. 9, no. 158, pp. 196–207, 2013.
3. Y. Shen, D. Ye, I. Celanovic, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, and M. Soljačić, “Optical broadband angular selectivity,” Science, vol. 343, no. 6178, pp. 1499–501, Mar. 2014.
4. A. Alù, M. Silveirinha, A. Salandrino, and N. Engheta, “Epsilon-near-zero metamaterials and electromagnetic sources: Tailoring the radiation phase pattern,” Phys. Rev. B, vol. 75, no. 15, p. 155410, Apr. 2007.
5. E. D. Palik, Handbook of Optical Constants of Solids. Academic Press, 1991.
6. M. a Ordal, R. J. Bell, R. W. Alexander, L. L. Long, and M. R. Querry, “Optical properties of fourteen metals in the infrared and far infrared: Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Mo, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, V, and W.,” Appl. Opt., vol. 24, no. 24, p. 4493, Dec. 1985.
7. R. C. P. Johnson, “Optical constants of noble metals by Johnson and Christy.pdf,” Phys. Rev. B, vol. 6, no. 12, 1972.
8. C. S. T. Em, S. T. U. Dio, C. S. T. Partic, L. E. Stu, D. I. O. Cst, and D. Stu, “CST STUDIO SUITE TM 2006,” 2006.