11

Управляемое подавление дефектной моды фотонного кристалла с графеновыми частицами

© И.А. Глухов[1,2], С.Г. Моисеев[1,2]

[1] Ульяновский государственный университет,
Ульяновск, Россия
[2] Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Ульяновск, Россия

e-mail: glukhov91@yandex.ru

Поступила в редакцию 29.04.2025 г.
В окончательной редакции 10.09.2025 г.
Принята к публикации 24.10.2025 г.

Исследованы спектры пропускания в терагерцевом диапазоне частот одномерной фотонно-кристаллической структуры, в дефектном слое которой размещены упорядоченные слои графеновых частиц. Графеновые частицы и соединяющие их графеновые провода образуют двумерные массивы, химический потенциал которых может варьироваться величиной приложенного электрического потенциала. Показана возможность управления коэффициентом пропускания в мини-зоне, связанной с дефектной модой фотонного кристалла, в диапазоне значений 0.05−0.7.

Ключевые слова: фотонный кристалл, микрорезонатор, графеновые частицы, спектр пропускания, управление.

DOI: 10.61011/OS.2025.10.61946.8058-25

Введение

Дальнейшее развитие фотоники требует разработки и совершенствования структур для управления, локализации и поглощения электромагнитного излучения терагерцевого диапазона частот. Решение этих задач необходимо в том числе для разработки сенсоров и преобразователей энергии излучения. Для повышения эффективности захвата и поглощения излучения находят применение структурированные материалы и слоисто-периодические структуры [1,2]. В фотонно-кристаллических микрорезонаторах усиление взаимодействия излучения с материальной средой и низкоразмерными структурами может быть реализовано в сравнительно узкой спектральной мини-зоне в области фотонной запрещенной зоны [3,4]. Применение в таких структурах графеновых монослоев, оптические свойства которых зависят от изменяемых внешних факторов (электрических и магнитных полей, температуры и др.), открывает возможность управляемой перестройки спектров пропускания и отражения [5,6].

В настоящее время разработана технология изготовления микроструктурированного графена, позволяющая получать графеновые частицы (фрагменты графенового слоя) контролируемой формы и размера [7]. Такие графеновые структуры эффективно взаимодействуют с электромагнитным излучением на частотах локализованного плазмонного резонанса в терагерцевом диапазоне частот [8–10]. В настоящей работе определены параметры двумерных массивов графеновых частиц (ГЧ), применение которых в микрорезонаторе позволяет управлять спектром пропускания в фотонной запрещенной зоне с помощью изменения приложенной разности электрических потенциалов.

Геометрия задачи. Управление пропусканием фотонной структуры на частоте дефектной моды

Рассматриваемая структура представляет собой одномерный резонатор, состоящий из двух диэлектрических зеркал и слоя диэлектрика, в котором размещены ГЧ (рис. 1). Диэлектрические зеркала образованы N чередующимися слоями A и B из непоглощающих материалов с показателями преломления n_A, n_B толщинами d_A, d_B, удовлетворяющими условию брэгговского резонансного отражения на частоте ν_{Br}: $d_A n_A = d_B n_B = c/4\nu_{Br}$, где c — скорость электромагнитной волны в вакууме. Дефектный слой D, выполняющий роль резонаторной области, выполнен из непоглощающего материала с показателем преломления n_D толщиной $d_D = c/n_D\nu_{Br}$. Для выбранных параметров в фотонной запрещенной зоне имеется мини-зона пропускания, связанная с дефектной модой на частоте ν_{Br}. Каждая ГЧ представляет собой фрагмент графенового слоя субволнового размера. ГЧ имеют одинаковую форму и размер, ориентированы в плоскости xOy и образуют двумерный (2D) массив. Для управления химическим потенциалом (энергией Ферми) ГЧ электрически соединены между собой в единый массив полосками графена — графеновыми проводами (схематично показаны на пиктограмме внизу рис. 1).

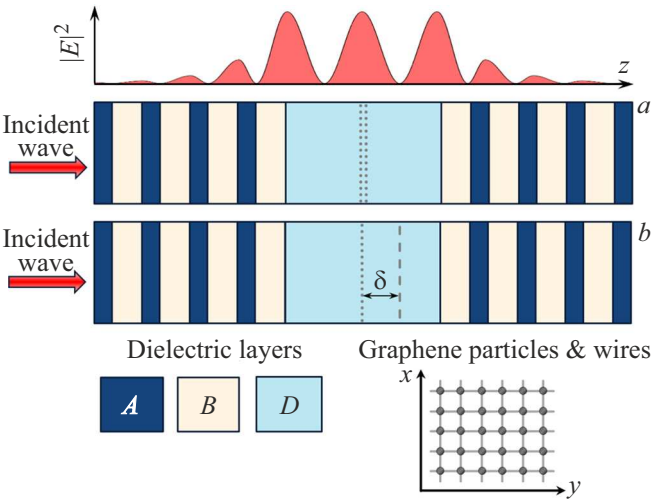

Рис. 1. Диэлектрические слои A, B и D образуют одномерную фотонную структуру $[AB]^N D[BA]^N$. В слое D размещены (a) два массива ГЧ (пунктирные линии) или (b) один массив ГЧ (пунктирная линия) и графен (штриховая линия) на расстоянии δ друг от друга. В верхней части рисунка представлен график распределения интенсивности оптического поля (в относительных единицах) по фотонной структуре (без ГЧ и графена) на частоте дефектной моды. В нижней части рисунка показана структура 2D массива ГЧ.

Полагается, что ГЧ в общем случае имеют форму эллипса и расположены в узлах решетки с квадратной ячейкой и периодом p. Эллипс характеризуется аспектным отношением $\xi = a/b$, где a и b — длины его полуосей в направлении осей координат x и y соответственно. Путем варьирования аспектного отношения можно моделировать частицы различной формы: величине $\xi = 1$ отвечает форма круга, $\xi > 1$ ($\xi < 1$) — вытянутый (сплюснутый) вдоль координатной оси x эллипс. Световой вектор (плоскость поляризации) электромагнитного излучения, распространяющегося вдоль оси z, совпадает с направлением векторов трансляции элементарной ячейки массива частиц (то есть направлен вдоль оси x или y). Для круглых ГЧ спектральные характеристики структуры инвариантны относительно поворота плоскости поляризации на угол, кратный $\pi/2$.

Рассматриваются две конфигурации фотонной структуры: одна конфигурация включает два близко расположенных идентичных 2D массива ГЧ, размещенных в центре микрорезонатора (рис. 1, a), другая конфигурация — один 2D массив ГЧ в центре микрорезонатора и слой графена на расстоянии $\delta = \lambda_{Br}/4n_d$ от него (рис. 1, b). Наличие в каждом случае пары двумерных графеновых структур („массив ГЧ + массив ГЧ“ или „массив ГЧ + графен“) позволяет контролируемым образом изменять энергию Ферми ГЧ с помощью приложенной к ним разности электрических потенциалов.

Заметим, что для обеих конфигураций на частоте дефектной моды фотонной структуры массивы ГЧ находятся в области локализации оптического поля (см. график зависимости $|E|^2(z)$ на рис. 1), что максимально повышает эффективность их взаимодействия с электромагнитным излучением. При этом в случае, показанном на рис. 1, b, слой графена, выполняющий роль второго электрода, находится в области практически нулевой интенсивности оптического поля (в области „электромагнитной тени“) и, как следствие, не оказывает заметного влияния на амплитуду дефектной моды.

В данной работе расчет спектральных характеристик 2D массивов ГЧ и фотонных структур двух конфигураций выполнен с помощью численного моделирования, реализованного в пакете программ физического моделирования COMSOL Multiphysics. Компьютерная модель построена с использованием метода поверхностных токов, что позволяет моделировать графеновые структуры, включая массивы ГЧ и соединяющие их графеновые провода, бесконечно тонкими структурированными слоями, для описания электродинамических свойств которых достаточно указать поверхностную проводимость графена. Поверхностная проводимость графена рассчитана с помощью формулы Кубо:

$$\sigma_S(\nu) = \sigma_S^{intra}(\nu) + \sigma_S^{inter}(\nu) = \frac{2e^2 k_B T}{\pi\hbar^2} \times \ln\left(2\cosh\frac{E_F}{2k_B T}\right)\frac{i}{2\pi\nu + i/\tau} + \frac{e^2}{4\hbar}\left[H(\pi\nu) + i2\nu\int_0^{+\infty}\frac{H(\Omega) - H(\pi\nu)}{(\pi\nu)^2 - \Omega^2}\,d\Omega\right],$$

где

$$H(\Omega) = \sinh(\hbar\Omega/k_B T)/\big(\cosh(\hbar\Omega/k_B T) + \cosh(E_F/k_B T)\big),$$

E_F — энергия Ферми, T — температура ($T = 300\,\mathrm{K}$), ν — частота электромагнитной волны, τ — время релаксации ($\tau = 10^{-13}\,\mathrm{s}$) [8].

Для иллюстрации оптических характеристик 2D массива ГЧ на рис. 2 представлены результаты электродинамического моделирования в случае, когда массив помещен в бесконечную среду Topas (polyethylene cyclic olefin copolymer) с показателем преломления $n_D = 1.6$ [10]. Ширина графеновых проводников равна $0.5\,\mu$m. Параметры массивов ГЧ приведены в таблице. Из представленных графиков можно видеть, что частотная зависимость поглощения и пропускания массива имеют резонансный характер. Наиболее сильные изменения спектральных характеристик приходятся на частоту локализованного поверхностного плазмонного резонанса ГЧ, которая зависит от размера (рис. 2, a) и формы ГЧ (рис. 2, b). С увеличением межчастичного расстояния p доля поглощенной энергии снижается (рис. 2, c). Поглощательная способность массива ГЧ может быть изменена посредством варьирования приложенной разности потенциалов (рис. 2, d).

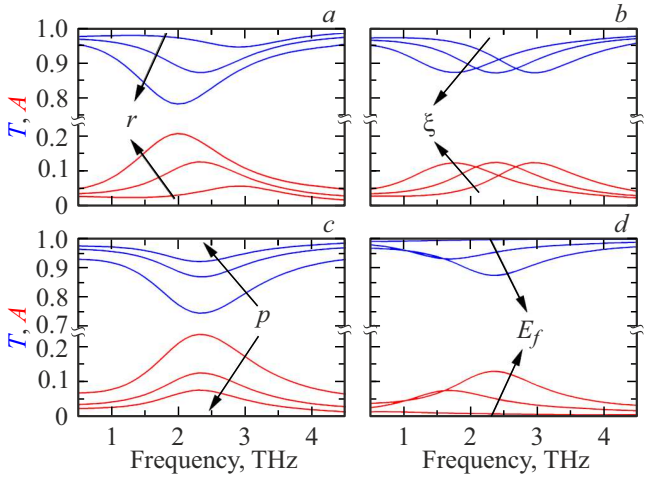

Рис. 2. Зависимость спектров поглощения (красные кривые) и пропускания (синие кривые) 2D массива ГЧ от (a) радиуса ГЧ круглой формы ($a = b = r$), (b) формы ГЧ, (c) расстояния между ГЧ, (d) энергии Ферми ГЧ. На графиках стрелки и подписи к ним указывают направления возрастания соответствующего параметра.

Параметры массива ГЧ на рис. 2, a–d

Рис. 2	a, μm	ξ	p, μm	E_F, eV
a	4, 6, 8	1	30	0.5
b	6	0.5, 1, 2	30	0.5
c	6	1	20, 30, 40	0.5
d	6	1	3	0, 0.25, 0.5

Зависимость поглощательной способности массива ГЧ от его геометрических параметров и приложенной разности электрических потенциалов позволяет согласовать параметры ГЧ и диэлектрических слоев фотонной структуры таким образом, чтобы обеспечивалось управление интенсивностью прошедшего излучения на частоте дефектной мини-зоны. Как можно видеть из рис. 3, для предложенных конфигураций микро-резонатора при изменении энергии Ферми ГЧ в диапазоне от 0 до 0.5 eV пропускание изменяется в диапазоне от 0.05 до 0.7. Фотонная структура образована диэлектрическими зеркалами с $N = 4$ парами слоёв из Si и SiO_2 с показателями преломления $n_A = 3.42$ и $n_B = 1.96$ соответственно [11]. Толщины диэлектрических слоев соответствуют условию брэгговского резонансного отражения на частоте $\nu_{Br} = 2$ THz. Двумерные массивы ГЧ круглой формы помещены в центр слоя D, выполненного из Topas. Ширина графеновых проводников составляет $0.5\,\mu$m. Для случая двух массивов ГЧ (рис. 3, a) расстояние между ними составляет 1 nm. В структуре с одним массивом ГЧ (рис. 3, b) слой графена размещен на расстоянии $\delta = \lambda_{Br}/4n_d = 23.4\,\mu$m от ГЧ. Необходимые для получения максимального значения энергии Ферми (0.5 эВ) разности электрических потенциалов, приложенные к графеновым проводникам, в этих схемах составляют

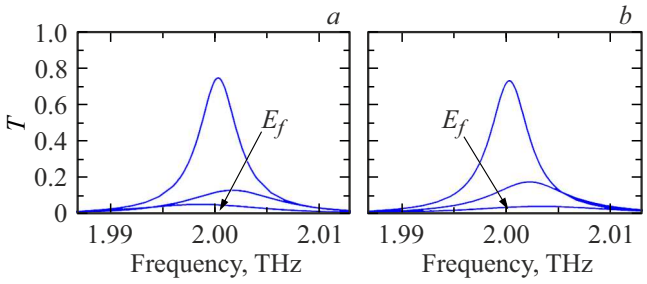

Рис. 3. Зависимость спектра пропускания фотонно-кристаллического микрорезонатора с двойным массивом ГЧ (a), массивом ГЧ и слоем графена (b). Параметры массива ГЧ: $a = b = 10\,\mu$m ($\xi = 2$), $p = 120\,\mu$m (a), $80\,\mu$m (b). Энергия Ферми графеновых структур принимает значения 0, 0.25, 0.5 eV. Стрелки указывают направления возрастания энергии Ферми.

2.4 V и 55 kV. Более высокое значение напряжения (до 55 kV) требуется в схеме с разнесёнными на расстояние $\delta = 23.4\,\mu$m электродами (случай, показанный на рис. 3, b).

Результаты электродинамического моделирования, представленные на рис. 3, a и рис. 3, b, получены для случаев, когда поглощение происходит на соответственно двойном и одиночном массивах ГЧ (во второй конфигурации графен практически не взаимодействует с электромагнитным излучением). При одинаковых параметрах массивов интенсивность рассеяния и диссипация энергии на одиночном массиве ГЧ ниже, однако, как можно видеть из графиков, его влияние на дефектную моду может быть усилено за счет более плотного расположением частиц. Следует отметить, что для обеих конфигураций при любом значении энергии Ферми разность максимального и минимального значений энергетического коэффициента пропускания T меньше единицы в силу наличия поглощения излучения ГЧ и графеновыми проводами.

Заключение

В настоящей работе предложен дизайн фотонно-кристаллического микрорезонатора с двумерными массивами ГЧ микрометрового размера, коэффициент пропускания которого на частоте дефектной моды контролируется приложенной разностью электрических потенциалов. Управление пропусканием реализуется за счет зависимости коэффициента поглощения ГЧ от приложенной разности потенциалов. Высокая эффективность захвата и поглощения энергии излучения достигается при согласовании местоположения и частоты локализованного плазмонного резонанса ГЧ с областью локализации и частотой фотонной моды микрорезонатора. Продемонстрировано, что подобные модуляторы излучения терагерцевого диапазона частот могут быть выполнены с включением всего лишь одного (рис. 1, b)

или двух (рис. 1, *a*) двумерных массивов ГЧ. Коэффициент пропускания в обеих схемах может контролируемо изменяться в диапазоне от 0.05 до 0.7.

Следует отметить, что зависимость резонансной частоты массива ГЧ от его структурных параметров позволяет реализовать управление полосой пропускания на других рабочих частотах (в пределах фотонной запрещенной зоны микрорезонатора). Используя аналогичные схемы модулятора с графеновыми слоями иного дизайна, можно реализовать также управление состоянием поляризации электромагнитных волн.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (FEUF-2023-0003).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] R. Kakimi, M. Fujita, M. Nagai, M. Ashida, T. Nagatsuma. Nature Photon, **8**, 657 (2014). DOI: 10.1038/nphoton.2014.150
[2] A. Mokhtari, M.H. Rezaei, A. Zarifkar. App. Opt., **62**, 3660 (2023). DOI: 10.1364/AO.484617
[3] I.V. Timofeev, D.N. Maksimov, A.F. Sadreev. Phys. Rev. B, **97**, 024306 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevB.97.024306
[4] I.A. Glukhov, Y.S. Dadoenkova, F.F.L. Bentivegna, S.G. Moiseev. J. App. Phys., **128** (5), 053101 (2020). DOI: 10.1063/5.0008652
[5] I.V. Fedorova, S.V. Eliseeva, D.I. Sementsov. App. Sci., **13** (13), 7559 (2023). DOI: 10.3390/app13137559
[6] A. Rashidi, A. Namdar. Opt. Quant. Electron., **50**, 279 (2018). DOI: 10.1007/s11082-018-1534-9
[7] M. Zeng, Y. Xiao, J. Liu, W. Lu, L. Fu. Adv. Electron. Mat., **2** (4), 1500456 (2016). DOI: 10.1002/aelm.201500456
[8] A. Andryieuski, A.V. Lavrinenko. Opt. Express, **21**, 9144–9155 (2013). DOI: 10.1364/OE.21.009144
[9] S. Thongrattanasiri, F.H.L. Koppens, F.J. García de Abajo. Phys. Rev. Lett., **108**, 047401 (2012). DOI: 10.1103/PhysRevLett.108.047401
[10] S. Yang, G. Wang, X. Zhang, J. Liu, M. Li, Y. Jia, H. Meng, Y. Gao. Opt. Mat., **154**, 115704 (2024). DOI: 10.1016/j.optmat.2024.115704
[11] E.D. Palik. *Handbook of Optical Constants of Solids*, Vol. 1 (Academic Press, 1998).