

МЕТАМАТЕРИАЛЫ И ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ

Высокодобротные состояния в резонаторах, образующиеся в режиме деструктивной интерференции собственных мод <i>С.А. Гладышев, М.А. Одит, К.Л. Кошелев, К.С. Ладутенко, Ю. Кившарь, А.А. Богданов</i>	3
Связанные состояния в континууме в полубесконечном одномерном фотонном кристалле с анизотропным дефектным слоем <i>П.С. Панкин, Б.-Р. Ву, Ж.-Х. Янг, К.-П. Чен, И.В. Тимофеев, А.Ф. Садреев</i>	6
Собственные моды в периодической плоской системе металлических стержней <i>А.А. Анастасиев, М.И. Гозман, И.Я. Полищук, Ю.И. Полищук, Е.А. Цывкунова</i>	8
Поглотитель на основе таммовского плазмон-поляритона, локализованного на границе фотонного кристалла и нанокompозита с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью <i>Р.Г. Бикбаев, С.Я. Ветров, И.В. Тимофеев</i>	11
Таммовские плазмон-поляритоны на границе фотонного кристалла и прозрачных проводящих оксидов с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью <i>Р.Г. Бикбаев, С.Я. Ветров, И.В. Тимофеев</i>	14
Фотонные топологические состояния в одномерных структурах, индуцированные чередующейся бианизотропией <i>Д.А. Бобылев, М.А. Горлач</i>	17
Интенсивностные магнитооптические эффекты в полностью диэлектрических структурах из висмут-замещенного феррит-граната <i>А.А. Воронов, Д.О. Игнатьева, М.А. Кожяев, М. Леви, Д. Карки, В.И. Белотелов</i>	20
Голографическое формирование дифракционных структур бесселеподобными световыми пучками с учетом самодифракции записывающих волн в фотополимерных материалах <i>В.О. Долгирев, С.Н. Шарангович, Д.И. Дудник, А.О. Семкин</i>	23
Полностью оптическое управление намагниченностью в многослойных наноструктурах с GdFeCo <i>Д.О. Игнатьева</i>	27
Усиление интенсивностных магнитооптических эффектов при возбуждении квазиповерхностных мод в фотонно-кристаллических структурах с гранатом <i>Д.О. Игнатьева, В.И. Белотелов</i>	29
О плазменных волнах в 2D кристаллах с учетом расщепления Рашбы <i>Е.И. Кухарь, С.В. Крючков, В.И. Конченков</i>	31

Изготовление и исследование молекулярного одноэлектронного транзистора	
<i>Е.К. Морозова, А.М. Лялина, И.В. Сапков, Е.К. Белоглазкина, Е.С. Солдатов.....</i>	<i>35</i>
Теория аномального отражения видимого света плоским массивом металлических волноводов	
<i>А.А. Анастасиев, М.И. Гозман, И.Я. Полищук, Ю.И. Полищук, Е.А. Цывкунова</i>	<i>38</i>
Самовоздействие света в состоящем из трехмерных металлических спиралей нелинейном метаматериале	
<i>Н.Н. Потравкин, И.А. Пережогин, К.С. Григорьев, В.А. Макаров</i>	<i>41</i>
Рассеяние на тонкой золотой наноантенне	
<i>Е.А. Ефремова, И.Р. Крылов, У.В. Прохорова</i>	<i>44</i>
Классические и квантовые измерения в фотонике	
<i>А.А. Сухоруков</i>	<i>48</i>
Неадиабатическая геометрическая фаза в хиральных фотонных структурах	
<i>И.В. Тимофеев, В.А. Гуняков, М.Н. Крахалев, В.А. Степаненко, С.Я. Ветров, В.Г. Архипкин, В. Ли, В.Я. Зырянов.....</i>	<i>50</i>
Спектральные и поляризационные свойства планарной мультиферроидной структуры	
<i>И.В. Федорова, С.В. Елисеева, Д.И. Семенцов.....</i>	<i>54</i>
Влияние строения на оптические свойства эпикулярного воска голубой ели (<i>Picea pungens</i>)	
<i>Е.Р. Буханов, А.В. Шабанов, М.Н. Крахалев, М.Н. Волочаев, Ю.Л. Гуревич.....</i>	<i>57</i>

Высокодобротные состояния в резонаторах, образующиеся в режиме деструктивной интерференции собственных мод.

С.А. Гладышев¹, М.А. Одит¹, К.Л. Кошелев¹, К.С. Ладутенко¹,

Ю. Кившарь¹, А.А. Богданов¹

Университет ИТМО

sergey.gladishev@metalab.ifmo.ru

Оптические резонаторы составляют основу лазеров, оптических сенсоров, переключателей и усилителей. Наиболее важная характеристика резонатора - добротность - показывает величину усиления электромагнитного поля в резонаторе. Рекордная добротность порядка 10^{11} была достигнута в оптических сферических резонаторах, поддерживающих моды шепчущей [1]. Однако резонаторы такого типа не подходят для изготовления интегральных схем.

Недавно был найден новый механизм достижения гигантских добротностей в субволновых одиночных наноразмерных резонаторах путем реализации режима связанных состояний в континуумах [2,3].

В этой работе мы впервые в эксперименте продемонстрировали **сильную локализацию света** и существование высокодобротных состояний (квази-ССК), образующихся в одиночном диэлектрическом резонаторе в свободном пространстве, вследствие сильной связи двух мод резонатора [4] и их деструктивной интерференции в дальнем поле (рис.1).

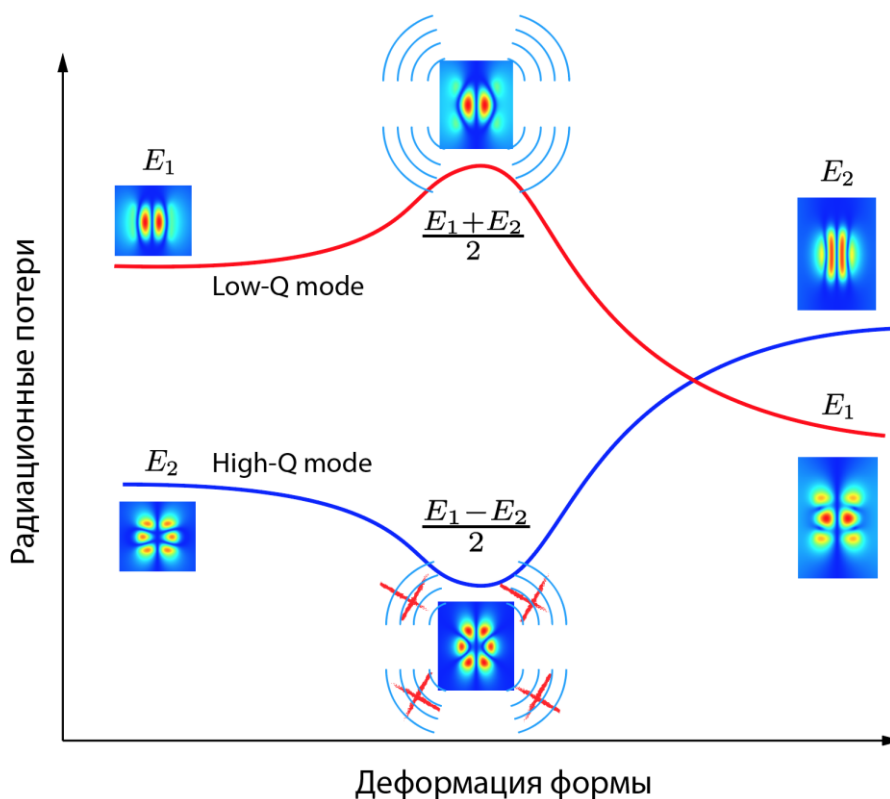


Рис.1: Механизм образование высокодобротного состояния в одиночном резонаторе в результате подавления радиационных потерь в режиме сильной связи.

Механизм локализации собственных мод резонатора вследствие их деструктивной интерференции хорошо известен в квантовой механике как связанное состояние в континууме (ССК) или механизм Фридриха-Винтгена [5,6]. Истинный ССК – это математическая абстракция и добиться его невозможно. Однако в периодических фотонных структурах с большим числом периодов радиационные потери в высокодобротных состояниях могут быть сильно подавлены. Такие состояния наиболее близки к истинным ССК. В работе [3] продемонстрировано, что радиационные потери могут быть почти полностью подавлены в одиночном резонаторе, механизмом, основанном на ССК.

Экспериментально продемонстрировать режим сильной связи нам удалось в микроволновом диапазоне частот (1-5 ГГц) с помощью петлевой антенны. Образец представлял собой цилиндрический резонатор, изготовленный из керамики с диэлектрической проницаемостью ($45,1.09e-4$), с радиусом 15.7 мм (рис.2).

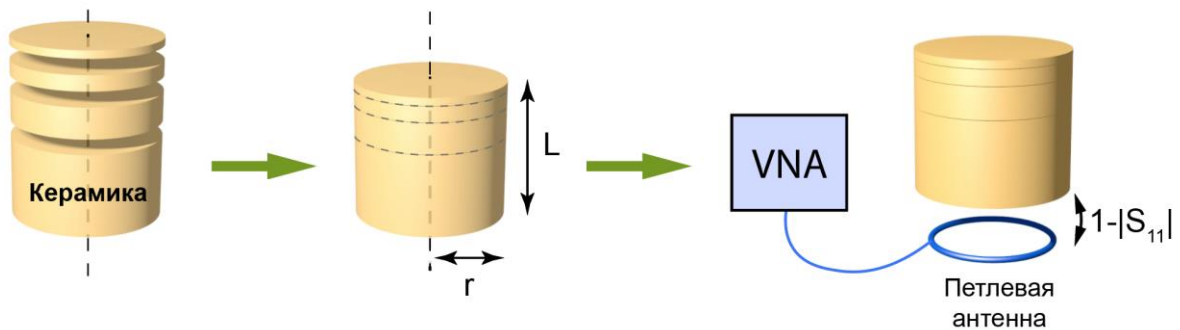


Рис.2: Экспериментальный образец и установка.

Режим сильной связи возникает лишь при определенном отношении радиуса и высоты резонатора и проявляется в виде антипересечения резонансов на карте сечений рассеяния рис.3. Отношение радиуса к высоте r/L менялось от 0.2 до 1.2.

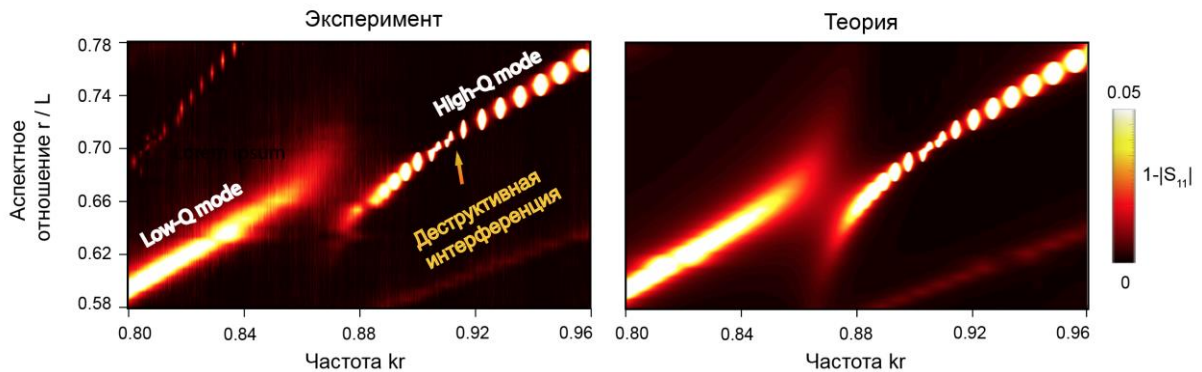


Рис.3: Спектры рассеяния $1-|S_{11}|$ цилиндра в зависимости от безразмерной частоты kr и аспектного отношения r/L для ТЕ-поляризации в окрестности мод $TE_{0,1,2}$ и $TE_{0,2,0}$. Эксперимент и Теория.

Мы подтвердили теоретические результаты [2,3] существования квази-ССК в микроволновом диапазоне. И удалось экспериментально показать, что добротность $5 \cdot 10^3$ может быть достигнута в цилиндрическом резонаторе субволнового размера с $\epsilon = 45 + i \cdot 1.09e-4$ для собственной моды с азимутальным числом $m=0$. Исследованный нами

принцип локализации может лечь в основу многих оптических нелинейных устройств, наноантенн, низкопороговых лазеров и сверхчувствительных биосенсоров.

БЛАГОДАРНОСТЬ

Данная работа была поддержана грантом Российского Научного Фонда №18-72-10127.

ЛИТЕРАТУРА

1. Richtmyer, R. D. "Dielectric resonators." *Journal of Applied Physics* 10.6 (1939): 391-398
2. Bogdanov, A. A., Koshelev, K. L., Kapitanova, P. V., Rybin, M. V., Gladyshev, S. A., Sadrieva, Z. F., ... & Limonov, M. F. (2019). Bound states in the continuum and Fano resonances in the strong mode coupling regime. *Advanced Photonics*, 1(1), 016001.
3. Rybin, M., & Kivshar, Y. (2017). Optical physics: Supercavity lasing. *Nature*, 541(7636), 164.
4. Cao, H., & Wiersig, J. (2015). Dielectric microcavities: Model systems for wave chaos and non-Hermitian physics. *Reviews of Modern Physics*, 87(1), 61.
5. Friedrich H., Wintgen D. Interfering resonances and bound states in the continuum // *Physical Review A*. — 1985. — Т. 32, № 6. — С. 323
6. Hsu, C. W., Zhen, B., Stone, A. D., Joannopoulos, J. D., & Soljačić, M. (2016). Bound states in the continuum. *Nature Reviews Materials*, 1(9), 16048.

Связанные состояния в континууме в полубесконечном одномерном фотонном кристалле с анизотропным дефектным слоем

П.С. Панкин¹, Б.-Р. Ву², Ж.-Х. Янг², К.-П. Чен², И.В. Тимофеев¹, А.Ф. Садреев¹

¹Институт физики им. Л.В. Куренского ФИЦ КНЦ СО РАН

²National Chiao-Tung University, Taiwan

pavel-s-pankin@iph.krasn.ru

Связанные состояния в континууме (ССК) – это локализованные безызлучательные решения уравнений Максвелла выше световой линии [1]. Теоретически ССК имеют бесконечную добротность, так как не распадаются в окружающее пространство. Для возбуждения и детектирования ССК необходимо связать ССК с распространяющимися модами. Тогда ССК превращается в квази-ССК с конечной добротностью. Возможность менять коэффициент связи локализованной моды с континуумом позволяет управлять добротностью квази-ССК поворотом дефектного слоя, максимальное значение которой в реальных структурах определяется величиной материальных потерь. В настоящей работе нами показывается возможность управления добротностью локализованных оптических мод в резонаторе, состоящем из одномерного фотонного кристалла (ФК), покрытого золотой непрозрачной пленкой (Рис. 1, слева).

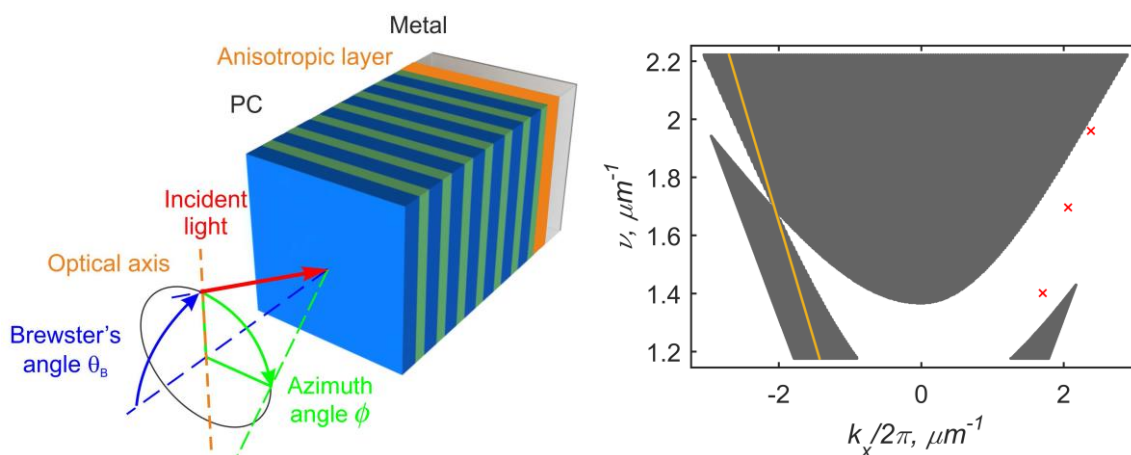


Рис. 1. (слева) Исследуемая ФК структура. (справа) Зонная структура при $\phi = 0$. Отрицательные значения волнового числа соответствуют ТМ-волнам, положительные – ТЕ-волнам. Серым цветом показаны зоны пропускания ФК, белым – запрещенные зоны. Оранжевая линия соответствует углу Брюстера и континууму распространяющихся волн. Красные крестики соответствуют положениям ССК.

Несмотря на то, что ФК изготовлен из изотропных материалов (8 пар слоев SiO_2 толщиной 145 нм и TiO_2 толщиной 94 нм), он имеет различную зонную структуру для ТМ- и ТЕ-поляризованных волн (Рис. 1, справа). При угле Брюстера ФК становится прозрачным для ТМ-волн, но остается непрозрачным для ТЕ-волн благодаря наличию фотонной запрещенной зоны. Таким образом, локализованные между металлическим и ФК-зеркалом ТЕ-поляризованные моды могут сосуществовать с распространяющимися ТМ-волнами. Для связывания ортогонально поляризованных волн в резонатор вводится анизотропный слой, оптическая ось которого параллельна плоскости слоев ФК. В качестве данного слоя был выбран слой планарно ориентированного жидкого кристалла (ЖК) 4-н-пентил-4'-цианобифенил (5ЦБ) толщиной 1.05 мкм. Связью ТЕ- и ТМ-волн можно управлять вращением структуры в плоскости слоев или поворотом

падающего светового луча по конусу с углом раствора, равным удвоенному углу Брюстера. Величина азимутального угла φ между плоскостью падения и оптической осью ЖК определяет величину связи локализованных мод с континуумом, их спектральное положение и добротность (Рис. 2). Когда оптическая ось ЖК лежит в плоскости падения ($\varphi=0$) или перпендикулярна ей ($\varphi=90^\circ$), связь между ТМ- и ТЕ-волнами отсутствует – локализованные моды можно рассматривать как тривиальные ССК, защищенные симметрией. Важная особенность данной структуры состоит в возможности существования нетривиальных ССК для промежуточных углов φ . Возникновение ССК этого типа связано со случайным обнулением связи локализованных ТЕ-мод с распространяющимися ТМ-решениями континуума. Преобразование одного типа поляризации в другой прекращается для углов φ , при которых анизотропный слой эквивалентен целоволновой фазовой пластинке, сохраняющей поляризацию прошедшего через нее света. Аналитическое решение для зонной структуры и ССК хорошо согласуется с экспериментальными и численными спектрами.

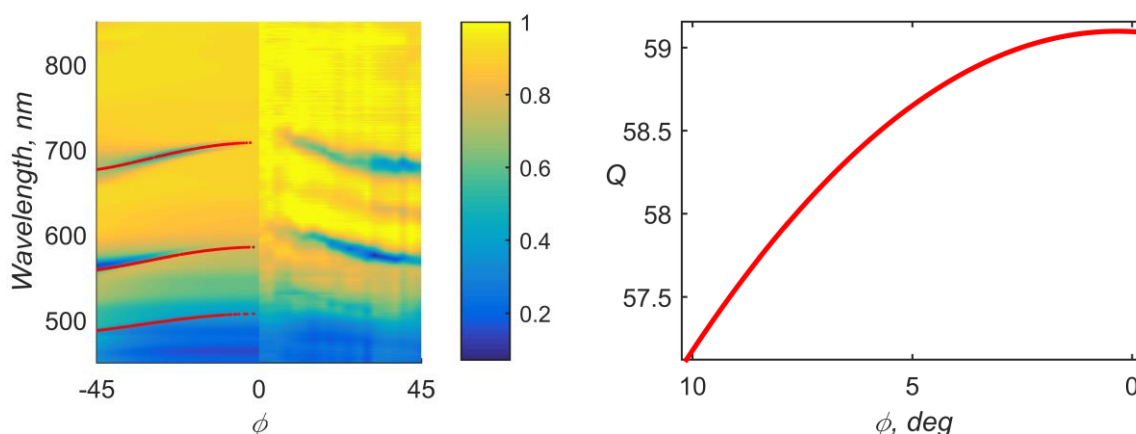


Рис. 2. (слева) Спектр отражения структуры для ТМ-волн, падающих под углом Брюстера. Отрицательные азимутальные углы соответствуют расчету методом трансфер-матрицы Берремана, положительные – экспериментальным спектрам. Красные линии – решение дисперсионного уравнения. (справа) Добротность длинноволнового резонанса.

Рассмотренная слоистая структура дополняет ранее предложенную анизотропную слоистую структуру [2] возможностью реализации нетривиальных ССК, не защищенных симметрией, рассмотренных в работе [3]. Чувствительность ЖК к внешним полям позволяет осуществлять управление величиной связи континуума и локализованных мод посредством внешних полей. Кроме того, при оптической толщине анизотропного резонаторного слоя менее четверти длины волны, в запрещенной зоне ФК имеется только одно решение для ССК, соответствующее интерфейсному состоянию – таммовскому плазмон-поляритону [4], имеющему многочисленные приложения в фотонике и оптоэлектронике.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. W. Hsu et al. // Nat. Rev. Mater. 2016. V. 1. No. 9, P. 16048.
2. I. V. Timofeev, D. N. Maksimov and A. F. Sadreev // Phys. Rev. B. 2018. V. 97. P 024306.
3. E.A. Besus, D.A. Bykov and L.L. Doskolovich // Photonic Res. 2018. V. 6. P. 1084.
4. M. A. Kalitchevski et al. // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. No. 16. P. 165415.

Собственные моды в периодической плоской системе металлических стержней

А.А. Анастасиев¹, М.И. Гозман², И.Я. Полищук², Ю.И. Полищук¹, Е.А. Цывкунова³

¹НИИЦ «Курчатовский институт»

²Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)

³Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

santafracks@gmail.com

Современные оптоэлектронные устройства состоят из множества функциональных частей, и оптические волноводы связывают их в единое целое. Поскольку основным назначением волноводов является передача сигналов, то взаимодействие между ними, приводящее к разрушению сигнала, является негативным эффектом. Однако в ряде случаев взаимодействие порождает качественно новые эффекты, которые допускают объяснение с позиций физики твёрдого тела. Таковыми являются андерсоновская локализация, оптические блоховские осцилляции, блох-зенеровское туннелирование и т.д. [1-6]

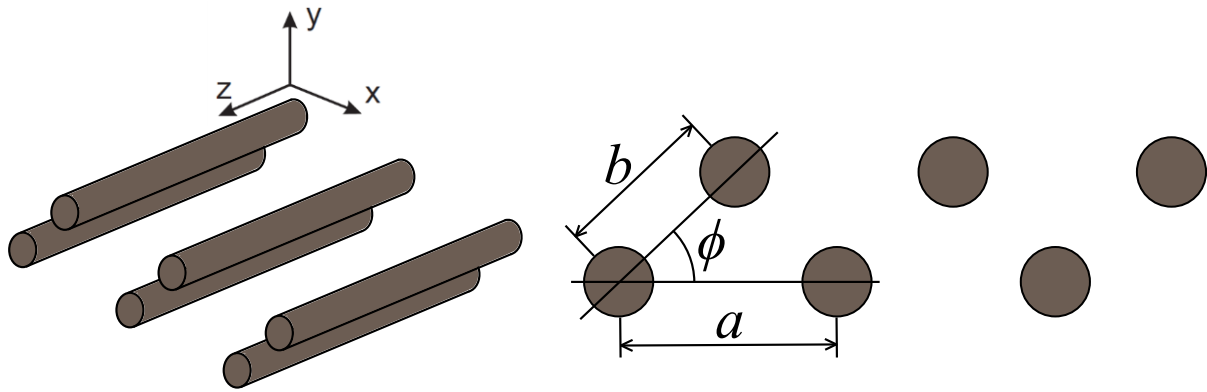


Рис. 1. Система волноводов

Работа посвящена изучению собственных мод в периодических системах металлических волноводов, элементарная ячейка которых состоит из нескольких волноводов (рис. 1). Численно исследуется зонная структура таких систем при различных константах распространения β .

Для описания электромагнитных полей в системе используется формализм многократного рассеяния (ФМР) [7]. Согласно ФМР, поле в волноводе с номером j имеет вид

$$\mathbf{E}_j = e^{i\beta z - i\omega t} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} e^{im\varphi_j} (a_{jm} \mathbf{M}_{jm} - b_{jm} \mathbf{N}_{jm}), \quad \mathbf{V}_j = e^{i\beta z - i\omega t} n_j \sum_{m=-\infty}^{+\infty} e^{im\varphi_j} (a_{jm} \mathbf{N}_{jm} + b_{jm} \mathbf{M}_{jm})$$

$$\mathbf{M}_{jm} = \frac{i\beta J'_m(\kappa_j \rho_j)}{\kappa_j J_m(\kappa_j R_j)} \mathbf{e}_\rho^j - \frac{\beta m J_m(\kappa_j \rho_j)}{\kappa_j^2 \rho_j J_m(\kappa_j R_j)} \mathbf{e}_\varphi^j + \frac{J_m(\kappa_j \rho_j)}{J_m(\kappa_j R_j)} \mathbf{e}_z \quad (1)$$

$$\mathbf{N}_{jm} = \frac{n_j \omega m J_m(\kappa_j \rho_j)}{c \kappa_j^2 \rho_j J_m(\kappa_j R_j)} \mathbf{e}_\rho^j + \frac{i n_j \omega J'_m(\kappa_j \rho_j)}{c \kappa_j J_m(\kappa_j R_j)} \mathbf{e}_\varphi^j, \quad n_j = \sqrt{\mu_j \varepsilon_j}, \quad \kappa_j = \sqrt{\frac{n_j^2 \omega^2}{c^2} - \beta^2}$$

Здесь R_j – радиус волновода, ε_j и μ_j – диэлектрическая и магнитная проницаемости волновода. β – константа распространения, которая в задаче на собственные моды

является z-проекцией волнового вектора плазмона, распространяющегося в системе. $J_m(z)$ – функция Бесселя, штрих означает производную по аргументу функции. Коэффициенты разложения a_{jm} и b_{jm} называются парциальными амплитудами.

Поле вне волновода имеет похожую структуру; для того, чтобы его получить, достаточно в формулах (1) заменить функции Бесселя функциями Ганкеля первого рода, а диэлектрическую и магнитную проницаемость волновода заменить соответствующими параметрами окружающей среды. Парциальные амплитуды, описывающие поле вне волновода, обозначим c_{jm} и d_{jm} .

Можно показать, что в случае конечной системы, состоящей из N волноводов, в рамках ФМР для парциальных амплитуд c_{jm} и d_{jm} получается замкнутая система уравнений:

$$S_{jm} \begin{pmatrix} c_{jm} \\ d_{jm} \end{pmatrix} - \sum_{l=1, l \neq j}^N \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{H_{m-n}^{(1)}(\kappa_{ex} \rho_{lj}) J_m(\kappa_{ex} R_j)}{H_n^{(1)}(\kappa_{ex} R_l)} e^{i(n-m)\varphi_{lj}} \begin{pmatrix} c_{ln} \\ d_{ln} \end{pmatrix} = 0 \quad (2)$$

Рассмотрим периодическую систему, изображённую на рис. 1. Для нумерации волноводов воспользуемся мультииндексом (Jj) , где J – это номер элементарной ячейки, j – номер волновода в ячейке. Парциальные амплитуды образуют блоховскую волну, которая характеризуется квазиволновым вектором \mathbf{k}

$$a_m^{(Jj)} = a_m^j e^{i\mathbf{k}\mathbf{a}J}, b_m^{(Jj)} = b_m^j e^{i\mathbf{k}\mathbf{a}J}, c_m^{(Jj)} = c_m^j e^{i\mathbf{k}\mathbf{a}J}, d_m^{(Jj)} = d_m^j e^{i\mathbf{k}\mathbf{a}J}, -\pi < \mathbf{k}\mathbf{a} < \pi \quad (3)$$

С учётом этого уравнение (2) переписывается в виде

$$S_m^j \begin{pmatrix} c_m^j \\ d_m^j \end{pmatrix} - \sum_{(Ll) \neq (Jj)} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{H_{m-n}^{(1)}(\kappa_{ex} \rho_{(Jj)}^{(Ll)}) J_m(\kappa_{ex} R^j)}{H_n^{(1)}(\kappa_{ex} R^l)} e^{i(n-m)\varphi_{(Jj)}^{(Ll)}} e^{i\mathbf{k}\mathbf{a}(L-J)} \begin{pmatrix} c_n^l \\ d_n^l \end{pmatrix} = 0 \quad (4)$$

Уравнение (4) имеет нетривиальные решения только в случае

$$\det \left\| S_m^j \delta_{m,n} - \sum_{(Ll) \neq (Jj)} \frac{H_{m-n}^{(1)}(\kappa_{ex} \rho_{(Jj)}^{(Ll)}) J_m(\kappa_{ex} R^j)}{H_n^{(1)}(\kappa_{ex} R^l)} e^{i(n-m)\varphi_{(Jj)}^{(Ll)}} e^{i\mathbf{k}\mathbf{a}(L-J)} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \right\| = 0 \quad (5)$$

Решение уравнения (5) неявным образом определяет закон дисперсии системы волноводов, т.е. связывает частоту моды ω с константой распространения β и квазиволновым вектором \mathbf{k} : $\omega = \omega(\beta, \mathbf{k})$.

Отметим, что в уравнении (5) можно выделить решёточные суммы U_μ и V_μ . Это достигается перегруппировкой слагаемых, после чего оказывается возможным вычислить сумму по переменной J :

$$\sum_{(Ll) \neq (Jj)} \frac{H_{m-n}^{(1)}(\kappa_{ex} \rho_{(Jj)}^{(Ll)})}{H_n^{(1)}(\kappa_{ex} R^l)} e^{i(n-m)\varphi_{(Jj)}^{(Ll)}} e^{i\mathbf{k}\mathbf{a}(L-J)} = \frac{U_{m-n} \left(\frac{\mathbf{k}\mathbf{a}}{\pi}, \frac{\kappa_{ex} a}{\pi} \right)}{H_n^{(1)}(\kappa_{ex} R^j)} \delta_{l,j} + \sum_{l=1, l \neq j}^2 \frac{V_{m-n} \left(\frac{\mathbf{k}\mathbf{a}}{\pi}, \frac{\kappa_{ex} a}{\pi}, \mathbf{p}_j^l \right)}{H_n^{(1)}(\kappa_{ex} R^l)} \quad (6)$$

Явный вид решёточных сумм может быть получен с помощью метода, описанного в [8]. При этом решёточные суммы оказываются выражены через быстро сходящиеся ряды. Это особенно важно при моделировании систем со сложной элементарной ячейкой, поскольку значительно повышает точность и производительность расчётов. Сами формулы громоздки, поэтому мы не их приводим здесь. В докладе этот момент будет рассмотрен подробнее.

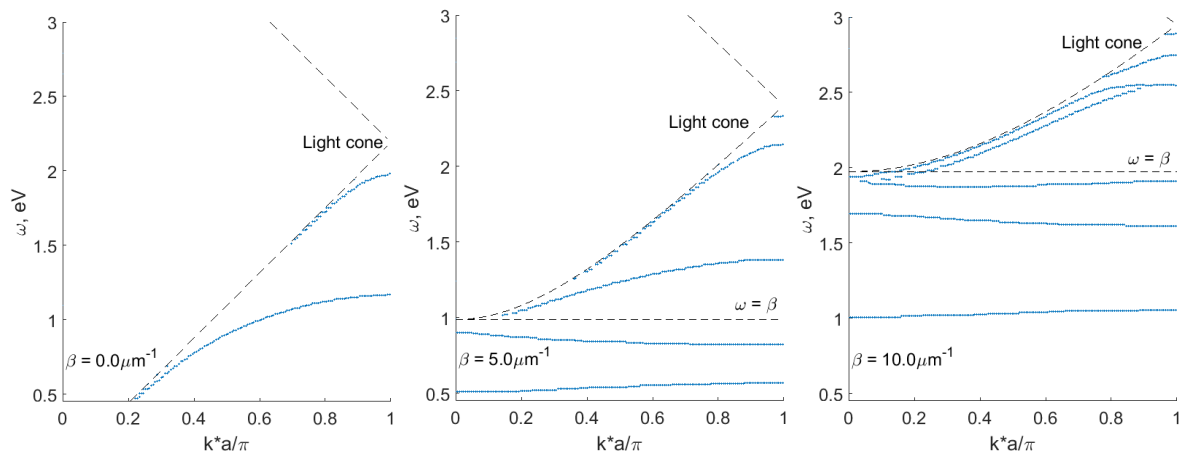


Рис. 2. Зонная структура системы волноводов

На рис. 2 представлены законы дисперсии мод при различных константах распространения. Для моделирования использовался пакет MatLab. Элементарная ячейка содержит два волновода (рис. 1). Радиусы волноводов $R = 100\text{нм}$, расстояние между волноводами в паре $b = 207\text{нм}$, период системы $a = 280\text{нм}$, угол $\varphi = 90^\circ$. Материал волноводов – серебро, данные по диэлектрической проницаемости извлечены из таблиц [9]. В докладе будет подробно рассмотрено влияние геометрии системы на закон дисперсии на примере периодической системы, элементарная ячейка которой содержит два волновода.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты 19-02-00433, 18-32-00204.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. J. Zheng, J. J. Xiao, K. W. Yu // Phys. Rev. A. 2010. 033829. P. 81
2. F. Lederer et al. // Phys. Rep. 2008. 1. P. 463
3. D. N. Christodoulides, F. Lederer, Y. Silberberg // Nature (London). 2003. 817. P. 424
4. A. Szameit et al. // Phys. Rev. A. 2008. 043804. P. 77
5. F. Dreisow et al. // Phys. Rev. Lett. 2009. 076802. P. 102
6. M. I. Gozman et al. // Solid State Commun. 2015. 16. P. 213-214
7. H. C. Van de Hulst. “Light scattering by small particles, Dover Publications”, Inc., New York, 1981
8. V. Twersky // Arch. Rational Mech. 1961. 8(1) P. 323-332
9. P. Johnson, R. Christy // Phys. Rev. B. 1972. 6. P. 4370

Поглотитель на основе таммовского плазмон-поляритона, локализованного на границе фотонного кристалла и нанокompозита с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью

Р.Г. Бикбаев^{1,2}, С.Я. Ветров^{2,1}, И.В. Тимофеев^{1,2}

¹Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск

²Сибирский федеральный университет, Красноярск

bikbaev@iph.krasn.ru

Особым типом поверхностных электромагнитных состояний, где поле экспоненциально затухает по обе стороны от поверхности, является таммовский плазмон-поляритон (ТПП) [1], для которого может прекращаться перенос энергии вдоль поверхности. Экспериментально это локализованное состояние проявляется в виде узкого резонанса в оптическом спектре пропускания или отражения образца на длинах волн внутри запрещенной зоны фотонного кристалла (ФК) [2]. Для формирования таммовского плазмон-поляритона и устройств на его основе используется, как правило, планарная металлическая пленка, сопряженная с фотонным кристаллом. При этом выбор ее материала и толщины исчерпывает возможности оптимизации оптических свойств таких структур за счет изменения параметров пленки. Новые возможности появляются, если в качестве материала пленки использовать металл-диэлектрические нанокompозиты (НК) – искусственно сформированные и особым образом структурированные среды. Отметим, что металл-диэлектрические нанокompозиты могут выступать и в качестве материалов с близкой к нулю эффективной диэлектрической проницаемостью (ДП). В [3] было показано, что подобные материалы могут быть использованы для формирования ТПП. Авторами был установлен диссипативный принцип формирования локализованного состояния, при котором ТПП может формироваться не только при малых отрицательных и положительных значениях действительной части ДП, но и при нулевом значении. В данной работе продемонстрирована возможность создания узкополосных поглотителей на основе таммовских плазмон-поляритонов, локализованных на границе ФК и нанокompозита с близкой к нулю ДП.

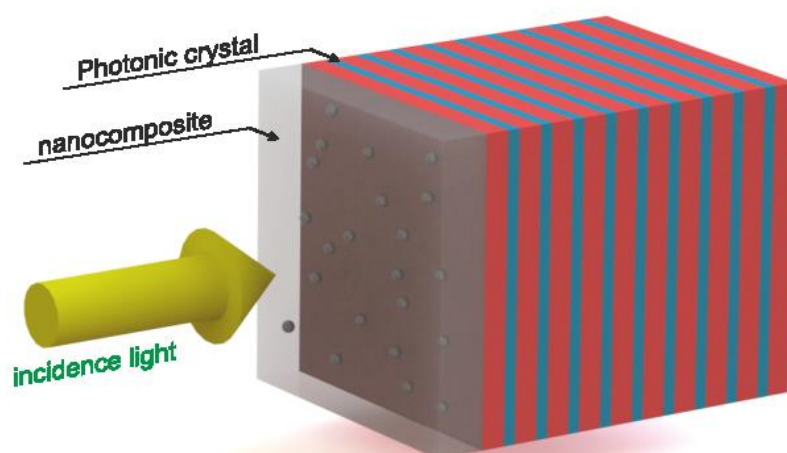


Рис. 1. Изображение исследуемой структуры.

Рассмотрим ФК-структуру, представляющую собой слоистую среду, ограниченную конечным слоем нанокompозита (Рис. 1). Элементарная ячейка фотонного кристалла сформирована из материалов a и b с толщинами слоев и ДП

соответственно d_a , ϵ_a и d_b , ϵ_b . Слой нанокompозита толщиной d_{eff} с ДП ϵ_{eff} состоит из металлических наносфер, равномерно распределенных в прозрачной матрице из оптического стекла.

Эффективная ДП нанокompозита определяется формулой Максвелл-Гарнетта [4]:

$$\epsilon_{eff} = \epsilon_d \left[1 + \frac{f(\epsilon_m(\omega) - \epsilon_d)}{\epsilon_d + (1-f)(\epsilon_m(\omega) - \epsilon_d)1/3} \right] \quad (1)$$

где f – фактор заполнения, то есть объемная доля наночастиц в матрице; ϵ_d и $\epsilon_m(\omega)$ – диэлектрические проницаемости соответственно матрицы и металла, из которого изготовлены наночастицы; ω – частота излучения.

Диэлектрическую проницаемость металла, из которого изготовлены наночастицы, найдем, используя приближение Друде, параметры которого для серебра $\epsilon_0 = 5$, $\omega_p = 9$ эВ, $\gamma = 0.02$ эВ. Диэлектрическая проницаемость матрицы $\epsilon_d = 2.56$. Далее будем считать, что среда, в которую помещена ФК-структура, является вакуумом.

Исследуем две схемы возбуждения таммовского плазмон-поляритона: со стороны нанокompозитного слоя и со стороны фотонного кристалла (Рис. 2).

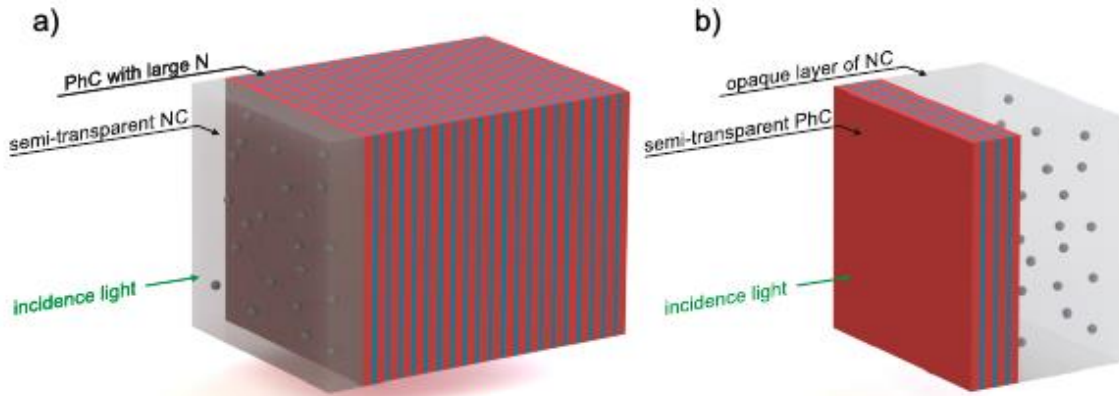


Рис. 2. Схема возбуждения ТПП со стороны нанокompозитной пленки (a) и со стороны фотонного кристалла (b).

Для численного сравнения двух схем возбуждения, рассчитаем спектры пропускания структур методом трансфер-матрицы. Результаты расчета изображены на рисунке 3. Из рисунка 3а видно, что критическая связь ТПП с падающим полем, в случае его возбуждения через НК, достигается при толщине нанокompозитного слоя $d_{eff} = 201$ нм.

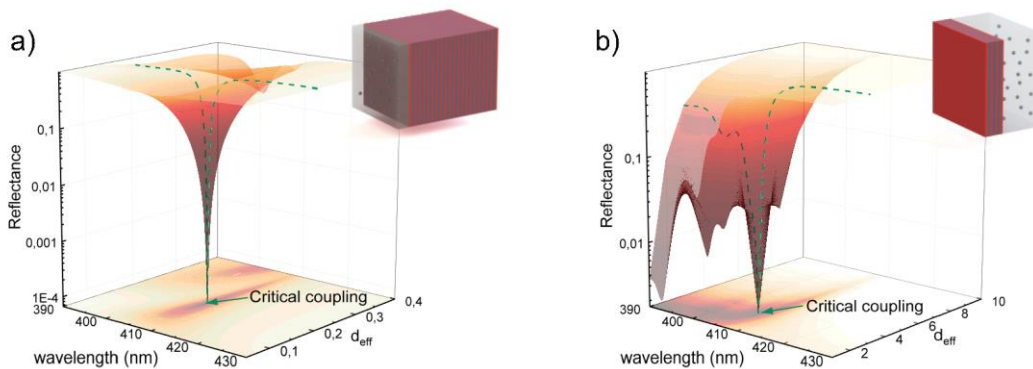


Рис. 3. Спектры отражения структуры НК-ФК (а) и ФК-НК (б) при различных значениях толщины нанокompозитного слоя d_{eff} и фиксированном значении фактора заполнения $f = 0.11$.

Также расчеты показали, что при возбуждении ТПП со стороны фотонного кристалла, критическая связь достигается при количестве периодов ФК $N = 3$ (Рис. 3б). При этом, ширина спектральной линии для первой схемы возбуждения оказывается уже. В случае возбуждения ТПП со стороны НК, максимум поглощения наблюдается на длине волны $\lambda = 407.1$ нм, а при возбуждении со стороны ФК – на длине волны $\lambda = 406.7$ нм. Эффективная ДП на этих длинах волн принимает значения $\epsilon_{eff} = 0.0094 + 0.0858i$ и $\epsilon_{eff} = 0.0348 + 0.0843i$, соответственно. Пространственные распределения локальной интенсивности поля на длинах волн ТПП изображены на рисунке 4.

Как в одном, так и во втором случае, поле локализовано на границе раздела сред в области, соизмеримой с длиной волны. При этом величина локализации для схемы возбуждения через НК в 1,5 раза больше, чем для схемы возбуждения через ФК.

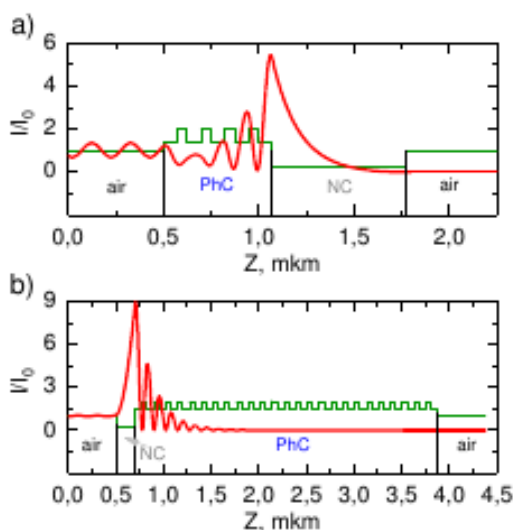


Рис. 4. ТПП в области положительных ϵ_{eff} . Пространственное распределение показателя преломления структуры (зеленая линия) и локальной интенсивности поля на длине волны ТПП (красная линия), в случае возбуждения ТПП со стороны НК (а) и со стороны ФК (б).

В работе исследованы оптические свойства ТПП, локализованных на границе фотонного кристалла и нанокompозита с близкой к нулю эффективной диэлектрической проницаемостью. Исследованы две схемы возбуждения ТПП: через фотонный кристалл и нанокompозитный слой. Численно показано, что схема возбуждения ТПП через НК более привлекательна, так как в условиях критической связи линия резонанса и, как следствие, полоса поглощения становится уже. Предложенная в работе модель может лечь в основу узкополосных поглотителей, основанных на таммовских плазмон-поляритонах, локализованных в резонансных ФК структурах.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.А. Kaliteevski et. al. // Phys. Rev. B. 2007. V.76. P.165415.
2. R. G. Bikbaev et. al. // J. Opt. 2017.V. 19. P. 0851103.
3. М. Е. Sasin et. al. // Appl. Phys. Lett. 2008.V. 92. P. 251112.
4. J. C. Maxwell-Garnett // Philos. Trans. Roy. 1904. V. 203. P. 385.

Таммовские плазмон-поляритоны на границе фотонного кристалла и прозрачных проводящих оксидов с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью

Р.Г. Бикбаев^{1,2}, С.Я. Ветров^{1,2}, И.В. Тимофеев^{1,2}

¹Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск

²Сибирский федеральный университет, Красноярск

bikbaev@iph.krasn.ru

В последние годы огромный интерес вызывает стоячая поверхностная волна, не переносящая энергии - Таммовский плазмон-поляритон (ТПП) [1]. Формирование такой волны возможно на границе раздела двух отражающих сред, например, фотонного кристалла (ФК) и планарной металлической пленки. При этом амплитуда поля на длине волны ТПП локализована на границе раздела сред и экспоненциально спадает в обе стороны от неё. Экспериментально ТПП проявляется в виде узкого пика в энергетических спектрах образца [2]. В качестве материала с отрицательной диэлектрической проницаемостью могут выступать не только металлические пленки, но и материалы с резонансной дисперсией [3]. При этом была показана возможность формирования ТПП при конечных отрицательных и положительных значениях действительной части диэлектрической проницаемости, а также в случае, когда вещественная часть диэлектрической проницаемости принимает нулевое значение [4]. В качестве материалов с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью могут выступать не только металл-диэлектрические нанокompозиты, но и прозрачные проводящие оксиды (ППО), такие как *ITO*, *AZO* и *GZO*. Подобные оксиды называют альтернативными классическим плазмонным материалам, таким как серебро и золото [5]. Привлекательность их связана с возможностью реализации большой нелинейности, создания модуляторов, поляризационных устройств, искривления волнового фронта, поглотителей и изоляторов. Все перечисленные эффекты реализованы за счет уникальных дисперсионных свойств прозрачных проводящих оксидов в области частот с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью. В связи с этим в работе продемонстрирована возможность использования подобных материалов для формирования таммовских плазмон-поляритонов и управления их спектральными свойствами.

Рассмотрим ФК-структуру, представляющую собой слоистую среду, ограниченную конечным слоем прозрачного проводящего оксида (Рис. 1)

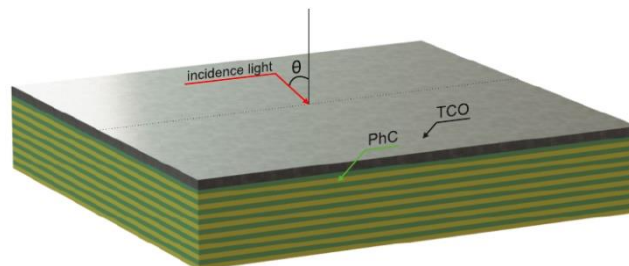


Рис. 1. Изображение исследуемой структуры.

Элементарная ячейка фотонного кристалла сформирована из материалов a и b с толщинами слоев и диэлектрическими проницаемостями соответственно d_a , ϵ_a и d_b , ϵ_b . Далее будем считать, что среда, в которую помещена ФК-структура, является вакуумом. Диэлектрическая проницаемость прозрачных проводящих оксидов в интервале длин

волн от 0.3 до 2 мкм с высокой степенью точности может быть описана с помощью модели Друде-Лоренца.

Зависимость диэлектрической проницаемости прозрачных проводящих оксидов от длины волны падающего света, изображена на Рис. 2.

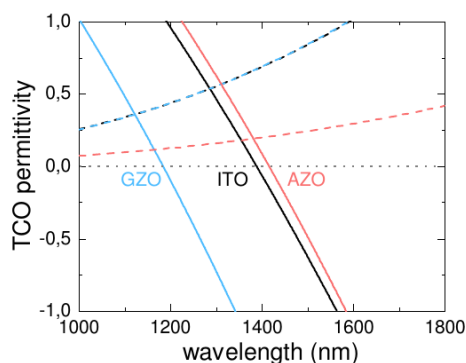


Рис. 2. Зависимости действительной и мнимой части диэлектрической проницаемости прозрачных проводящих оксидов от длины волны падающего излучения. Сплошной линией изображены действительные части диэлектрической проницаемости, пунктирной – мнимые.

Из рисунка видно, что действительные части диэлектрических проницаемостей оксидов принимают близкие к нулю значения в ближней инфракрасной области спектра. Так $\text{Re } \epsilon_{AZO} \approx 0$ при $\lambda = 1416$ нм, $\text{Re } \epsilon_{GZO} \approx 0$ при $\lambda = 1184$ нм и $\text{Re } \epsilon_{ITO} \approx 0$ при $\lambda = 1389$ нм.

Энергетические спектры исследуемой структуры были рассчитаны методом трансфер-матрицы. Для определенности, в качестве материалов чередующихся слоев ФК, рассмотрим двуокись кремния (SiO_2) и двуокись циркония (ZrO_2). Толщины слоев фотонного кристалла, в случае его сопряжения с пленками *AZO*, *GZO* и *ITO* отображены в таблице 1.

Структура	d_a , нм	d_b , нм
<i>AZO</i> -ФК	220	208
<i>GZO</i> -ФК	200	160
<i>ITO</i> -ФК	220	195

Таблица. 1. Толщины слоев фотонного кристалла.

Результаты расчета представлены на рисунке 3. Из рисунка видно, что внутри запрещенной зоны ФК формируются таммовские плазмон-поляритоны в интервалах длин волн, в которых действительная часть диэлектрической проницаемости проводящих оксидов принимает близкие к нулю значения. Так в случае сопряжения ФК с пленкой *AZO* длина волны ТПП равна 1417 нм, с пленкой *GZO* - 1188, пленкой *ITO* - 1381 нм. Диэлектрические проницаемости оксидов на этих длинах волн соответственно равны $\epsilon_{GZO} = -0.011 + 0.2063i$, $\epsilon_{AZO} = -0.024 + 0.424i$ и $\epsilon_{ITO} = 0.034 + 0.6615i$. Отметим, что условие критической связи достигается при толщинах пленок $d_{AZO} = 480$ нм, $d_{GZO} = 280$ нм, $d_{ITO} = 260$ нм. Также из рисунков видно, что спектральная ширина линии, соответствующая таммовскому плазмон-поляритону, минимальна при сопряжении фотонного кристалла с пленкой *AZO*.

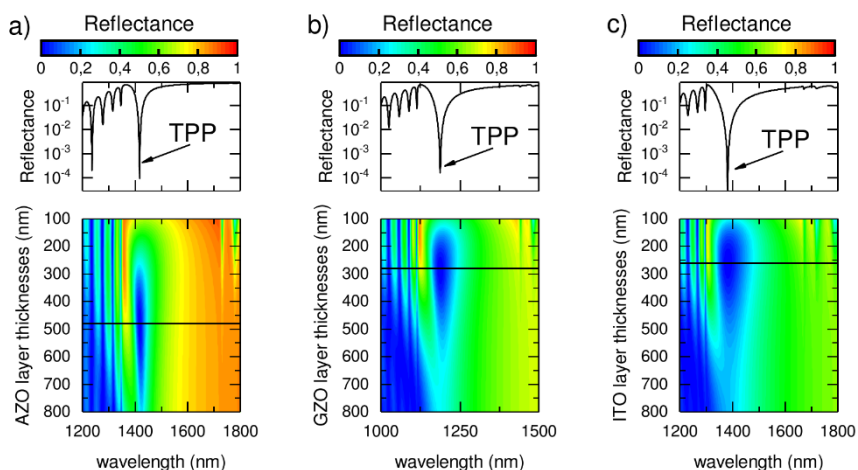


Рис. 3. Спектры пропускания фотонного кристалла, сопряженного со слоем (a) *AZO*, (b) *GZO* и (c) *ITO* при различных значениях их толщины.

Ширина линии ТПП максимальная в случае сопряжения ФК с пленкой *ITO*. В это случае внутри запрещенной зоны ФК формируется широкополосный таммовский плазмон-поляритон.

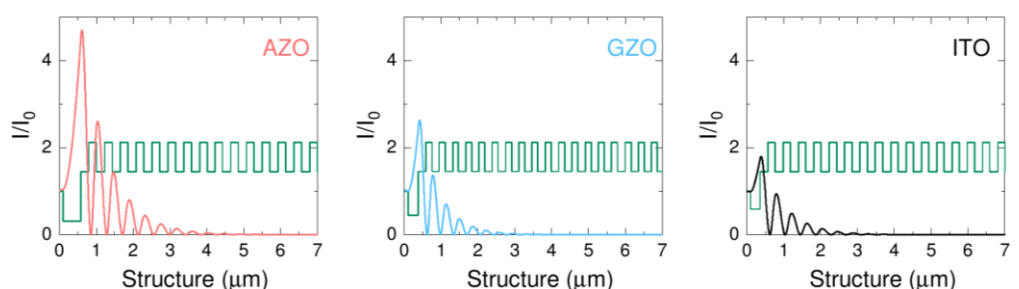


Рис. 4. Распределение локальной интенсивности поля на длине волны ТПП, нормированная на входную интенсивность для случаев сопряжения ФК с пленками *AZO*, *GZO* и *ITO*. Зеленой линией изображено пространственное распределение показателя преломления слоев ФК.

Пространственные распределения локальной интенсивности поля на частотах ТПП представлены на рисунке 4. Из рисунка видно, что локализация светового поля на длине волны ТПП для структуры *AZO*-ФК на 77% и 152% больше, чем для структур *GZO*-ФК и *ITO*-ФК, соответственно. Также отметим, что световое поле в ТПП локализовано в области, соизмеримой с длиной волны.

В работе исследованы таммовские плазмон-поляритоны, локализованные на границе фотонного кристалла и пленки прозрачного проводящего оксида с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью. Численно показано, что, изменяя материал прозрачной оксидной пленки, можно получить либо ТПП с высокой добротностью (*AZO*-ФК), либо с большой спектральной шириной линии (*ITO*-ФК).

ЛИТЕРАТУРА

1. M.A. Kaliteevski et. al. // *Phys. Rev. B*. 2007. V.76. P.165415.
2. M. E. Sasin et. al. // *Appl. Phys. Lett.* 2008.V. 92. P. 251112.
3. A. N. Oraevsky, I. E. Protsenko // *Quantum Electronics*. 2001. V. 31. P. 252.
4. R. G. Bikbaev et. al. // *J. Opt.* 2017.V. 19. P. 0851103.
5. G. V. Naik et. al. // *Opt. Mat. Exp.* 2011. V. 1. P. 109099.

Фотонные топологические состояния в одномерных структурах, индуцированные чередующейся бианизотропией

Д.А. Бобылев, М.А. Горлач
 НИУ ИТМО, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101
daniil.bobylev@metalab.ifmo.ru

Топологическая фотоника является быстро развивающейся областью исследований, в которой используются геометрические и топологические концепции с целью управления светом. Эта область направлена на изучение физики топологических состояний, первоначально обнаруженных в твердотельных электронных системах, и реализованных впоследствии в ряде оптических систем [1].

Оказывается, что существование топологических состояний определяется исключительно объемными свойствами системы. Так, если две граничащие среды характеризуются различной топологией зон, т.е. различными топологическими инвариантами, то на их границе возникают топологические интерфейсные и краевые состояния, устойчивые к различным типам дефектов. Это приводит к возникновению ряда интересных эффектов, таких как однонаправленное распространение света без рассеяния назад [1, 2].

Простейшей одномерной реализацией топологических краевых состояний является модель Су-Шриффера-Хигера (SSH) [3]. Электромагнитные состояния, описываемые этой моделью, возникают, например, в зигзагообразной цепочке резонансных наночастиц [4].

До недавнего времени основным способом реализации топологических состояний в одномерных системах была модификация геометрии решетки. Мы же исследуем возможность управлять топологическими свойствами системы за счет бианизотропного отклика частиц при фиксированной линейной геометрии решетки с равноотстоящими соседними частицами.

Бианизотропия определяется как отклик объекта на внешнее электромагнитное поле, при котором электрическое поле \mathbf{E} способно индуцировать магнитный дипольный момент \mathbf{m} , а магнитное поле \mathbf{H} – электрический дипольный момент \mathbf{d} :

$$\mathbf{d} = \hat{\alpha}^{ee} \mathbf{E} + \hat{\alpha}^{em} \mathbf{H}; \quad \mathbf{m} = \hat{\alpha}^{me} \mathbf{E} + \hat{\alpha}^{mm} \mathbf{H} \quad (1)$$

причем тензоры $\hat{\alpha}^{em}$ и $\hat{\alpha}^{me}$ характеризуют величину бианизотропного отклика.

Возникновение бианизотропного отклика связано с нарушением симметрии отражения. Поэтому в работе рассматриваются асимметричные диски (рис. 1) [5]. Если сонаправить ось z с осью симметрии диска, то можно записать: [6]

$$\hat{\alpha}^{ee} = \begin{pmatrix} \alpha^{ee} & 0 & 0 \\ 0 & \alpha^{ee} & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_{zz}^{ee} \end{pmatrix}, \quad \hat{\alpha}^{mm} = \begin{pmatrix} \alpha^{mm} & 0 & 0 \\ 0 & \alpha^{mm} & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_{zz}^{mm} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$$\hat{\alpha}^{em} = \hat{\alpha}^{me} = \begin{pmatrix} 0 & i\beta & 0 \\ -i\beta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

В рассматриваемом частотном диапазоне, соответствующему резонансу для дипольных моментов ориентированных вдоль осей x и y , мы пренебрегаем нерезонансной z -компонентой дипольных моментов, поэтому zz -компоненты тензоров электрической и магнитной поляризуемости можно положить равными нулю.

Вдобавок, считаем $\alpha^{ee} = \alpha^{mm} = \alpha$, что соответствует совмещению электрического и магнитного резонансов.

Для удобства в работе рассматривается тензор обратной поляризуемости, который имеет следующий вид [7]:

$$\hat{\alpha}^{-1} = \begin{pmatrix} \hat{\alpha}^{ee} & \hat{\alpha}^{em} \\ \hat{\alpha}^{me} & \hat{\alpha}^{mm} \end{pmatrix}^{-1} = \begin{pmatrix} u & 0 & 0 & -iv \\ 0 & u & iv & 0 \\ 0 & -iv & u & 0 \\ iv & 0 & 0 & u \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$$u = \frac{\alpha}{\alpha^2 - \beta^2}, \quad v = \frac{\beta}{\alpha^2 - \beta^2}$$

Мы рассматриваем цепочку дисков, отстоящих друг от друга на расстояние a (элементарная ячейка приведена на рис. 1), причем знак бианизотропии дисков чередуется, что достигается переворачиванием дисков. Отвлекаясь от эффектов, связанных с излучательными потерями, мы используем квазистатические диадные функции Грина [8] и решаем электромагнитную задачу в приближении дискретных диполей с учетом только ближайших соседей:

$$\hat{\alpha}^{-1} \begin{pmatrix} \mathbf{d}_n \\ \mathbf{m}_n \end{pmatrix} = \sum_{l=n\pm 1} \begin{pmatrix} \hat{G}^{ee}(\mathbf{r}_{nl}) & \hat{G}^{em}(\mathbf{r}_{nl}) \\ \hat{G}^{me}(\mathbf{r}_{nl}) & \hat{G}^{mm}(\mathbf{r}_{nl}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{d}_l \\ \mathbf{m}_l \end{pmatrix} \quad (4)$$

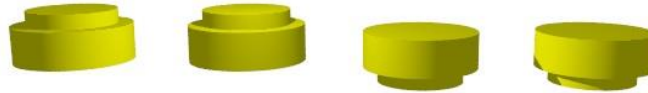


Рис. 1. Элементарная ячейка цепочки бианизотропных дисков

Используя полюсную аппроксимацию тензора обратной поляризуемости вблизи резонансной частоты одного диска $\alpha = A/(\omega - \omega_0)$ и теорему Блоха, мы формально сводим электромагнитную задачу к задаче на собственные значения с некоторым эффективным «гамильтонианом» и «волновой функцией», компоненты которой суть декартовы координаты электрического и магнитного дипольных моментов. Это позволяет интерпретировать ее как квантово-механическую задачу.

Дальнейший анализ задачи позволил получить дисперсию системы (рис. 2а). Поляризация разделяется на две независимые (d_x, m_y) и (d_y, m_x) ; в обоих случаях спектры совпадают, следовательно, имеет место двукратное вырождение собственных мод по поляризации. Симметричность спектра относительно нулевой энергии указывает на дополнительные симметрии, присущие гамильтониану системы.

Чтобы получить простейшее описание топологических свойств системы, нами был рассмотрен предел сильной бианизотропии; было показано, что исходная система уравнений сводится к уравнениям модели Су-Шриффера-Хигера:

$$\begin{cases} (\varepsilon - \mu)x_1^+ = x_0^+ + 3x_2^- \\ (\varepsilon - \mu)x_2^- = 3x_1^+ + x_3^- \\ x_1^+ = (d_{1x} + im_{1x}) \\ x_2^- = (d_{2x} - im_{2x}) \end{cases} \quad (5)$$

Здесь $\varepsilon = 2a^3(\omega - \omega_0)$, $\mu = 2va^3$ – безразмерные параметры, характеризующие частоту состояния и бианизотропию дисков, соответственно, причем $\varepsilon \rightarrow \mu$. Аналогичный результат получается и в случае $\varepsilon \rightarrow -\mu$.

Также было проделано численное моделирование конечной цепочки. Анализ спектра показал (рис. 2б), что система поддерживает 2 краевых состояния с энергией, равной по величине безразмерному параметру μ .

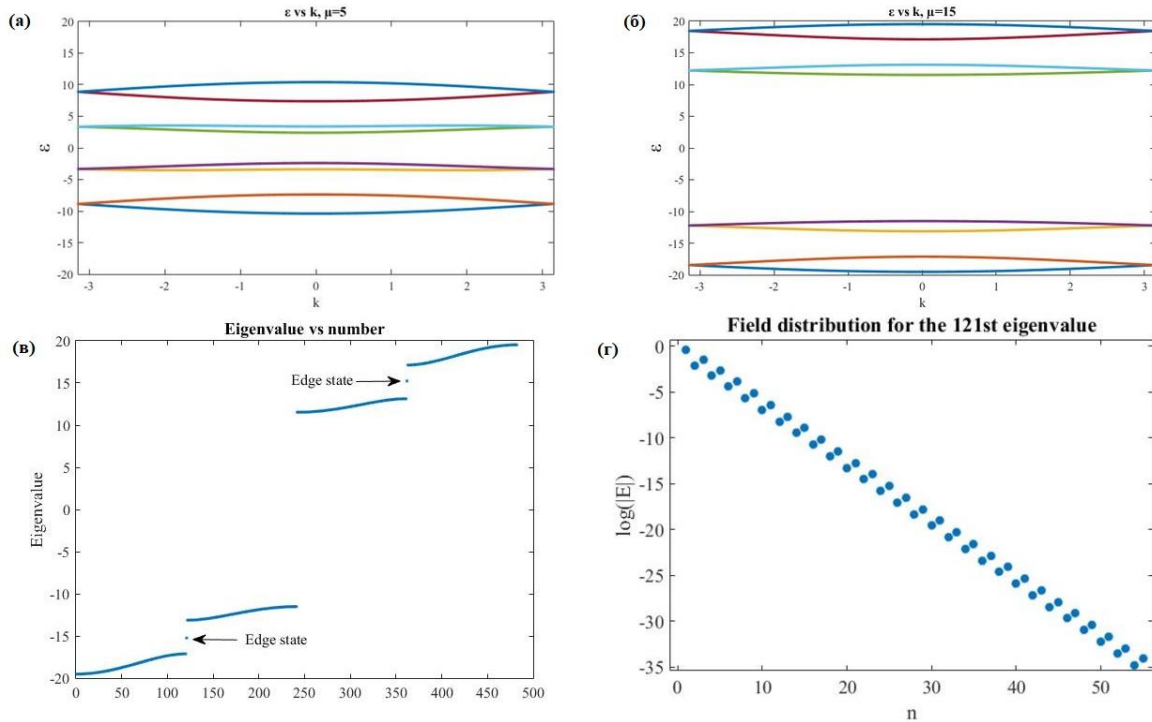


Рис. 2: (а), (б) Объёмная дисперсия цепочки для разных значений безразмерного параметра бианизотропии; (в) Собственные значения эффективного гамильтониана системы; (г) Распределение логарифма модуля амплитуды поля для краевого состояния

Таким образом, нами была предложена система, в которой топология фотонных зон определяется не геометрией решетки, а чередующимся в пространстве знаком бианизотропного отклика частиц, составляющих систему.

БЛАГОДАРНОСТИ

Данная работа была поддержана грантом Российского Научного Фонда № 18-72-00102.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Ozawa, et al. // Rev. Mod. Phys. 91, 015006, 2019.
2. L. Lu, J.D. Joannopoulos, M. Soljacic // Nature Photonics 8 (11), 821, 2014.
3. W.P. Su, J.R. Schrieffer, A.J. Heeger // Phys. Rev. Lett. 42 (25), 1979.
4. A.N. Poddubny, et al. // ACS Photonics 1 (2), pp. 101-105, 2014.
5. A.P. Slobozhanyuk, et al. // Nature Photonics 11, pp. 130-136, 2017.
6. D.V. Zhirihin, et al. // Opt. Lett. Vol. 44 (7), pp. 1694-1697, 2019.
7. A.A. Gorlach, et al. // arXiv:1811.08326v2, 2019.
8. L. Novotny, B. Hecht «Principles of Nano-optics» Cambridge University Press, 2006.

Интенсивностные магнитооптические эффекты в полностью диэлектрических структурах из висмут-замещенного феррит-граната

А.А. Воронов^{1,2}, Д.О. Игнатьева^{1,2}, М.А. Кожаев^{2,3}, М. Леви⁴, Д. Карки⁴,
В.И. Белотелов^{1,2}

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

²Российский Квантовый Центр

³Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук

⁴Мичиганский технологический университет

voronov.aa14@physics.msu.ru

Экваториальный магнитооптический эффект Керра (ЭЭК) модулирует интенсивность отраженного от магнитной пленки света в зависимости от направления намагниченности. Он перспективен для различных практических применений, таких как магнитооптические модуляторы [1,2] для обработки информации и магнитооптические биосенсоры [3]. Однако для гладкой магнитной пленки ЭЭК не превышает сотых долей процента, поэтому были предложены различные наноструктурированные материалы для усиления ЭЭК посредством оптического возбуждения мод. Моды, распространяющиеся вдоль поверхности материала, являются более перспективными, так как их волновой вектор может быть невязимо изменен внешним магнитным полем. Плазмонные кристаллы являются одной из наиболее эффективных наноструктур, обеспечивающих значительное усиление модуляции света как в отражении, так и в пропускании [4,5]. Однако это сопровождается значительным уменьшением базового сигнала из-за высокого поглощения в металлах, это приводит к уширению получаемых резонансов.

Полностью диэлектрические магнитные структуры являются перспективными, так как они способны давать высокочастотные резонансы и обеспечивать высокую прозрачность структур. Численно показано, что 1D [6,7,8] полностью диэлектрические решетки обеспечивают многократное увеличение магнитооптической эффективности. Тем не менее, изготовление таких структур является сложной задачей, и, с другой стороны, результирующий магнитооптический отклик будет значительно зависеть от потерь материала, которые игнорируются в рассматриваемых структурах.

Структуры, исследуемые в данной работе, представляют собой периодическую решетку, изготовленную методом ионного травления на гладкой пленке из висмут-замещенного феррит-граната, который расположен на подложке из гадолиний-галлиевого граната. Причем травление произведено таким образом, чтобы оставить гладкий слой феррит-граната под решеткой толщиной 75 нм. Высота получившихся нанополосок равна 225 нм. Отсутствие металлического слоя в наших структурах заставляет нас отказаться от рассмотрения поверхностных плазмон-поляритонов. Вместо этого мы подбираем параметры структур таким образом, чтобы могли эффективно возбуждаться волноводные моды. Само возбуждение происходит за счет дифракции падающего света на решетке (Рис. 1).

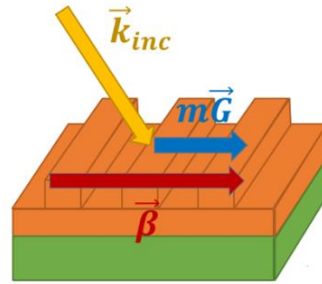


Рис. 1. Схематическое изображение возбуждения волноводных мод в 1D диэлектрической решетке.

Условие фазового синхронизма для такого метода возбуждения имеет вид:

$$k_{inc} \cdot \sin(\theta) + m \cdot G = \pm\beta, \quad (1)$$

где $k_{inc} = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число падающего света, λ – длина волны света в воздухе, m – порядок дифракции, $G = \frac{2\pi}{p}$ – вектор обратной решетки, $\beta = \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff}$ – волновое число волноводной моды, n_{eff} – эффективный показатель преломления моды.

Главной темой исследования является интенсивностный экваториальный эффект Керра. При приложении внешнего магнитного поля волновое число β волноводной моды, распространяющейся в структуре, приобретает линейную по гирации добавку $\Delta\beta$, зависящую от направления внешнего магнитного поля [1]:

$$\beta_H = \beta + \Delta\beta(\vec{H}). \quad (2)$$

Вследствие этой добавки и возникает ЭЭК. Обычно ЭЭК наблюдается в средах при наклонном падении света, поляризованного в плоскости падения (р-поляризация), и характеризуется величиной δ :

$$\delta = \frac{I(+M) - I(-M)}{I(+M) + I(-M)}, \quad (3)$$

где $I(+M)$ и $I(-M)$ – интенсивность отраженного света при приложении внешнего поля в двух противоположных направлениях.

Обычно ЭЭК измеряется для отраженного света, но в случае структур с высоким коэффициентом пропускания этот эффект также может быть измерен и для прошедшего через материал света. В нашем случае коэффициент пропускания T достигает 50%, что позволяет нам исследовать именно прошедший свет.

На Рис. 2 представлены измерения ЭЭК, когда период решетки был равен 400 нм, а ширина щелей – 200 нм.

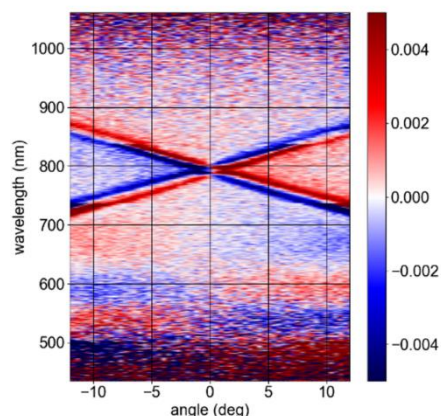


Рис. 2. ЭЖ для 1D диэлектрической структуры при падении р-поляризованного света.

Результаты эксперимента показывают значительное усиление ЭЖ, вызванное наличием наноструктурирования, который достигает значения в $\delta=2\%$. В то же время ЭЖ от гладкой пленки феррит-граната такой же толщины равен лишь $0,004\%$. Помимо этого, резонансы ЭЖ обладают высокой добротностью $Q=155$ и шириной на полувысоте порядка 4 нм.

Таким образом, результаты эксперимента показывают многократное усиление ЭЖ в одномерных полностью диэлектрических решетках, которое было теоретически предсказано ранее. Резонансы обладают высокой добротностью, которая на порядок превосходит добротность получаемых резонансов в плазмонных структурах [4].

Работа выполнена при поддержке РФФ, грант 18-72-00233.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.K. Zvezdin, V.A. Kotov "Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials" Boca Raton: CRC Press, 1997
2. А.К. Звездин, В.А. Котов "Магнитооптика тонких пленок" М.: Наука, 1988
3. D.O. Ignatyeva et al. // JETP Lett. 2016. 104 679-84
4. O.V. Borovkova et al. // Appl. Phys. Lett. 2018. 112 063101
5. V.I. Belotelov et al. // Nat. Nanotechnol. 2001. 6 370-6
6. E. Gamet et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2017. 50 495105
7. I.S. Maksymov // Nanomaterials 2015. 5 577-613
8. I.S. Maksymov et al. // Optics Express 2014. 22 8720-5

Голографическое формирование дифракционных структур бесселеподобными световыми пучками с учетом самодифракции записывающих волн в фотополимерных материалах

В.О. Долгирев, С.Н. Шарангович, Д.И. Дудник, А.О. Семкин
Государственный Университет Систем Управления и Радиоэлектроники (ТУСУР)
vital2@mail.ru

В последнее время в оптике интенсивно исследуются световые пучки, практически свободные от дифракции [1-2]. К таким пучкам относятся Бесселевы световые пучки. Данные оптические пучки можно использовать в различных областях оптической метрологии, системах оптического выравнивания на больших расстояниях и механических устройствах, в нелинейной оптике, в когерентной томографии, а также при проектировании атмосферных беспроводных линий телекоммуникаций [1-2]. Актуальным представляется поиск доступных методов формирования таких пучков.

Одним из наиболее эффективных методов формирования дифракционных оптических элементов (ДОЭ) является голографический с применением фоточувствительных сред [3-5]. Эффективность метода обусловлена возможностью создавать сколь угодно сложные дифракционные структуры (ДС), позволяющие преобразовывать проходящие световые пучки.

В данной работе исследуется процесс голографического формирования ДС бесселеподобными световыми пучками с учетом самодифракции записывающих световых волн.

Пусть на границу образца (Рис. 1(а)), содержащего фотополимерный материал (ФПМ) толщиной d , падает два монохроматических пучка света с амплитудными распределениями $E_0(\mathbf{r})$ (Гауссово распределение) и $E_1(\mathbf{r})$ (бесселеподобное распределение), волновыми векторами \mathbf{k}'_0 и \mathbf{k}'_1 , под углами θ_0 и θ_1 . Оптическое поле на входной границе описывается как [6-9]:

$$E(t, \mathbf{r}) = \sum_{j=0,1} \mathbf{e}_j \cdot E_j \cdot \exp \left[i(\omega \cdot t - \mathbf{k}'_j \cdot \mathbf{r}) \right], \quad (1)$$

где \mathbf{e}_j – вектор поляризации; \mathbf{r} – радиус-вектор; $\mathbf{k}'_j = k \cdot \mathbf{N}_j$, $k = n \cdot \omega / c$ – волновое число и \mathbf{N}_j – нормаль к волновому фронту, n – показатель преломления.

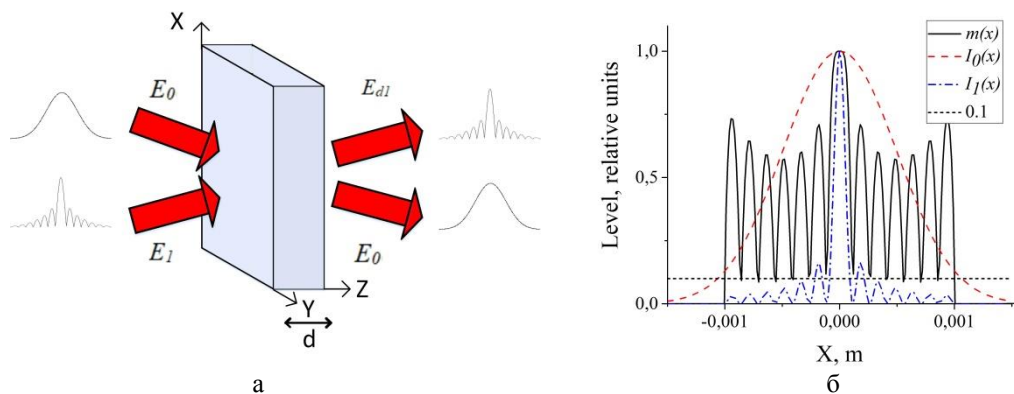


Рис. 1. а) Пространственная геометрия записи; б) Локальный контраст интерференционной картины.

Во время записи внутри образца с ФПМ происходит изменение распределения интенсивности $I(t, \mathbf{r})$ записывающего поля под действием дифракции записывающих световых пучков. ДС в каждый момент времени продолжает формироваться в соответствии с изменением распределения светового поля, а в областях малого контраста (<0.1 , Рис. 1(б)), под действием эффекта самодифракции, формируется дополнительная решетка, которая вызывает неоднородность амплитудно-фазового профиля всей решетки. При этом, в областях высокого контраста запись ДР остается линейной.

Выражение для амплитуды первой гармоники показателя преломления с учетом эффекта самодифракции представлено ниже [9]:

$$n_1(\tau, x, y) = \delta n_p F_2(x) \sqrt{m_0(x)} \int_0^\tau R(\tau', x) H_0(\tau', \tau, x, y) d\tau', \quad (2)$$

где δn_p – параметр модели, характеризующий изменение n вследствие полимеризации и диффузии компонент материала; $\tau = t/T_m$ – относительное время; $T_m = 1/(K_1^2 D_m)$ – время диффузии; $K_1 = |K_1|$ – волновое число первой гармоники; D_m – начальное значение коэффициента диффузии; $F_2(x) = \frac{2^k}{b_x} \cdot \frac{2k}{1+m_0(x)}$; $m_0(x) = I_0(x)/I_1(x)$ –

соотношение интенсивностей записывающих световых пучков; $I_j(x) = |E_j(x)|^2$; $j = 0, 1$; $b_x = b(x) = T_p(x)/T_m$; $T_p(x) = h^{-1}/[I^0(x)]^2$ – локальное время полимеризации;

$R(\tau', x) = \frac{M_0(\tau')}{M_n} - \left(\frac{2^k}{b_x} - C_n \right) \cdot \int_0^{\tau'} \frac{M_0(\tau'')}{M_n} \cdot e^{-\int_{\tau'}^{\tau''} F_1(\tau'') d\tau''} d\tau''$; $M_0(\tau)$ – концентрация мономера для нулевой гармоники; M_n – начальная концентрация мономера; $C_n = \delta n_i / \delta n_p$; δn_p и δn_i – параметры модели, характеризующие изменение n вследствие полимеризации и диффузии компонент материала;

$$b_m(\tau, x) = \exp[-s(1 - M_0(\tau, x))/M_n];$$

$$F_1(\tau) = 2^k / b_x + b_m(\tau, x);$$

$$F_2(x) = \frac{2^k}{b_x} \frac{2k}{1+m_0(x)};$$

$$H_0(\tau', \tau, x, y) = 1 + \sqrt{\frac{i \cdot F_2(x) \cdot \Gamma}{y/d}} \cdot \int_{\tau'}^{\tau} R(\tau'') d\tau'' \cdot J_1 \left[i \cdot F_2(x) \cdot \Gamma \cdot \frac{y}{d} \cdot \int_{\tau'}^{\tau} R(\tau'') d\tau'' \right]; \quad J_1[x] –$$

функция Бесселя; $\Gamma = \delta n_p \cdot G \cdot d = \omega \cdot d \cdot \delta n_p / 2 \cdot c \cdot \cos(\varphi_1)$ – нормализованный коэффициент связи, характеризующий эффективность взаимодействия световых волн с решеткой.

Данное выражение (2) определяет временную динамику пространственного распределения амплитуды ДР с учетом самодифракции записывающих световых пучков. Амплитудно-фазовая неоднородность профиля решетки, обусловленная влиянием эффекта самодифракции, приводит к повороту эффективного вектора решетки, соответственно, и к смещению угла Брэгга при считывании, а также к обмену энергии между пучками.

На рисунке 2 представлена экспериментальная установка по голографическому формированию и считыванию с ФПМ [11-13]. Гелий-неоновый (He-Ne) лазер с длиной волны излучения 633 нм формирует опорный световой пучок с Гауссовым световым распределением диаметром 1 мм и мощностью 2 мВт. После отражения от зеркала (3) пучок разделяется на два с помощью светоделительного кубика (СК). Далее,

сигнальный пучок посредством амплитудного транспаранта (АТ) преобразует Гауссово распределение интенсивности света в бесселеподобное [14]. АТ имел ширину концентрической щели 0.05 мм и диаметр кольца 0.4 мм. Расстояние от АТ до линзы (Л) и от линзы до ДОЭ соответствовало фокусному расстоянию самой линзы (23 см). Угол падения опорного и сигнального пучка составлял 5 градусов. В объеме образца ФПМ опорный и сигнальный пучок интерферируют. Далее, следуя голографическому принципу, в нем формируется фазовая пропускающая голограмма. В качестве ФПМ использовались фотополимерные пленки «ГФПМ633.5» производства ООО «Полимерные голограммы – Новосибирск» с толщиной слоя 45 ± 5 мкм на стеклянной подложке толщиной 1 ± 0.1 мм. Анализатор лазерных пучков (А) фиксирует распределение интенсивности проходящего сигнального и опорного пучка. Для считывания полученной голограммы, сигнальный световой пучок перекрывался шторкой (Ш). На выходе дифракционного оптического элемента (ДОЭ) анализатором фиксировалось распределение интенсивности дифрагировавшего светового пучка.

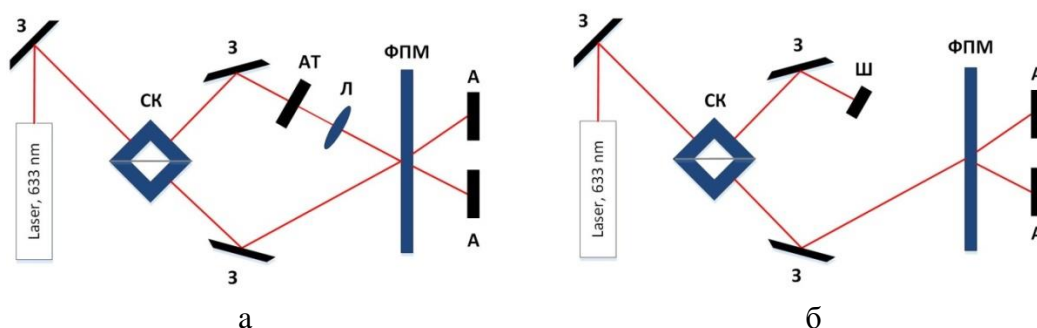


Рис. 2. а) Схема установки для формирования ДОЭ; б) схема установки для считывания ДОЭ.

На рисунке 3 приведены иллюстрации распределения интенсивности сигнального светового пучка, и нормированные профили дифрагировавшего и сигнального светового пучка вдоль координат «х».

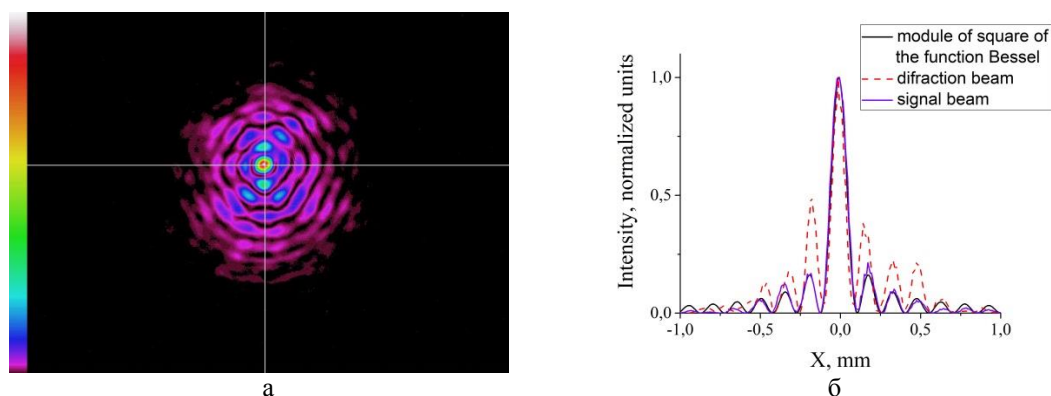


Рис. 3. а) Распределение интенсивности сигнального светового пучка; б) Нормированный профиль распределения интенсивности дифрагировавшего и сигнального светового пучка вдоль координаты «х».

Из Рис. 3(б) видно, что распределение интенсивности сигнального пучка имеет характер, похожий на квадрат функции Бесселя. Уровень боковых максимумов у дифрагировавшего светового пучка усилен по уровню (до 3.5 раз), при этом больше всего усиление происходит в областях малого контраста. Данное усиление обусловлено влиянием эффекта самодифракции записывающих световых пучков. Проведенное теоретическое и экспериментальное исследование подтверждает необходимость учета

влияния эффекта самодифракции на дифракционные характеристики элемента, при записи световыми пучками, имеющие неоднородный амплитудный профиль.

Таким образом, в данной работе разработана теоретическая модель голографического формирования ДС с учетом эффекта самодифракции, позволяющая преобразовывать световые поля в бесселеподобные. Проведено экспериментальное исследование по голографическому формированию ДС бесселеподобным и Гауссовым световым полем в ФПМ. По результатам эксперимента продемонстрировано, что уровень боковых максимумов дифрагировавшего светового пучка усиливается по уровню (до 3.5 раз), вследствие влияния эффекта самодифракции. Следует вывод, что для определения пространственного распределения показателя преломления в ФПМ в процессе голографического формирования ДС, необходимо учитывать влияние эффекта самодифракции, что позволит более точно определить дифракционные характеристики элементов.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки Российской Федерации в рамках Госзадания (Проект №3.1110.2017/4.6).

ЛИТЕРАТУРА

1. G.A. Siviloglou, D.N. Christodoulides // Optics letters. 2007. V. 32. P. 979.
2. Н.А. Хило, Е.С. Петрова, А.А. Рыжевич // Квантовая электроника. 2001. Т. 31. С. 85.
3. А.А. Казак и др. // Вестник Белорусского государственного университета. Физика. Математика. Информатика. 2011. Т. 1. С. 3.
4. N.A. Groshenko, O.S. Makalish, A.V. Volyar // Technical Physics. 1998. V. 43. P. 1450.
5. A.V. Carpentier // American Journal of Physics. 2008. V. 76. P. 916.
6. E. Kovalenko, S. Sharangovich, T. Zelenskaya // Synthetic metals. 1996. V. 83. P. 293.
7. S.N. Sharangovich, E.A. Dovolnov // Enabling Photonic Technologies for Aerospace Applications V. International Society for Optics and Photonics. 2003. V. 5104. P. 116.
8. S.N. Sharangovich, E.A. Dovolnov // Organic Optoelectronics and Photonics. International Society for Optics and Photonics. 2004. V. 5464. P. 399.
9. E.A. Dovolnov, S.N. Sharangovich // Russian Physics Journal. 2006. V. 49. P. 1189.
10. S.V. Ustyuzhanin, S.N. Sharangovich // Russian Physics Journal. 2011. V. 54. P. 172.
11. E.S. Kovalenko et al. // Optoelectronic Information Systems and Processing. International Society for Optics and Photonics. 2001. V. 4513. P. 75.
12. E.A. Dovolnov, S.V. Ustyuzhanin, S.N. Sharangovich // Russian Physics Journal. 2007. V. 50. P. 58.
13. E.A. Dovolnov et al. // Russian Physics Journal. 2007. V. 50. P. 342.
14. И.А. Трушников и др. // Материалы XII международной научно-практической конференции. Электронные средства и системы управления. 2016. Ч. 1. С. 126.

Полностью оптическое управление намагниченностью в многослойных наноструктурах с GdFeCo

Д.О. Игнатьева^{1,2}

¹*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет*

²*Российский квантовый центр
ignatyeva@physics.msu.ru*

В настоящее время все больший интерес привлекают новые методы записи информации при помощи фемтосекундных лазерных импульсов, в том числе, в ферромагнитных сплавах с редкоземельными ионами (GdFeCo, TeFeCo). Преимуществом такого метода записи является то, что в данных материалах удается сверхбыстро (на пикосекундном временном масштабе) перемагнитить область размером порядка микрона (домен), на который воздействуют сфокусированные лазерные импульсы. Потенциально размер одного бита может уменьшен до 7 нм, поэтому исследование процесса полностью оптического перемагничивания в GdFeCo представляет собой не только важную задачу с точки зрения фундаментальной науки, но и имеет огромное прикладное значение.

Фундаментальные исследования воздействия лазерных импульсов на спиновые подсистемы проводились в группах проф. Р.В. Писарева [1] и проф. А.В. Киммеля [2]. Особенностью GdFeCo является то, что в нем имеется возможность адресно переключать домены с той или иной намагниченностью в зависимости от поляризации лазерного импульса (эффект all-optical helicity-dependent magnetization switching) вблизи температуры компенсации GdFeCo [2]. При этом для практических применений важно увеличение эффективности взаимодействия света и вещества, а также использование многослойных систем с возможностью адресного переключения намагниченности.

Одним из возможных путей является использование специальных оптических свойств многослойной структуры, за счет которых распределения энергии лазерного излучения между слоями может быть перестроено путем изменения длины волны или поляризации излучения. Экспериментально было продемонстрировано адресное перемагничивание домена, намагниченного перпендикулярно слоям, в верхнем или нижнем слое GdFeCo при изменении плоскости линейной поляризации фемтосекундного импульса накачки [3]. Такое перемагничивание возможно благодаря возбуждению поверхностного плазмон-поляритона, локализованного во внешнем слое структуры в ТМ поляризации, и эффекту полного внутреннего отражения, приводящему к поглощению энергии преимущественно в верхнем слое, в ТЕ поляризации.

Представлены результаты анализа, показывающего возможность дальнейшего развития предложенной методики адресного переключения на многослойные структуры с плазмонными резонансами. При этом каждому слою GdFeCo будет соответствовать своя длина волны лазерного излучения, при котором наблюдается плазмонный резонанс в данном слое, что позволит аккумулировать энергию и перемагничивать домены только в одном выбранном слое, соответствующем выбранной длине волны фемтосекундного лазера.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 18-32-20225).

ЛИТЕРАТУРА

1. A.M. Kalashnikova et al. // *Physics-Uspekhi*. 2015. V. 5810. P. 969.
2. C. D. Stanciu et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 99. P. 047601.
3. D.O. Ignatyeva et al. (submitted)

Усиление интенсивностных магнитооптических эффектов при возбуждении квазиповерхностных мод в фотонно-кристаллических структурах с гранатом

Д.О. Игнатьева¹, В.И. Белотелов²

¹*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет*

²*Российский квантовый центр
ignatyeva@physics.msu.ru*

В работе анализируются свойства слоистых магнитных гетероструктур, в которых возбуждаются квазиповерхностные резонансы, чувствительные к направлению внешнего магнитного поля в экваториальной конфигурации. Подобные структуры перспективны для создания оптических модуляторов. Традиционные магнитооптические модуляторы объемного лазерного излучения работают на основе эффекта Фарадея [1-2]. В основе их работы лежит поворот плоскости поляризации за счет эффекта Фарадея, возникающего при включении внешнего магнитного поля [3], либо возбуждения магнитоэлектрических спиновых волн [4,5], либо эффекта прецессии намагниченности [6]. Однако необходимость миниатюризации устройств требует создания структур с более эффективным взаимодействием света и намагниченности.

Перспективным направлением для усиления такого взаимодействия является магнитоплазмоника, позволяющая осуществлять сверхбыстрое управление светом на наномасштабах [7-11]. Экспериментально была продемонстрирована модуляция ближнеполюсных свойств поверхностных волн, и связанная с ней модуляция дальнеполюсного отклика, как в магнитоплазмонных кристаллах [7], так и гладких триметаллических пленках [8] и структурах типа металл-диэлектрик-металл [9,10]. Однако значительное поглощение, усиливаемое при добавлении в структуру ферромагнитных слоев, особенно таких, как Co, Fe, Ni, не позволяет реализовать устройства интегральной оптики на базе магнитоплазмонных структур с реальными, а не модельными, параметрами поглощения и гирации ферромагнетика.

Для увеличения добротности поверхностных оптических резонансов было предложено [12] применение специальных структур с фотонным кристаллом. В таких структурах возможно возбуждение квазиповерхностных, или Таммовских волн с добротными резонансами. В то же время применение ферритов-гранатов вместо традиционных ферромагнитных металлов позволит значительно снизить диссипативные потери в структуре [13].

Таким образом, существенным преимуществом полностью диэлектрической структуры с фотонным кристаллом и магнитными слоями является увеличение добротности и связанное с ним увеличение чувствительности и магнитооптического отклика.

Рассматриваемая структура представляет собой одномерный фотонный кристалл (ФК), состоящий из чередующихся слоев SiO₂/Ta₂O₅, на который нанесен слой феррита-граната. Как было показано ранее, в структурах такого типа могут возбуждаться длиннопребные поверхностные электромагнитные волны на границе граната и воздуха, которые удерживаются в структуре, с одной стороны, за счет реализации условий полного внутреннего отражения от внешней среды, с другой стороны – за счет запрещенной зоны фотонного кристалла. По свойствам такие моды аналогичны волноводным модам, однако в их формировании существенную роль играет наличие запрещенной зоны фотонного кристалла. Кроме того, за счет

асимметрии структуры, распределение поля внутри граната имеет также существенно асимметричный характер. Такая асимметрия моды также увеличивает невзаимную модуляцию постоянной распространения.

Отметим, что за счет очень малого поглощения в слоях диэлектрика ($n'' \sim 0.002$) (в отличие от плазмонных структур, где обязательно присутствует металл) длина распространения таких мод составляет от сотен мкм до нескольких мм. Также, в зависимости от параметров структуры: соотношения толщин слоев, показателей преломления выбранных материалов и числа пар в одномерном ФК, а также толщины и показателя преломления гранатовой пленки, можно реализовать условия для резонанса как в ТМ, так и ТЕ поляризациях, и реализовать модуляцию отражения структуры при возбуждении поверхностной волны в экваториальной или меридиональной конфигурации намагниченности, соответственно.

Однако недостатком такой структуры является объемный характер волны внутри граната, в то время как эффекты Керра значительно больше для поверхностных волн. Второй тип рассматриваемой структуры представляет собой ФК из чередующихся слоев TiO_2/GaP , параметры которого подобраны таким образом, чтобы возбуждение поверхностной волны происходило на границе ФК и граната. При этом слой граната имеет достаточно большую толщину порядка нескольких мкм, что существенно превышает глубину проникновения поверхностной волны, составляющей порядка 0.5 мкм. Численные расчеты показывают, что глубина модуляции в рассматриваемых структурах достигает 97%.

Отметим, что для реализации магнитооптической модуляции в ближнем ИК может быть использован цериевый гранат Ce:YIG , а для ФК – полупроводники с высоким показателем преломления, например Si .

Таким образом, проанализировано два типа структур, в которых возбуждаются квазиповерхностные электромагнитные волны ТМ или ТЕ типа. Наблюдаемая магнитооптическая модуляция коэффициента отражения достигает 97% для структур, где волна носит эванесцентный характер внутри граната.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 18-72-00233.

ЛИТЕРАТУРА

1. Zvezdin A. K., Kotov V. A. Modern magneto-optics and magneto-optical materials. - CRC Press, 1997.
2. M. Gaugitsch, H. Hauser // Journal of lightwave technology. 1999. V. 17. No. 12. P. 2633.
3. S.E. Irvine, A.Y. Elezzabi // Journal of Physics D: Applied Physics. 2003. V. 36, P. 18
4. C.S. Tsai // Optical Engineering. 1999. V. 38, P.7.
5. Bao-Jian Wu, Cheng-You Luo, Kun Qiu // Optics Communications. 2009. P. 282.
6. T. H. J. Loughran et al. // Opt. Express. 2018. V. 26. P. 4738.
7. G.A. Wurtz et al. // New J. Phys. 2008. V. 10. P. 105012.
8. D.M. Becera, Active Plasmonic Devices Based on Magnetoplasmonic Nanostructures. Springer, 2017.
9. E. Ferreira-Vila et al. // Opt. Express. 2013. V. 21, P. 4917.
10. G. Armelles et al. // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2009. V. 11, P. 114023.
11. Chin, J. Y. et al. // Nature communications. 2013. V. 4. P. 1599.
12. Ignatyeva D.O. et al. // Scientific Reports. 2016. V. 6, P. 28077.
13. Д.О. Игнатьева и др. // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 104, вып. 10, С. 689.

О плазменных волнах в 2D кристаллах с учетом расщепления Рашбы

Е.И. Кухарь^{1,2}, С.В. Крючков^{1,2}, В.И. Конченков

¹Волгоградский государственный социально-педагогический университет

²Волгоградский государственный технический университет

eikuhar@yandex.ru

Спиновые состояния электронов в полупроводниковых структурах и проблемы спиновой динамики являются объектами повышенного внимания исследователей в связи с интенсивным развитием спинтроники и технологии гетероструктур [1]. Одной из основных задач этих областей является создание электронных устройств с перестраиваемыми характеристиками [2,3]. Современные достижения в области нанoeлектроники дают возможность для управления электронными свойствами 2D дираковских структур и топологических изоляторов за счет изменения внешних электромагнитных (ЭМ) полей [4-6].

Исследования плазменных волн и коллективных возбуждений, называемых плазмонами, в 2D дираковских кристаллах и топологических изоляторах актуальны как с фундаментальной [7], так и с практической точек зрения [8]. Фундаментальный интерес объясняется тем фактом, что такие квантово-механические объекты как плазмоны не имеют аналогов в классической теории. Практический интерес к таким объектам связан с возможностью увеличения быстродействия электронных устройств, использующих в своей работе плазмонную динамику [9,10]. Ниже изучено влияние спинового расщепления Рашбы, а также высокочастотного (ВЧ) излучения на энергию плазмонов 2D кристалле.

Считаем, что 2D структура лежит в плоскости xy . Учет спин-орбитального взаимодействия и размерное квантование вдоль оси Oz приводят к появлению линейных по квазиимпульсу \vec{P} слагаемых в спектре носителей заряда, которые имеют вид [7] (модель Рашбы):

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}_x^2 + \hat{p}_y^2}{2m} + v_{so}(\hat{p}_y\hat{\sigma}_x - \hat{p}_x\hat{\sigma}_y), \quad (1)$$

где $\hat{\sigma}_{x,y,z}$ – матрицы Паули, v_{so} – параметр, ответственный за спин-орбитальное взаимодействие в кристалле и зависящий от интенсивности конфинмента в направлении оси Oz ($v_{so} \sim 10^7$ см·с⁻¹ [7]). Собственные значения гамильтониана (1) равны

$$\varepsilon_n(\vec{p}) = \frac{p^2}{2m} + (-1)^n v_{so} p, \quad n = 1, 2. \quad (2)$$

Согласно (2) состояние с $\vec{p} = \vec{0}$ ($\varepsilon = 0$) оказывается вырожденным по спину и соответствует пересечению двух дисперсионных ветвей ($n = 1, 2$). Плазменные возбуждения в 2D структурах с расщеплением Рашбы исследовались в приближении случайных фаз (ПСФ) в работе [7] для случая высоких концентраций электронов, когда уровень Ферми превышал энергию, отвечающую $\vec{p} = \vec{0}$ ($\varepsilon_F > 0$). Ниже исследуется зависимость энергии плазмонов от положения уровня Ферми в том случае, когда последний оказывается ниже значения $\varepsilon = 0$. Температуры электронного газа предполагаются предельно низкими.

В рамках ПСФ закон дисперсии для плазмонов находится из уравнения

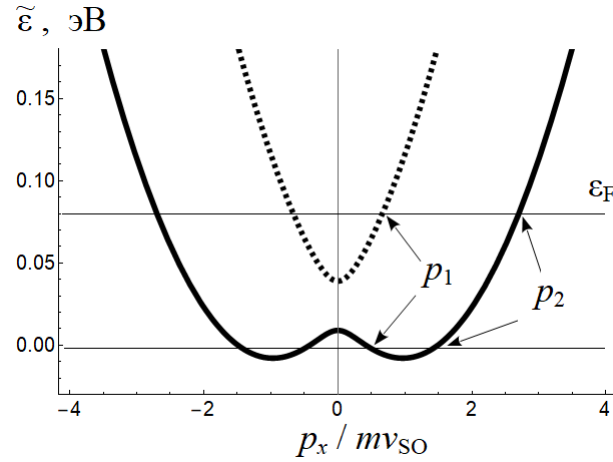


Рис. 1. Зависимость квазиэнергии от квазиимпульса, $\Delta_{EM} = 15$ мэВ.

$$1 - V(\vec{k})\Pi(\omega, \vec{k}) = 0, \quad (3)$$

где $V(\vec{k}) = 2\pi e^2/k$ – потенциал незэкранированного взаимодействия электронов, которое предполагается кулоновским [10], $\Pi(\omega, \vec{k})$ – поляризационный оператор, вычисляемый по формуле

$$\Pi(\omega, \vec{k}) = i \int G_0(\varepsilon_1, \vec{p}_1) G_0(\varepsilon_2, \vec{p}_2) \frac{d\varepsilon d^2\vec{p}}{(2\pi\hbar)^3}, \quad (4)$$

$G_0(\varepsilon, \vec{p})$ – причинная функция Грина для электрона, $\vec{p}_{1,2} = \vec{p} \pm \hbar\vec{k}/2$, $\varepsilon_{1,2} = \varepsilon \pm \hbar\omega/2$. В случае предельно низких температур существование плазмонов возможно, если выполняется условие $\varepsilon_F > -\Delta_{SO}$, где $\Delta_{SO} = mv_{SO}^2/2$. В противном случае уровень Ферми оказывается внутри запрещенной зоны. Предполагая, что $\hbar k \ll mv_{SO}$ (длинноволновое приближение), получаем после некоторых преобразований следующую формулу для энергии плазмона:

$$\hbar\omega = e\sqrt{2\Delta_{SO}k} \left[\left(1 + \frac{\varepsilon_F}{\Delta_{SO}}\right)^{1/4} \theta(-\varepsilon_F) + \left(1 + \frac{\varepsilon_F}{\Delta_{SO}}\right)^{1/2} \theta(\varepsilon_F) \right] \quad (5)$$

Здесь $\theta(x)$ – ступенчатая функция. Как видно характер зависимости энергии плазмона от энергии Ферми при $\varepsilon_F < 0$ отличается от ситуации, когда $\varepsilon_F > 0$.

Если образец подвергается действию ВЧ ЭМ излучения, то происходит расщепление состояний с квазиимпульсом $p = 0$, отвечающим пересечению ветвей закона дисперсии (1). Предполагаем, что поляризованное по кругу ЭМ излучение с частотой Ω и с амплитудой напряженности электрического поля E_0 распространяется вдоль оси Oz . Решение уравнения для спинора, описывающего движение 2D электрона в поле ЭМ волны, удовлетворяет известной теореме Флоке:

$$\psi(t) = u(t) e^{-\frac{i\tilde{\varepsilon}t}{\hbar}}, \quad (6)$$

где $u(t)$ – спинор, компоненты которого $u_{\uparrow}(t)$ и $u_{\downarrow}(t)$ являются периодическими функциями времени с периодом $2\pi/\Omega$, $\tilde{\varepsilon}$ – квазиэнергия.

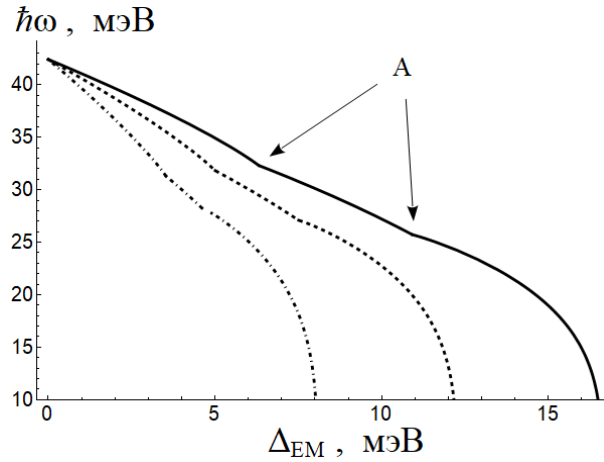


Рис. 2. Зависимость энергии плазмона от параметра Δ_{EM} при $\hbar k = 0.1 \cdot mv_{SO}$. Сплошная линия – $\hbar\Omega = 15\Delta_{SO}$, пунктирная линия – $\hbar\Omega = 20\Delta_{SO}$, штрихпунктирная линия – $\hbar\Omega = 30\Delta_{SO}$.

Предполагаем далее, что выполняется условие $\hbar\Omega \gg \Delta_{SO}$. В результате стандартной процедуры усреднения уравнения для спинора по ВЧ полю (например, [4-6]), поиск квазиэнергии сведется к стационарной задаче на собственные значения следующего эффективного гамильтониана:

$$\hat{H}_{\text{eff}} = \frac{\hat{p}_x^2 + \hat{p}_y^2}{2m} + v_{SO}(\hat{p}_y \hat{\sigma}_x - \hat{p}_x \hat{\sigma}_y) + \Delta_{EM} \hat{\sigma}_z + \Delta_0, \quad (7)$$

где $\Delta_0 = p_{EM}^2/2m$, $p_{EM} = eE_0/\Omega$, $\Delta_{EM} = p_{EM}^2 v_{SO}^2/\hbar\Omega$. Собственные значения (7) имеют вид:

$$\tilde{\varepsilon}_n(p) = \frac{p^2}{2m} + (-1)^n \sqrt{\Delta_{EM}^2 + v_{SO}^2 p^2} + \Delta_0, \quad n = 1, 2. \quad (8)$$

В отсутствие ВЧ поля ($E_0 = 0$) формула (8) дает закон дисперсии (2), состоящий из двух ветвей, пересекающихся в точке $\vec{p} = 0$ [7], что соответствует вырождению состояния по спину. В присутствии ВЧ поля ($E_0 \neq 0$) происходит разделение этих ветвей в указанной точке, что связано со снятием вырождения (рис. 1), а также смещение спектра вверх по энергии на величину Δ_0 . Величина расщепления в окрестности точки $\vec{p} = 0$ равна $2\Delta_{EM}$. С помощью соотношений (3) и (8) находим энергию плазмона:

$$\hbar\omega = e \sqrt{\frac{k}{2} \left[p_1 (|\tilde{v}_{1,1}| \theta(-\tilde{\varepsilon}_F - \Delta_{EM}) + \tilde{v}_{2,1} \theta(\tilde{\varepsilon}_F - \Delta_{EM})) + p_2 \tilde{v}_{1,2} \right]}, \quad (9)$$

где $\tilde{\varepsilon}_F = \varepsilon_F - \Delta_0$, $\tilde{v}_{n,i} = \tilde{v}_n(p_i)$, $\tilde{v}_n = \partial_p \tilde{\varepsilon}_n$, p_i – корни уравнения $\tilde{\varepsilon}(p) = \varepsilon_F$, равные

$$p_i = \sqrt{2m} v_{SO} \sqrt{1 + \frac{\tilde{\varepsilon}_F}{2\Delta_{SO}} + (-1)^i \sqrt{\left(1 + \frac{\tilde{\varepsilon}_F}{2\Delta_{SO}}\right)^2 - \frac{\tilde{\varepsilon}_F^2 - \Delta_{EM}^2}{4\Delta_{SO}^2}}}, \quad i = 1, 2. \quad (10)$$

Действие ВЧ поля приводит к возникновению в функциональной зависимости энергии плазмона от энергии Ферми двух точек излома вместо одной, как это было в отсутствие излучения. Разница энергий, отвечающих этим точкам равна $2\Delta_{EM}$. Для зависимости энергии плазмона от интенсивности волны (пропорциональной параметру Δ_{EM}) также характерно наличие двух точек излома (рис. 2). Если интенсивность ВЧ

поля и концентрация носителей заряда таковы, что выполняется неравенство $\varepsilon_F > \Delta_0 + \Delta_{EM}$, то уровень Ферми пересекает обе дисперсионные ветви, описываемые формулой (8). На рис. 1 точкам пересечения соответствуют состояния с квазиимпульсами P_1 и P_2 . По мере увеличения интенсивности волны дисперсионные ветви смещаются вверх по энергии, а величина расщепления Δ_{EM} растет так, что импульс P_1 стремится к нулю, и при $P_1 = 0$ ($\varepsilon_F = \Delta_0 + \Delta_{EM}$) вклад электронов, состояния которых отвечают верхней дисперсионной ветви (пунктирная линия на рис. 1), прекращается. Этот факт определяет первую точку излома. В ситуации, когда уровень Ферми лежит между верхней и нижней дисперсионными линиями ($\Delta_0 - \Delta_{EM} < \varepsilon_F < \Delta_0 + \Delta_{EM}$), вклад в плазменные колебания вносят только электроны с импульсом P_2 . Условие, при котором уровень Ферми начинает пересекать нижнюю дисперсионную линию (сплошная линия на рис. 1) в двух точках, одна из которых приходится на область отрицательных эффективных масс, определяет вторую точку излома ($\varepsilon_F = \Delta_0 - \Delta_{EM}$). Если амплитуда ВЧ излучения удовлетворяет неравенству $P_{EM}^2 > 2m(\Delta_{SO} + \varepsilon_F)$, то плазменные колебания подавляются.

Описанная выше зависимость энергии плазмонов от интенсивности падающего излучения дает возможность для управления групповой скоростью плазмонов путем изменения амплитуды ВЧ поля. Последнее может представлять интерес для приложений, использующих устройства с перестраиваемыми характеристиками, работу которых определяет динамика плазмонов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности в рамках проектной части государственного задания, код проекта: 3.2797.2017/4.6, а также поддержана грантом РФФИ № 19-42-340003 р_а.

ЛИТЕРАТУРА

1. V.K. Joshi. // Eng. Sci. Technol. 2016. V. 19. P. 1503.
2. M. Hofmann, et al. // Nanotechnology. 2015. V. 26. P. 335607.
3. X. Guo, et al. // Optica. 2016. V. 3. P. 1066.
4. G. Usaj, et al. // Phys. Rev. B. 2014. V. 90. P. 115423.
5. S.V. Kryuchkov, E.I. Kukhar, V.I. Konchenkov. // Adv. Stud. Theor. Phys. 2014. V. 8. P. 731.
6. A.S. Sheremet, et al. // Phys. Rev. B. 2016.V. 93. P. 165307.
7. X.F. Wang. // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. P. 085317.
8. M.R.S. Tavares. // Solid State Commun. 2009. V. 149. P. 923.
9. A.N. Grigorenko, M. Polini, K.S. Novoselov. // Nat. Photonics. 2012. V. 6. P. 749.
10. F. Peragut, et al. // Optica. 2017. V. 4. P. 1409.

Изготовление и исследование молекулярного одноэлектронного транзистора

Е.К. Морозова¹, А.М. Лялина¹, И.В. Сапков¹, Е.К. Белоглазкина², Е.С. Солдатов¹
¹Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, лаборатория «Криоэлектроника»
²Химический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова
soldatov.es@physics.msu.ru

Молекулярный одноэлектронный транзистор является весьма перспективным направлением развития современной электроники, так как очевидна тенденция к снижению характерных размеров электронных устройств. Туннельный транзистор представляет собой систему из зарядового центра, сопряженного с электродами истока и стока туннельными переходами предельно малой емкости. Туннелирование электронов через такую систему происходит коррелировано [1]. Область возможных применений таких транзисторов чрезвычайно широка: от точнейших измерительных приборов до квантового компьютера и квантового клеточного автомата.

В данной работе рассмотрен технологический процесс создания такого транзистора в конфигурации электрода затвора сбоку, решена проблема утечки заряда между затвором и электродами, а также приведены вольтамперные характеристики и характеристика управления.

Для изготовления транзистора используются кремниевые подложки, покрытые слоем оксида кремния. Методом центрифугирования подложка покрывается фоторезистом ПММА А4 толщиной 400 нм, а затем фоторезист отжигается в течение 10 минут при температуре 180 °С. «Грубая» маска, формирующая структуру подводящих электродов, была создана с помощью контактной фотолитографии (использовалась УФ-лампа «ДРК-120»). Образец экспонировали в течение 150 с при интенсивности 25-27 мВ/см². Проявление осуществлялось в 93% растворе С₃Н₈О в течение 50 с. Таким образом формируются подводящие электроды к центральной части образца, размер которой 80x80 мкм.

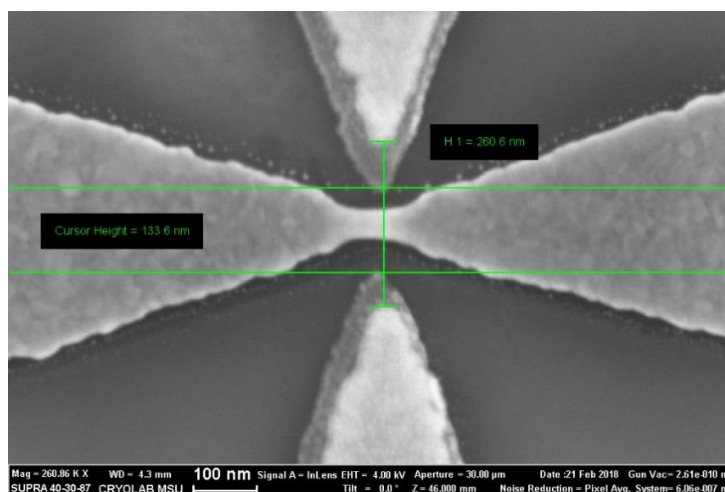


Рис. 1. Снимок в SEM заготовки транзистора после напыления изоляции. Электроды затвора расположены сверху и снизу. Полупрозрачный ореол - это изолятор. Рисунок демонстрирует точность совмещения: между центральной частью «моста» и затвором около 70 нм, изолятор покрывает затвор полностью.

В этой области создается маска для более тонких элементов, используя электронно-лучевую литографию (SEM Supra 40 с литографической приставкой Raith).

При формировании маски для обеспечения максимальной эффективности управления была разработана и применена методика, которая позволила подвести затвор на расстояние 60 нм от центра нанопровода. Доза облучения составляет 250 мкК/см^2 при апертуре 7,5 мкм и ускоряющем напряжении 20 кВ. Проявление осуществляется по методике, описанной в предыдущем абзаце.

Затем с помощью изготовленной маски методом термического напыления на установке Leybold L-560 была сформирована система металлических нанопроводов. Electroды представляют собой слой Au 15-17 нм с буферным подслоем 1-2 нм Cr. Затем производится «взрыв» маски в $\text{C}_3\text{H}_6\text{O}$ в ультразвуковой ванне до полного удаления избытка металла.

Чтобы предотвратить утечку заряда между затвором и электродами при больших напряжениях управления, электроды затвора покрывались пленкой Al_2O_3 в качестве изолятора. Для этого после этапа формирования электродов формировалась маска из 200 нм фоторезиста ПММА А2, который отжигали в течение 10 минут при 180°C . Затем при тех же параметрах, что и для электродов, осуществлялась литография в SEM. Для достижения максимальной точности совмещения маска включала специальные маркеры и процесс выравнивания был улучшен до точности 15-20 нм (рис.1). Изолятор толщиной 30 нм был нанесен в Leybold L-560. После этого проводилось удаление маски

Измерения утечки между затвором и проводящим электродом показали, что сопротивление утечки превышает 1 ГОм (рис.2). Измеренное значение сопротивления $(1,27 \pm 0,04) \text{ ГОм}$. Полученные результаты имеют порядок входного сопротивления установки, что означает отсутствие утечек и надлежащую изоляцию.

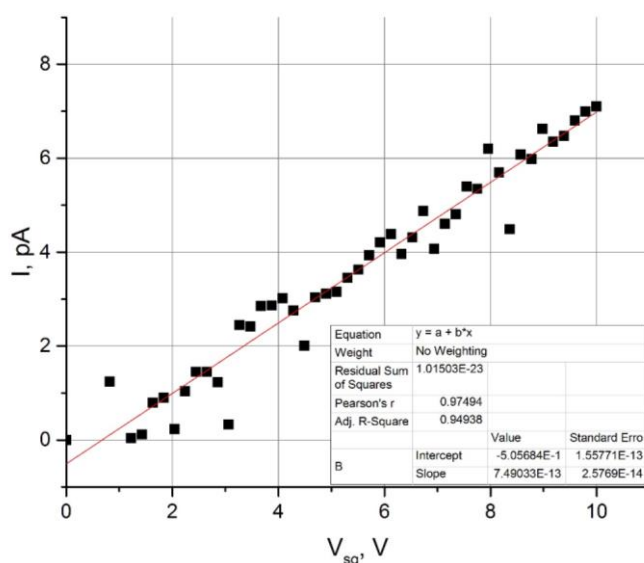


Рис. 2. Вольтамперная характеристика изоляции затвора.

После этого наноструктуру помещают в раствор аурофильного производного терпиридина на основе атома Rh в среднем на 24 часа. В это время молекулы должны покрыть структуру, чтобы в дальнейшем сформировать мосты для туннельных переходов в процессе «самосборки» [2].

Конечным этапом является процесс электромиграции нанопроводов, покрытых монослоем молекул, в ходе которого образуются разрывы размером 2–4 нм [3-5], и одновременно с этим происходит замыкание этих разрывов молекулами, покрывшими образец. В результате описанной процедуры 20-30% транзисторов оказываются замкнутыми молекулами [6].

Измерения вольтамперных характеристик осуществлялись при температуре, соответствующей кипению жидкого азота, а именно 77,4 К. Такие условия были выбраны для подавления тепловых флуктуаций. При этом на транзисторах наблюдается характерный участок кулоновской блокады до ~800 мВ, что соответствует ожидаемым значениям для зарядового центра атомарного размера

Измерение характеристик управления проводилось с постепенным повышением напряжения на затворе до предельного значения ± 40 В. Можно видеть (рис. 3), что измеренная зависимость тока через транзистор от управляющего напряжения представляет собой периодическую функцию с периодом, равным примерно 60 В, который соответствует индуцированию на молекуле заряда величиной в один заряд электрона e . Такое поведение этой характеристики присуще только одноэлектронным системам и поэтому является убедительным доказательством одноэлектронного характера изготовленного молекулярного транзистора. Емкость затвора, рассчитанная из величины периода, имеет чрезвычайно малое значение, $3 \cdot 10^{-21}$ Ф = 3 зФ, объясняется большой удаленностью молекулы от затвора, что вызывает необходимость использования очень больших значений управляющего напряжения.

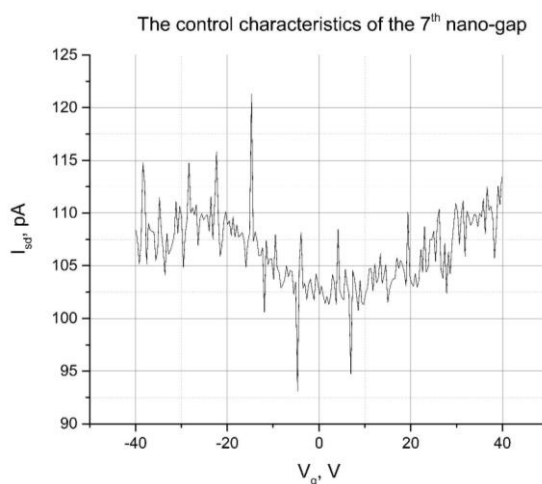


Рис. 3. Характеристика управления для молекулярного одноэлектронного транзистора (T=77,4 К).

ЛИТЕРАТУРА

1. Kiguchi M. Single-molecule Electronics. – Springer, 2016.
2. Beloglazkina E.K., Majouga A.G., Manzheliy E.A. et al. “Mononuclear ruthenium(II) and rhodium(III) complexes with S-[4-(2,2':6',2''-terpyridin-4'-yl)phenoxy]butyl ethanethioate and 4'-[4-(1,2-dithiolane-3-yl)butylcarboxy]phenyl]-2,2':6',2''-terpyridine: Synthesis, electrochemistry, antibacterial activity and catalytical application”, Polyhedron 85, 800-8008 (2015).
3. Park H. et al. Fabrication of metallic electrodes with nanometer separation by electromigration //Applied Physics Letters. – 1999. – Т. 75. – No. 2. – С. 301-303.
4. Hadeed F. O., Durkan C. Controlled fabrication of 1-2 nm nanogaps by electromigration in gold and gold-palladium nanowires //Applied Physics Letters. – 2007. – Т. 91. – No. 12. – С. 3120.
5. Blech I. A., Meieran E. S. Electromigration in thin Al films //Journal of Applied Physics. – 1969. – Т. 40. – No. 2. – С. 485-491.
6. Dagesyan S.A., Stepanov A.S., Soldatov E.S. et al. “Properties of Extremely Narrow Gaps Between Electrodes of a Molecular Transistor”. Journal of Superconductivity and Novel Magnetism 28, 787-790 (2015).

Теория аномального отражения видимого света плоским массивом металлических волноводов

А.А. Анастасиев¹, М.И. Гозман², И.Я. Полищук², Ю.И. Полищук¹, Е.А. Цывкунова³

¹НИИЦ «Курчатовский институт»

²Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)

³Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

santafracks@gmail.com

Оптические волноводы входят в состав многих оптоэлектронных устройств. Зачастую взаимодействие волноводов является нежелательным, однако в ряде случаев оно порождает качественно новые эффекты, которые аналогичны эффектам, известным из физики твёрдого тела. Таковыми являются андерсоновская локализация, оптические блоховские осцилляции, блох-зенеровское тунеллирование и т.д. [1-6]

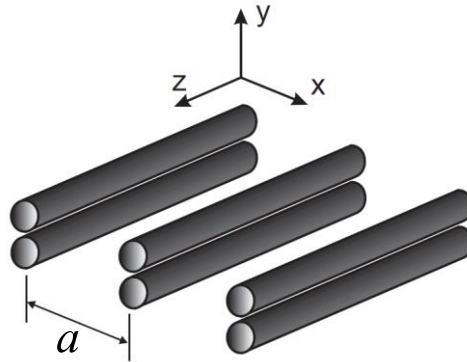


Рис. 1. Система волноводов.

В работе рассматривается эффект аномального отражения падающей электромагнитной волны массивом волноводов, изготовленных из серебра (рис. 1). Данные по диэлектрической проницаемости серебра взяты из таблиц [7].

Для описания структуры электромагнитного поля в системе используется формализм многократного рассеяния (ФМР), основанный на точном решении уравнений Максвелла для уединённого цилиндрического волновода [8]. Поле, создаваемое волноводом с номером j в окружающем пространстве, может быть представлено в виде

$$\mathbf{E}_j = e^{i\beta z - i\omega t} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} e^{im\varphi_j} (c_{jm} \mathbf{M}_{jm} - d_{jm} \mathbf{N}_{jm}), \quad \mathbf{B}_j = e^{i\beta z - i\omega t} n_j \sum_{m=-\infty}^{+\infty} e^{im\varphi_j} (c_{jm} \mathbf{N}_{jm} + d_{jm} \mathbf{M}_{jm})$$

$$\mathbf{M}_{jm} = \frac{i\beta}{\kappa_{ex}} \frac{H_m^{(1)'}(\kappa_{ex}\rho_j)}{H_m^{(1)}(\kappa_{ex}R_j)} \mathbf{e}_\rho - \frac{\beta m}{\kappa_{ex}^2 \rho_j} \frac{H_m^{(1)}(\kappa_{ex}\rho_j)}{H_m^{(1)}(\kappa_{ex}R_j)} \mathbf{e}_\varphi + \frac{H_m^{(1)}(\kappa_{ex}\rho_j)}{H_m^{(1)}(\kappa_{ex}R_j)} \mathbf{e}_z \quad (1)$$

$$\mathbf{N}_{jm} = \frac{n_{ex} \omega m}{c \kappa_{ex}^2 \rho_j} \frac{H_m^{(1)}(\kappa_{ex}\rho_j)}{H_m^{(1)}(\kappa_{ex}R_j)} \mathbf{e}_\rho + \frac{in_{ex} \omega}{c \kappa_{ex}} \frac{H_m^{(1)'}(\kappa_{ex}\rho_j)}{H_m^{(1)}(\kappa_{ex}R_j)} \mathbf{e}_\varphi, \quad n_{ex} = \sqrt{\mu_{ex} \varepsilon_{ex}}, \quad \kappa_{ex} = \sqrt{\frac{n_{ex}^2 \omega^2}{c^2} - \beta^2}$$

Здесь R_j – радиус волновода, ε_{ex} и μ_{ex} – диэлектрическая и магнитная проницаемости окружающей среды. В случае задачи рассеяния константа распространения β совпадает с проекцией волнового вектора падающей волны на ось волновода. $H_m(z)$ – функция Ганкеля первого рода, штрих означает производную по

аргументу функции. Коэффициенты разложения c_{jm} и d_{jm} называются парциальными амплитудами.

Рассмотрим рассеяние плоской электромагнитной волны системой, состоящей из N параллельных волноводов (конфигурация системы произвольна). Можно показать, что в рамках ФМР парциальные амплитуды волноводов удовлетворяют следующей системе уравнений

$$S_{jm} \begin{pmatrix} c_{jm} \\ d_{jm} \end{pmatrix} - \sum_{l=1, l \neq j}^N \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{H_{m-n}^{(1)}(\kappa_{ex} \rho_{lj}) J_m(\kappa_{ex} R_j)}{H_n^{(1)}(\kappa_{ex} R_l)} e^{i(n-m)\phi_{lj}} \begin{pmatrix} c_{ln} \\ d_{ln} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_{jm} \\ Q_{jm} \end{pmatrix} \quad (2)$$

Здесь $J_m(z)$ – функция Бесселя, P_{jm} и Q_{jm} – парциальные амплитуды, описывающие внешнее поле, (ρ_{lj}, ϕ_{lj}) – полярные координаты l -го волновода относительно j -го волновода. Выражения для матрицы S_{jm} и амплитуд P_{jm} , Q_{jm} достаточно громоздки, поэтому здесь мы их не приводим. Отметим, что S_{jm} зависит от материальных параметров волноводов.

В случае периодической системы, изображённой на рис. 1, для нумерации волноводов потребуется мультииндекс (Jj), который мы будем писать сверху. Здесь J – это номер элементарной ячейки, j – номер волновода в ячейке ($j = 1$ или $j = 2$). Парциальные амплитуды при этом образуют блоховскую волну с квазиволновым вектором \mathbf{k} , который в задаче рассеяния совпадает с x -проекцией волнового вектора падающей волны:

$$c_m^{(Jj)} = c_m^j e^{ikaJ}, \quad d_m^{(Jj)} = d_m^j e^{ikaJ} \quad (3)$$

После подстановки (3) в уравнение (2) получаем:

$$S_m^j \begin{pmatrix} c_m^j \\ d_m^j \end{pmatrix} - \sum_{(Ll) \neq (Jj)} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{H_{m-n}^{(1)}(\kappa_{ex} \rho_{(Ll)(Jj)}) J_m(\kappa_{ex} R^j)}{H_n^{(1)}(\kappa_{ex} R^l)} e^{i(n-m)\phi_{(Ll)(Jj)}} e^{ika(L-J)} \begin{pmatrix} c_n^l \\ d_n^l \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_m^{(Jj)} \\ Q_m^{(Jj)} \end{pmatrix} e^{-ikaJ} \quad (4)$$

В уравнении (4) можно перегруппировать члены и выделить решёточные суммы:

$$S_m^j \begin{pmatrix} c_m^j \\ d_m^j \end{pmatrix} - \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{J_m(\kappa_{ex} R^j)}{H_n^{(1)}(\kappa_{ex} R^j)} U_{m-n} \left(\frac{\mathbf{ka}}{\pi}, \frac{\kappa_{ex} a}{\pi} \right) \begin{pmatrix} c_n^j \\ d_n^j \end{pmatrix} - \sum_{l=1, l \neq j}^2 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{J_m(\kappa_{ex} R^j)}{H_n^{(1)}(\kappa_{ex} R^l)} V_{m-n} \left(\frac{\mathbf{ka}}{\pi}, \frac{\kappa_{ex} a}{\pi}, \mathbf{\rho}_j^l \right) \begin{pmatrix} c_n^l \\ d_n^l \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_m^{(Jj)} \\ Q_m^{(Jj)} \end{pmatrix} e^{-ikaJ} \quad (5)$$

С применением метода, подробно изложенных в работе [9], решёточные суммы U_μ и V_μ могут быть записаны в виде быстро сходящихся рядов. Он основан на представлении функций Ганкеля контурными интегралами и использует аналитические свойства этих интегралов.

С применением решения уравнения (4), можно определить по формулам (1) отклик системы волноводов на внешнее поле, просуммировав отклик всех волноводов. Отметим, что эта сумма может быть аналитически преобразована к виду, позволяющему заранее (т.е зная только геометрию системы и направление падения волны) определить все возможные направления, в которых излучает система волноводов. Для этого используется приём, аналогичный тому, что был использован для решёточных сумм. В докладе этот вопрос будет рассмотрен подробнее.

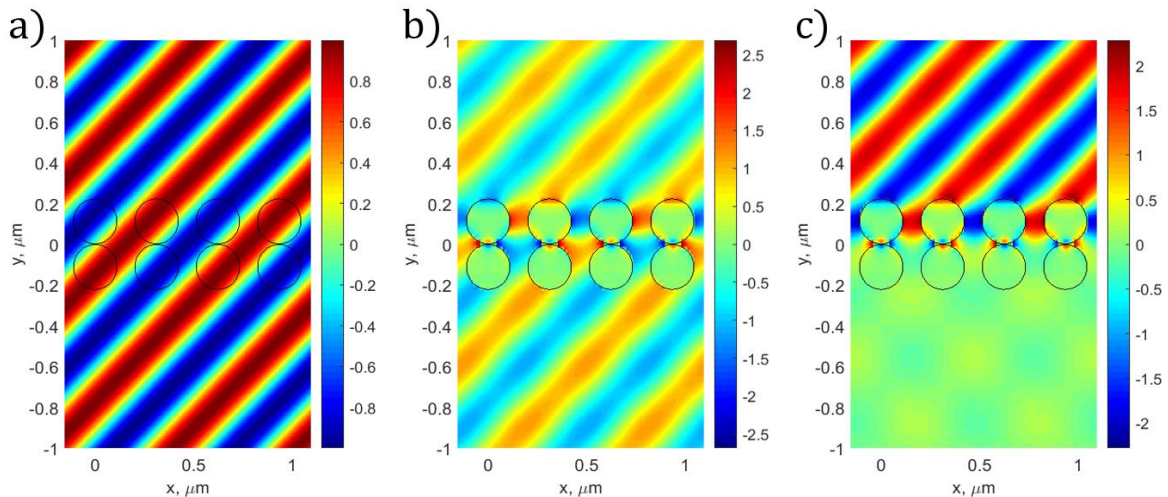


Рис. 2. Распределение z-компоненты магнитного поля в пространстве.

На рис. 2 приведено пространственное распределение z-компоненты магнитного поля: 2a – поле падающей электромагнитной волны, 2b – отклик системы волноводов на внешнее поле, 2c – суммарное поле. Для моделирования использовался пакет MatLab. Длина падающей волны $\lambda = 440\text{нм}$ угол падения 45° , константа распространения $\beta = 0$, радиусы волноводов $R = 110\text{нм}$, просвет между волноводами (по вертикали) $h = 4\text{нм}$, период системы $a = \frac{\lambda}{\sqrt{2}} = 311\text{нм}$. Видим, что в области пространства над волноводами (со стороны падения внешней волны) интерференция конструктивна, а в области пространства под волноводами интерференция деструктивна, что выражается в эффекте аномального отражения. В докладе также будут рассмотрены случаи рассеяния внешней волны при ненулевых константах распространения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты 19-02-00433, 18-32-00204.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. J. Zheng, J. J. Xiao, K. W. Yu // Phys. Rev. A. 2010. 033829. P. 81
2. F. Lederer et al. // Phys. Rep. 2008. 1. P. 463
3. D. N. Christodoulides, F. Lederer, Y. Silberberg // Nature (London). 2003. 817. P. 424
4. A. Szameit et al. // Phys. Rev. A. 2008. 043804. P. 77
5. F. Dreisow et al. // Phys. Rev. Lett. 2009. 076802. P. 102
6. M. I. Gozman et al. // Solid State Commun. 2015. 16. P. 213-214
7. P. Johnson, R. Christy // Phys. Rev. B. 1972. 6. P. 4370
8. H. C. Van de Hulst. “Light scattering by small particles, Dover Publications”, Inc., New York, 1981
9. V. Twersky // Arch. Rational Mech. 1961. 8(1) P. 323-332

Самовоздействие света в состоящем из трехмерных металлических спиралей нелинейном метаматериале

Н.Н. Потравкин¹, И.А. Пережогин¹, К.С. Григорьев^{1,2}, В.А. Макаров^{1,2}

¹Международный лазерный центр МГУ имени М.В. Ломоносова

²Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова

potrav@mail.ru

Используя метод конечных элементов высокого порядка аппроксимации, численно исследовано самовоздействие света в метаматериале, состоящем из золотых трехмерных спиралей. Такой метаматериал, состоящий из правозакрученных спиралей, пропускает лево-циркулярно поляризованный свет в широком диапазоне частот с малыми потерями, при этом практически полностью отражает право-циркулярно поляризованное излучение. При численном исследовании нелинейных эффектов в такой структуре существенную роль играет качество представления на дискретном уровне поверхности разрыва оптических свойств – криволинейной поверхности, ограничивающей спираль. Показано, что в случае дефокусирующей нелинейности с ростом интенсивности падающего света диапазон частот, в котором реализуется режим селективного отражения циркулярно поляризованных компонент поля, расширяется в видимую часть спектра.

Интерес к метаматериалам, состоящим из трехмерных металлических спиралей, связан с возможностью реализации в них режима селективного отражения циркулярно поляризованных компонент поля в более широком частотном интервале, чем в существующих планарных метаматериалах. Экспериментально продемонстрирована [1] возможность использования метаматериала из трехмерных металлических спиралей в качестве широкополосного (частотный интервал порядка одной октавы) тонкопленочного циркулярного поляризатора электромагнитного излучения в инфракрасной области спектра. Позже была показана возможность смещения операционного диапазона такого метаматериала в видимую часть спектра путем изменения геометрических параметров его базового элемента [2].

Нами исследовались оптические свойства метаматериала, базовый элемент которого состоит из золотой спирали, схематически изображенной на рис. 1а. Ее шаг $p = 200$ нм, радиус $R = 50$ нм, а радиус витка $r = 25$ нм. Период метаматериала в направлениях x и y одинаков и равен $a = 190$ нм. Комплексная диэлектрическая проницаемость золота $\hat{\epsilon}$ в оптическом и ближнем инфракрасном диапазоне хорошо описывается моделью Друде-Лоренца [3], а проявление нелинейных свойств связано с тензором локальной кубической восприимчивости $\hat{\chi}^{(3)}(\omega; -\omega, \omega, \omega)$. Все его ненулевые компоненты в случае изотропной нелинейной среды выражаются через две константы: $\chi_1 = \chi_{xxxy}^{(3)}$ и $\chi_2 = \chi_{xyxy}^{(3)}$.

Прямым следствием уравнений Максвелла в случае распространения монохроматической волны в металле, обладающем нелинейными свойствами, является уравнение:

$$\text{rot rot } \mathbf{E} - \frac{\omega^2}{c^2} (\hat{\epsilon} + 6\pi\chi_2 |\mathbf{E}|^2) \mathbf{E} - \frac{\omega^2}{c^2} (3\pi\chi_1 \sum_l E_l^2) \mathbf{E}^* = 0 \quad (1)$$

для комплексного вектора напряженности электрического поля $\mathbf{E} = \{E_x, E_y, E_z\}$. В (1) индекс l принимает значения x, y, z . Будем считать, что циркулярно поляризованное монохроматическое излучение с амплитудой \mathbf{E}^{inc} и длиной волны λ нормально падает на метаматериал вдоль оси z .

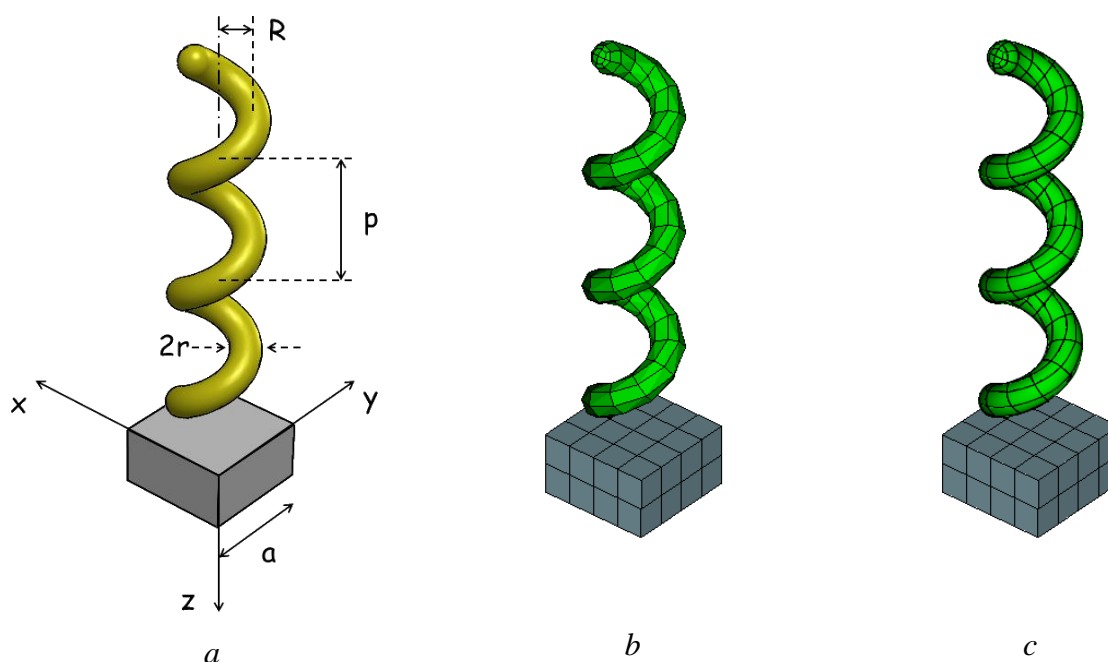


Рис.1. Схематическое изображение базового элемента метаматериала (а) и металлической трехмерной спирали, захваченной неструктурированной гексаэдрической сеткой, состоящей из элементов первого (b) (ребра элементов сетки – прямые отрезки) и второго (c) порядков (ребра элементов сетки являются параболами).

Для численного решения (1) использовался метод конечных элементов, позволяющий сохранить на дискретном уровне непрерывность тангенциальных компонент вектора напряженности электрического поля на границе раздела сред с разными оптическими свойствами. Данный метод позволяет получать высокий порядок аппроксимаций пространственных производных в уравнении (1) и, используя неструктурированную сетку, качественно представлять форму геометрических объектов, имеющих криволинейную границу, небольшим количеством сеточных элементов. При взаимодействии излучения с металлическим нанобъектом, поверхность которого не является гладкой (векторное поле нормалей к этой поверхности не является непрерывным), электромагнитное поле локализуется на ребрах этой поверхности, достигая локальных экстремумов. Такой же эффект возникает и в случае численного моделирования взаимодействия излучения с трехмерной спиралью, поверхность которой является гладкой, из-за дефектов сеточного представления поверхности (см. рис. 1b). Особенно критично это становится в случае рассмотрения нелинейного отклика от металлической спирали, так как локальные экстремумы поля, возникающие из-за дефектов сеточного представления поверхности, существенно влияют на нелинейную поляризацию. Для частичного преодоления этой проблемы около поверхности металла мы использовали криволинейные сеточные элементы второго порядка (рис. 1c).

Наши исследования показали, что в нелинейном метаматериале, базовый элемент которого состоит из имеющей три витка металлической спирали, реализуется режим селективного отражения циркулярно поляризованных компонент света в диапазоне длин волн от 650 нм до 1000 нм (сплошные кривые на рис. 2 a и 2 b). Метаматериал, состоящий из правозакрученных спиралей, пропускает лево-циркулярно поляризованный свет в этом диапазоне частот с малыми потерями, при этом практически полностью отражает право-циркулярно поляризованное излучение.

Уменьшение количества витков спирали приводит к уменьшению контрастности операционного диапазона, в котором реализуется режим селективного отражения циркулярно поляризованных компонент электрического поля.

Общепринятых экспериментальных данных о величине компонент тензора $\hat{\chi}^{(3)}(\omega; -\omega, \omega, \omega)$ для золота нет [4]. Опубликованные значения этих величин лежат в диапазоне, граничные значения которого отличаются друг от друга более чем на три порядка. Такая большая вариативность величин компонент тензора частично связана с использованием различных процедур их измерения. Например, вклад в нелинейный отклик среды, ответственный за генерацию третьей гармоники, гораздо слабее, чем вклад в более инерционное изменение нелинейной поляризации, обеспечивающее эффекты самовоздействия. Последний в свою очередь сильно зависит от длины волны излучения, и достигает максимальных значений в окрестности $\lambda_0 = 550$ нм. Наши расчеты показали, что в случае дефокусирующей нелинейности ($\text{Re}(\chi_2) < 0$) исследуемого метаматериала диапазон длин волн, в котором реализуется режим селективного отражения циркулярно поляризованных компонент поля, расширяется в видимую часть спектра с ростом интенсивности падающего света (см. рис. 2 а). Эффект имеет место в небольшом частотном интервале вблизи λ_0 . При этом рост $\text{Im}(\chi_2)$ (увеличения диссипации) приводит к уменьшению коэффициентов прохождения циркулярно поляризованных волн.

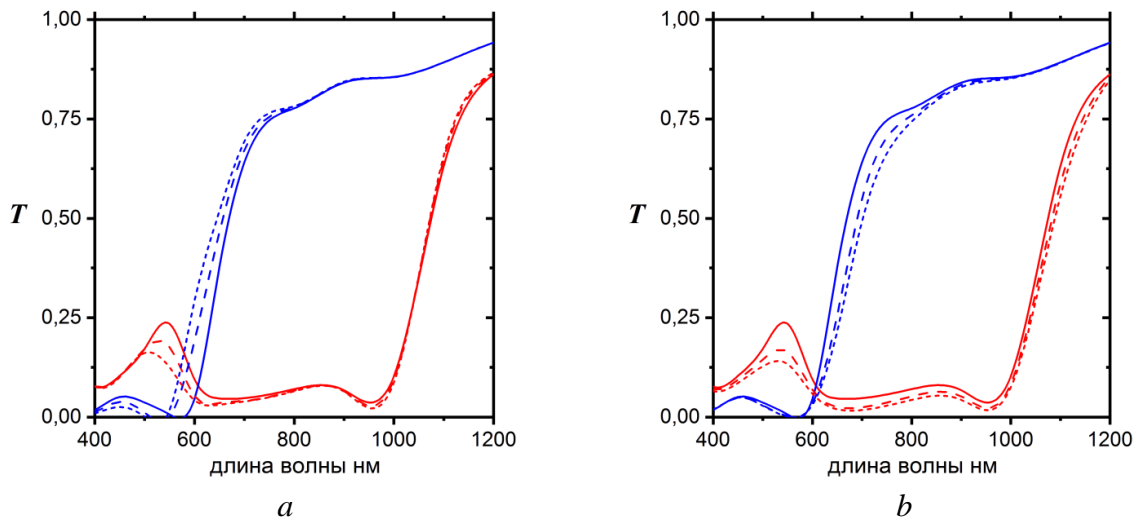


Рис. 2. Зависимость от λ коэффициентов прохождения (по интенсивности) циркулярно поляризованных волн, падающих на метаматериал, состоящий из правозакрученных спиралей, геометрические размеры которых показаны на рис. 1 а. Красный цвет соответствует поляризованной по правому кругу волне, синий – по левому. Сплошные кривые соответствуют линейной среде, пунктирные – $\text{Re}(\chi_2)|\mathbf{E}^{\text{inc}}|^2 = -0.125$ (а), 0 (b) и $\text{Im}(\chi_2)|\mathbf{E}^{\text{inc}}|^2 = 0$ (а), -0.125 (b), точки – $\text{Re}(\chi_2)|\mathbf{E}^{\text{inc}}|^2 = -0.25$ (а), 0 (b) и $\text{Im}(\chi_2)|\mathbf{E}^{\text{inc}}|^2 = 0$ (а), -0.25 (b).

Авторы благодарны Российскому фонду фундаментальных исследований за финансовую поддержку (грант № 18-32-00217).

ЛИТЕРАТУРА

1. J. K. Gansel et al. // Science 2009, V. 325, Issue 5947, P. 1513–1515.
2. Z. YANG et al // Front. Optoelectron. 2012, V. 5, Issue 3, P. 248–255.
3. D. Barchiesi, T. Grosjes // Journal of Nanophotonics 2014, V. 8, P. 083097(16).
4. R. W. Boyd, Z. Shi, I. De Leon // Optics Communications 2014, V. 326, P. 74–79.

Рассеяние на тонкой золотой нанополоске

Е.А. Ефремова^{1,2}, И.Р. Крылов¹, У.В. Прохорова¹

¹Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

²Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия
uliana.prokhorova@spbu.ru

Рассеяние света диэлектрическими и металлическими объектами, размеры которых меньше длины волны света в вакууме, имеет ряд особенностей. При рассмотрении рассеяния света металлическими наночастицами в качестве металла обычно используют золото, как химически инертный и хорошо проводящий материал. В настоящей работе представлен анализ резонансных откликов для золотых нанополосок прямоугольного сечения при взаимодействии с внешним электромагнитным полем, полученных полноволновым моделированием в системе Comsol Multiphysics.

В работах других авторов, как правило, рассматривается рассеяние света наночастицами шарообразной и цилиндрической формы [1, 2]. Мы выбрали наночастицы [3], у которых один из размеров (толщина) гораздо меньше двух других (длины и ширины). Интерес к наночастицам такой формы определяется тем, что при простой геометрии отдельных наночастиц из них относительно просто формируется метаповерхность с узором любой сложности. Известно, что субволновые металлические наночастицы имеют резонансный отклик на частотах, зависящих от геометрии и размера такой наночастицы [2]. Такие резонансы обусловлены тем, что наночастицы могут «работать» как микро- и нано-резонаторы.

В нашей работе рассчитывается сечение рассеяния света почти плоскими наночастицами в зависимости от длины волны рассеянного света. По этой зависимости мы определяем резонансные длины волн (частоты) рассеяния света в зависимости от формы и размеров наночастиц. Нами обнаружен ряд интересных особенностей резонансов рассеяния.

Известно [1], что при рассеянии света цилиндрическими золотыми наночастицами при уменьшении диаметра цилиндра и сохранении его длины резонансная длина волны рассеянного света увеличивается. Аналогичный эффект обнаружен в наших расчётах.

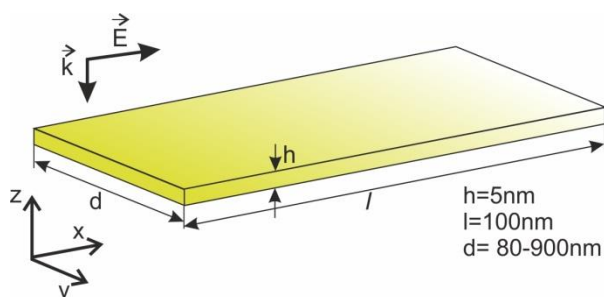


Рис.1. Наночастица из золота высотой $h=5$ нм и длиной $l=100$ нм. Толщина d меняется в пределах от 80 нм до 900 нм.

Мы рассмотрели рассеяние света, нормально падающего на плоскую поверхность наночастицы. Как показано на рис. 1, напряжённость электрического поля направлена вдоль оси x . Как показывают наши расчёты, при уменьшении ширины нанополоски d увеличивается резонансная длина волны рассеиваемого света. При рассмотрении

другими авторами цилиндрических наночастиц обнаружено аналогичное увеличение резонансной длины волны рассеянного света при уменьшении площади поперечного сечения наночастицы [4]. В наших расчетах для плоских наночастиц, когда ширина наночастицы d гораздо больше ее толщины h , зависимость резонансной длины волны от параметра d слабая, но все же присутствует.

Ещё одним интересным моментом в поведении рассеяния является зависимость оптического отклика наночастицы от направления поляризации. В нашей работе мы рассмотрели влияние угла между направлением поляризации и длинной стороной наночастицы прямоугольной формы, что может приводить к двугорбому распределению сечения рассеяния в зависимости от длины волны. Если направить вектор \mathbf{E} (поляризацию падающей волны) под некоторым углом относительно длины наночастицы l в плоскости наночастицы (l и d), то мощность рассеяния можно представить, как сумму мощностей рассеяния двух полей, направленных вдоль l и вдоль d . Поле \mathbf{E} можно представить, как векторную сумму составляющих вдоль ($E \cdot \cos\alpha$) и поперек ($E \cdot \sin\alpha$) наночастицы. Соответственно, мощность рассеяния складывается из двух слагаемых с коэффициентами $\cos^2\alpha$ и $\sin^2\alpha$. Таким образом, сечение рассеянного света при повороте наночастицы на $\pi/4$ относительно вектора \mathbf{E} падающей волны оказывается равным полусумме сечений рассеяния двух других задач, в которых вектор \mathbf{E} направлен вдоль l и вдоль d . Это иллюстрирует рис. 2.

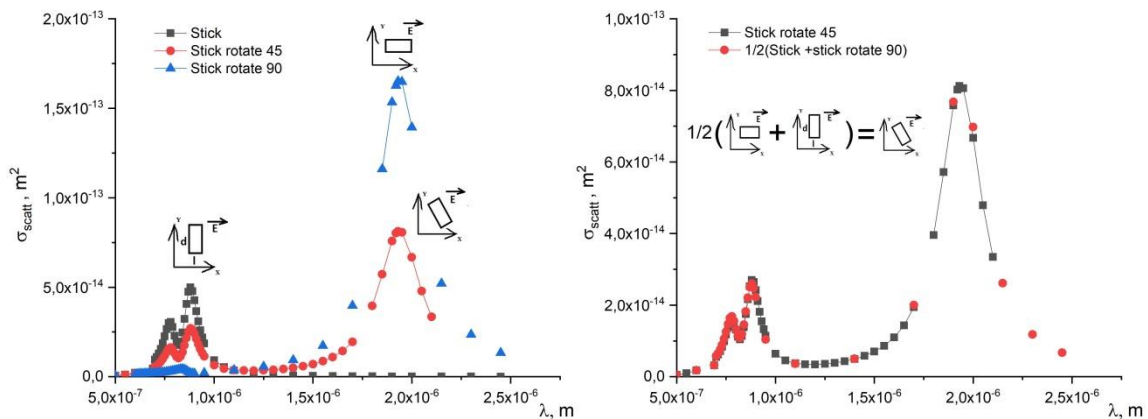


Рис. 2. Зависимость сечения рассеяния от угла поворота наночастицы относительно вектора \mathbf{E} падающей волны.

Здесь при направлении поля \mathbf{E} вдоль l наблюдается один резонанс, а при направлении вдоль d — два резонанса. Обсудим это подробнее.

В простой модели можно считать, что в наночастице наблюдаются резонансы продольных волн плотности электрического тока с граничными условиями в виде узлов стоячей волны плотности тока на границах наночастицы. Тогда пространственный период по каждой координате наночастицы должен быть таким, чтобы по этой координате укладывалось целое число полупериодов (в одномерном случае — целое число полуволн плотности тока) на соответствующем размере наночастицы. Назовем число полупериодов индексом моды m . Для оси x получим $l = m_x \lambda_{jx} / 2$ или $\lambda_{jx} = 2l / m_x$. С учетом того, что $\lambda_{jx} = 2\pi / k_{jx}$, получаем

$$k_j = \sqrt{k_{jx}^2 + k_{jy}^2 + k_{jz}^2} = \pi \sqrt{\left(\frac{m_x}{l}\right)^2 + \left(\frac{m_y}{d}\right)^2 + \left(\frac{m_z}{h}\right)^2}, \quad (1)$$

и длина стоячей волны плотности тока

$$\lambda_j = \frac{2\pi}{k_j} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m_x}{l}\right)^2 + \left(\frac{m_y}{d}\right)^2 + \left(\frac{m_z}{h}\right)^2}}, \quad (2)$$

где m_x, m_y, m_z - целые числа. С учётом предположения того, что толщина наночастицы h очень мала, получаем, что единственное возможное значение m_z равно нулю. Дело в том, что при отличных от нуля значениях m_z , длина волны плотности тока λ_{jz} будет очень мала, как и близкая к ней по величине длина резонансной световой волны, которая при этом выйдет за пределы диапазона анализируемых длин волн падающего света. Следовательно, для тонкой нанобалки

$$\lambda_{j m_x m_y} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m_x}{l}\right)^2 + \left(\frac{m_y}{d}\right)^2}}, \quad (3)$$

где длине волны плотности тока приписаны индексы моды.

На рис. 3 видны резонансы продольных мод ($m_y=0$) справа налево: $\lambda_{j10}, \lambda_{j30}, \lambda_{j50}$ и, возможно, λ_{j70} . По горизонтали отложена длина возбуждающей световой волны, которая оказалась примерно вдвое больше длины волны плотности тока $\lambda_{j m_x 0} = 2l/m_x$. По вертикали отложена площадь сечения рассеяния света.

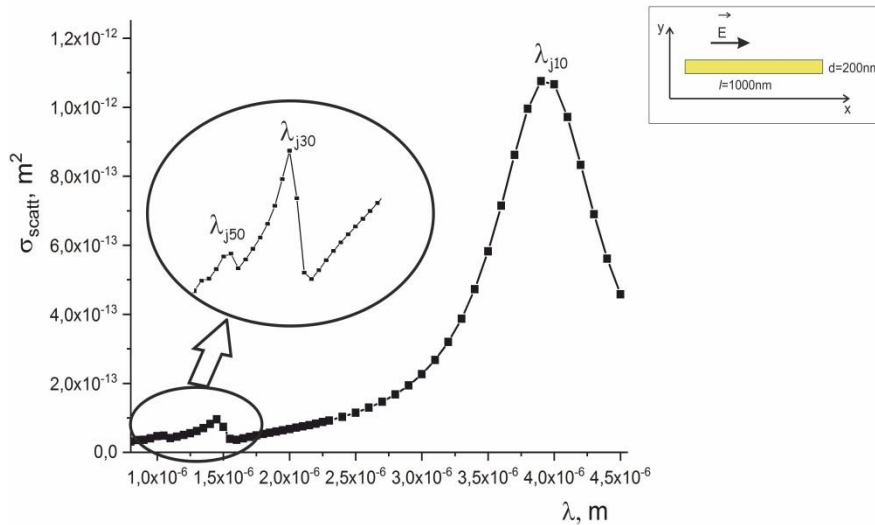


Рис. 3. Сечение рассеяния для наночастицы с длиной, существенно превышающей ширину ($m_y=0$). Параметры наночастицы: длина $l=1000\text{nm}$, ширина $d=200\text{nm}$, толщина $h=5\text{nm}$.

Рассмотрим теперь отношение резонансных длин волн плотности тока λ_{j11} и λ_{j10} :

$$\frac{\lambda_{j11}}{\lambda_{j10}} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{1}{l}\right)^2 + \left(\frac{1}{d}\right)^2}} \cdot \frac{1}{2l} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{l}{d}\right)^2}}. \quad (4)$$

По аналогии с приведённым выше рисунком будем считать, что резонансные световые волны примерно вдвое больше длин волн плотности тока. В таком случае отношение резонансных световых волн будет тем же. Если ширина наночастицы

гораздо меньше длины (см. рис.1), резонансная длина световой волны λ_{j11} для моды 11 оказывается меньше нижней границы рассматриваемого интервала световых длин волн.

$$d \ll l \Rightarrow \frac{\lambda_{j11}}{\lambda_{j10}} \ll 1 \quad (5)$$

Если же, наоборот, ширина наночастицы гораздо больше длины, то

$$d \gg l \Rightarrow \frac{\lambda_{j11}}{\lambda_{j10}} \rightarrow 1 \quad (6)$$

и резонансная длина света λ_{j11} для моды 11 приближается слева к резонансной длине волны λ_{j10} дипольной моды 10. Плавное выдвигание резонанса λ_{j11} слева направо по мере увеличения ширины наночастицы хорошо видно на рис. 4. Резонанс дипольной моды при этом движется навстречу справа налево.

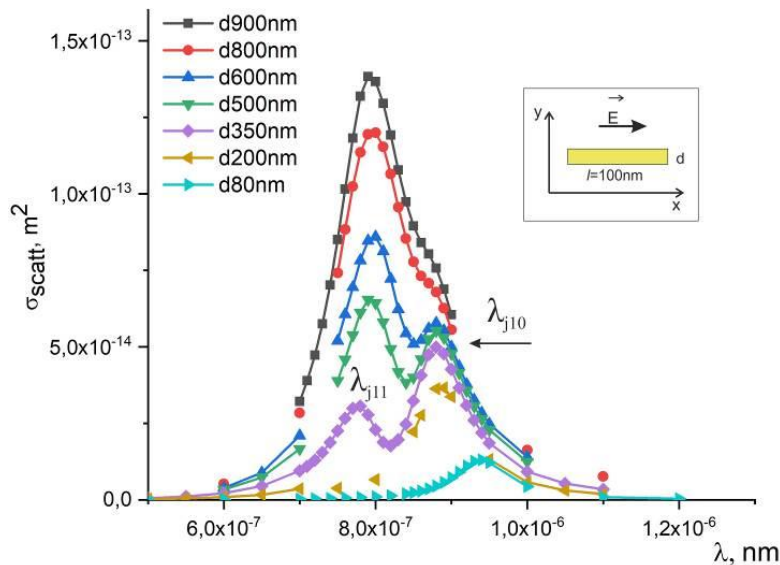


Рис. 4. Зависимость сечения рассеяния на золотой наночастице от ширины наночастицы d . Параметры наночастицы: длина $l=100\text{nm}$, толщина $h=5\text{nm}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. W. Bryant et al. // NanoLetters. 2008. V. 8. No 2. P. 631-636.
2. В.В. Климов // Наноплазмоника. 2010. М.: Физматлит.
3. Е.А. Efremova et al. // AIP Conf. Proc. 2019. V. 2064, No 1. P. 040002-1-040002-8.
4. S. W. Prescott et al. // J. of Appl. Phys. 2006. V. 99, P.123504.

Классические и квантовые измерения в фотонике

А.А. Сухоруков

Центр нелинейной физики, Исследовательская школа физических и инженерных наук,
Австралийский национальный университет, АСТ 2601, Канберра, Австралия

Andrey.Sukhorukov@anu.edu.au

В докладе представлены теоретические подходы и экспериментальные результаты по измерению квантовых состояний фотонов в интегрированных фотонных структурах. Рассматриваются интегрированные волноводные схемы и диэлектрические мета-поверхности.

В наших работах разработан новый концептуальный подход к измерениям поляризации с помощью мера-решеток, который позволяет нам преодолеть ограничения, присущие предыдущим схемам [1]. Ограничения возникали из-за попыток воспроизведения традиционной поляриметрии на основе почти идеальных поляризаторов, где каждое измерение характеризует определенный компонент поляризации. Тем не менее, в целом мета-поверхности могут вести себя как наборы несовершенных (частичных) поляризаторов. Наш ключевой результат заключается в том, что полная реконструкция поляризации Стокса возможна даже в этом режиме. В частности, мы сформулировали строгий поляриметрический подход, основанный на формализме положительных операторно-значных мер (POVM) из квантовой механики. Это принципиально снимает ограничения на конструкцию мера-решеток и обеспечивает надежную работу даже при значительных неточностях изготовления [2].

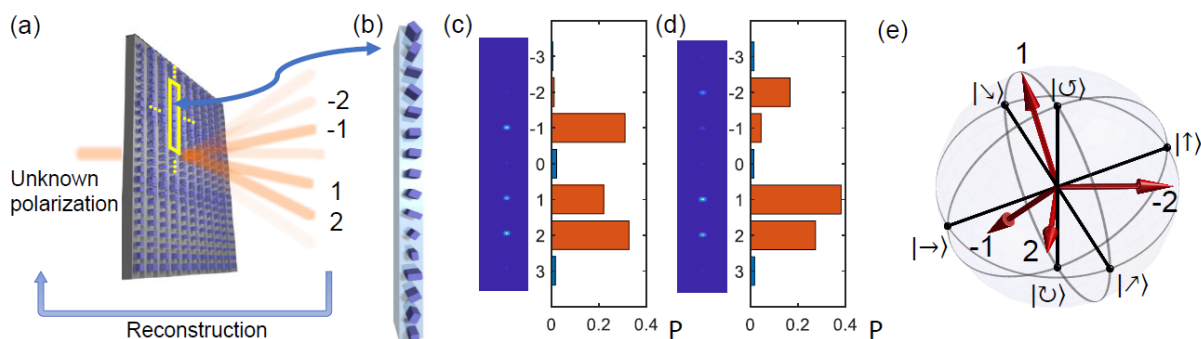


Рис. 1. (a) Концептуальная схема поляриметрии. (b) один период мера-решетки. (c, d) Примеры изображений в дальнем поле и относительных мощностей в разных порядках дифракции для входных состояний с (c) горизонтальной и (d) правой круговой поляризацией. (e) Анализируемые состояния в ± 1 и ± 2 порядках дифракции, обозначенные стрелками на сфере Пуанкаре. [2]

В нашем подходе используется поляризационно-чувствительная дифракция света на мета-поверхности [рис. 1(a)], где один период мера-решетки выделен желтой рамкой и показан на рис. 1(b). Мы произвели специальную многоэтапную оптимизацию параметров и получили новый дизайн мера-решетки, позволяющий произвести реконструкцию поляризации классического света или одиночных фотонов с минимальным количеством из четырех детекторов в дифракционных порядках ± 1 и ± 2 . На рис. 1(c, d) показаны смоделированные изображения в дальнем поле и мощности в дифракционных порядках для разных состояний поляризации на входе. Соответствующий набор из четырех проекций для поляризационного анализа равномерно распределен по сфере Пуанкаре [Рис. 1(e)], что обеспечивает минимальную

ошибку при реконструкции. Кроме того, доля мощности, дифрагирующая на четыре пятна, выделенные красным цветом, составляет не менее 86%, что обеспечивает высокое отношение сигнал / шум при измерениях.

Мы также разработали и продемонстрировали экспериментально новую концепцию для измерения пространственно-закодированных многофотонных квантовых состояний в интегрированных волноводных структурах, при том что переданные состояния остаются неизменными. Мы теоретически показали что, записывая фотонные корреляции от детекторов расположенных вдоль связанных волноводов с отстроенными константами распространения, можно выполнить полную реконструкцию матрицы плотности квантового N -фотонного состояния, определяющую амплитуду, фазу, когерентность и квантовую запутанность. Мы провели экспериментальную проверку этого принципа с использованием классического света, который имитирует однофотонный режим.

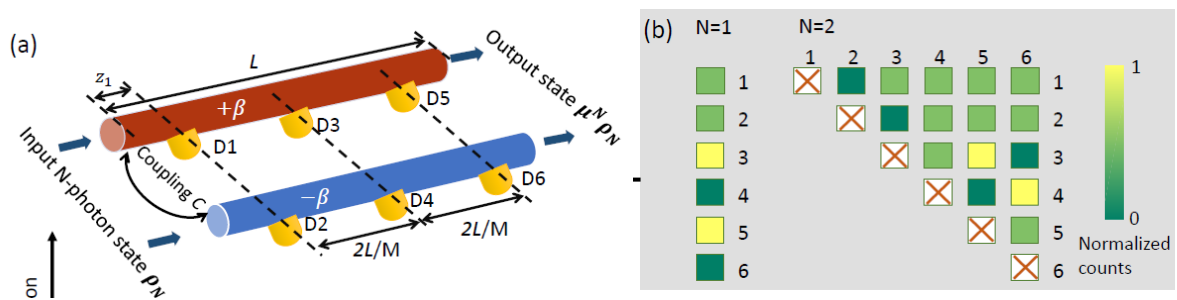


Рис. 2. Концептуальная схема измерения N -фотонных состояний с двумя пространственными модами. (а) Два связанных волновода с отстройкой в постоянных распространения. Четное число M однофотонных детекторов расположено на равных расстояниях $M / 2$. На иллюстрации показано $M = 6$ детекторов с метками $D1 - D6$. (б) Примеры смоделированных однофотонных измерений ($N = 1$) и N -кратных корреляций (для $N = 2$), которые позволяют полностью восстановить квантовую матрицу плотности. [3]

Наши результаты демонстрирует новые возможности для проведения точных и быстрых классических и квантовых измерений для различных применений в фотонике.

Благодарности. Эта работа основана на результатах совместных исследований, которые были проведены авторами публикаций [1,2,3].

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Wang, J. G. Titchener, S. S. Kruk, L. Xu, H.-P. Chung, M. Parry, I. I. Kravchenko, Y.-H. Chen, A. S. Solntsev, Yu. S. Kivshar, D. N. Neshev, and A. A. Sukhorukov, “Quantum metasurface for multi-photon interference and state reconstruction,” *Science* **361**, 1104-1108 (2018).

2. N. Pedersen, K. Wang, S. Lung, and A. A. Sukhorukov, “Optimal Single Metagrating for Robust Polarization Measurements,” submitted to Conference on Lasers and Electro-Optics (2019).

3. K. Wang, S. V. Suchkov, J. G. Titchener, A. Szameit, and A. A. Sukhorukov, “In-line detection and reconstruction of multi-photon quantum states,” *Optica* **6**, 41-44 (2019).

Неадиабатическая геометрическая фаза в хиральных фотонных структурах

И.В. Тимофеев^{1,2}, В.А. Гуняков¹, М.Н. Крахалев^{1,2}, В.А. Степаненко², С.Я. Ветров^{2,1},
В.Г. Архипкин^{1,2}, В. Ли³, В.Я. Зырянов¹

¹Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, г. Красноярск

²Сибирский федеральный университет, г. Красноярск

³Национальный университет путей сообщения (Чиао Тунг), г. Тайвань, Тайвань.

tiv@iph.krasn.ru

Геометрическая фаза – это фаза колебательной системы, набегаящая при перемещении системы в параметрическом пространстве, обладающем геометрической кривизной [1]. Величина фазы зависит от топологии пространства, поэтому существует другое название – топологическая фаза. Простым примером геометрической фазы является угол поворота плоскости качания маятника Фуко при вращении земного шара. Угол вращения маятника пропорционален телесному углу, охватываемому траекторией маятника: чем дальше от полюса расположен маятник, тем больше геометрическая фаза. Поворот маятника Фуко происходит адиабатически, поскольку характерное время вращения земного шара (сутки) много больше периода колебаний маятника (секунды). В общем случае характерное время изменения параметров колебательной системы может быть сопоставимым с периодом колебаний, в таком случае важен учет неадиабатической (диабатической) составляющей геометрической фазы.

Геометрическая фаза получила большую известность после работ Берри по квантовой механике [2], где неадиабатическая геометрическая фаза носит имена Ааронова и Анандана [3]. Представление о природе геометрической фазы в оптических колебаниях было заложено в работах Рытова, Владимирова и Панчаратнама [1]. Исследованные ими структуры хиральны, то есть не обладают зеркальной симметрией. Жидкокристаллические (ЖК) дисплеи были созданы на основе хиральной структуры – твист-ячейки Шадта-Хелффриха, в которой по мере проникновения света вглубь ячейки плоскость его поляризации отслеживает ориентацию локального директора – преимущественной ориентации молекул ЖК. В начале прошлого века Моген экспериментально обнаружил и объяснил эволюцию состояния поляризации в твист-ячейке [4]. Он изобразил пространство поляризаций в виде сферы Пуанкаре, которая связана с теоремой Перельмана. Моген показал, что для света в твист-ячейке состояние поляризации смещается на сфере Пуанкаре по криволинейной траектории как точка конуса, катящегося по экватору сферы Пуанкаре и отслеживающего изменение ориентации молекул ЖК. Оборот конуса вокруг собственной оси выступает в качестве периода колебаний, а вращение самой оси конуса соответствует изменению параметра. Адиабатичность определяется отношением угловых скоростей.

Недавно была теоретически предсказана и экспериментально измерена геометрическая фаза света при неадиабатическом вращении поляризации в мультислойной фотонной структуре типа резонатора Фабри-Перо с твист-нематическим слоем [5]. Геометрическая фаза была определена по смещению частоты оптического резонанса при повороте молекул жидкого кристалла в плоскости зеркал. Адиабатическая геометрическая фаза, набегаящая при прохождении светом твист-структуры, точно компенсируется фазой волны, проходящей через такой резонатор в обратном направлении. Поэтому смещение частоты обусловлено исключительно неадиабатической составляющей геометрической фазы. Для обыкновенной поляризации света (о-мода) резонансная длина волны укорачивается, что соответствует

уменьшению эффективного показателя преломления и не может быть объяснено локальным изменением диэлектрической проницаемости, поскольку здесь о-моде отвечает минимальная компонента тензора диэлектрической проницаемости.

В данном докладе рассмотрен случай *неравномерного* закручивания ЖК в магнитном поле, приложенном в плоскости зеркал резонатора. Представлены одновременные измерения смещений резонансных длин волн в противоположные стороны для серий о- и е-мод (ordinary, extraordinary). Дано количественное объяснение величины смещений в зависимости от длины волны, анизотропии и толщины слоя ЖК.

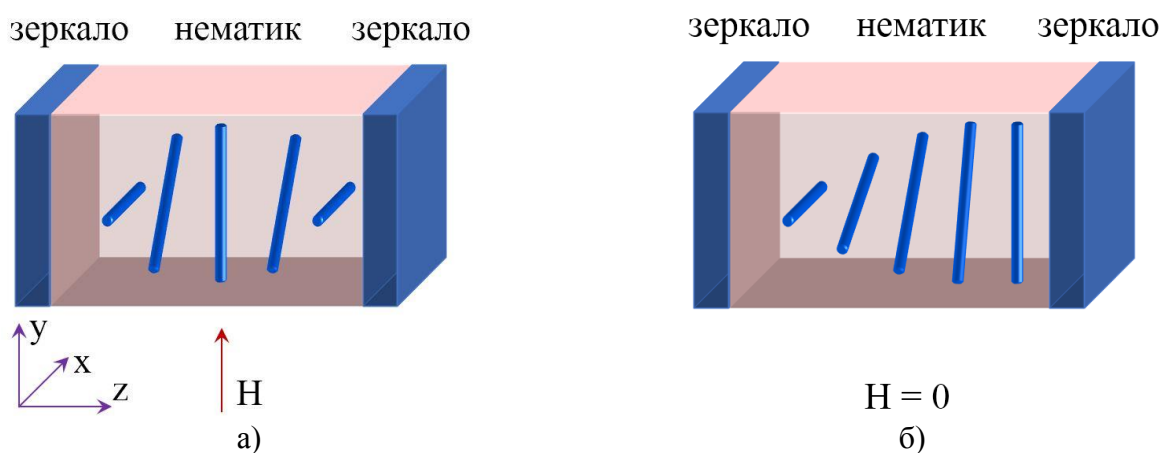


Рис. 1. Схема резонатора с оптически хиральной анизотропной средой: а) неравномерное закручивание при Т-эффекте, б) равномерное закручивание в твист-нематике. При закручивании слоя нематика резонансные моды е-типа, поляризованные преимущественно вдоль директора ЖК, смещаются в длинноволновую область, а о-моды – в коротковолновую.

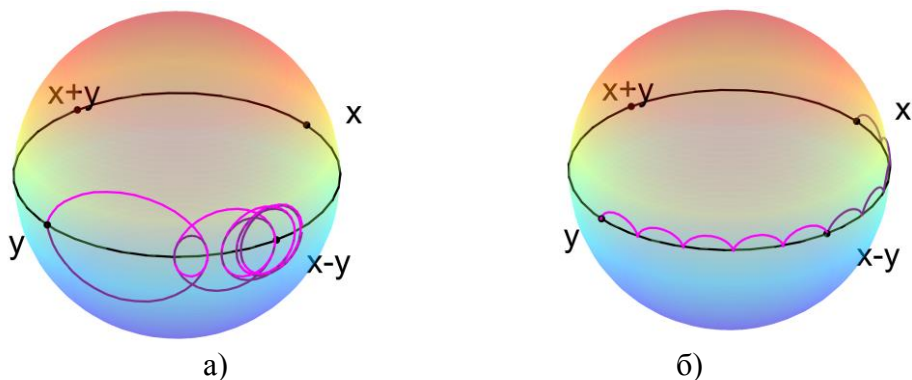


Рис. 2. Рассчитанное изменение поляризации света по мере прохождения ЖК-слоя изображено траекторией на сфере Пуанкаре. Малиновым цветом показана часть траектории в первой половине ЖК-слоя, фиолетовым – во второй половине. На сфере Пуанкаре точки экватора соответствуют линейным поляризациям света. Направлениям y , $x-y$, x , $x+y$ соответствуют углы $\Phi = 0, 90, 180$ и 270 градусов. Полюса сферы – круговые поляризации, верхнее полушарие – правые эллиптические поляризации. а) Поляризация бегущей составляющей волны для собственной моды резонатора. В случае неравномерное закручивания директора ЖК при Т-эффекте траектория поляризации – сферическая квазитрохоида, б) Для равномерного закручивания директора ЖК в твист-нематике траектория – сферическая циклоида. В обоих случаях поляризация остается линейной на границах слоя. Изображен случай обыкновенной моды резонатора в минимуме Гуча-Терри, когда линейная поляризация на границах слоя перпендикулярна директору ЖК.

В качестве основных методов моделирования фотонных структур как правило используются прямые конечно-разностные и конечно-элементные, а также матричные численные и аналитические методы. Для представления численных результатов используются графические подходы, позволяющие объяснить явление и даже количественно описать простейшие случаи. Графические подходы используют такие

понятия как комплексный параметр поляризации, сфера Пуанкаре [6], диаграмма адмиттанса, круг Смита-Вольперта, метод катящегося конуса [4]. Последний метод дает механическое толкование изменения фазы через сложение двух взаимно перпендикулярных угловых скоростей конуса, катящегося по плоскости. Справедлива «геометрическая» формула: *геометрическая фаза (ГФ) равна половине площади, охватываемой траекторией параллельного перенесения по сфере Пуанкаре* [1]. Этот аналог теоремы Гаусса-Бонне может быть понят как сложение сферических избытков треугольников, составляющих охватываемую площадь. В «геометрической» формуле следует учитывать аналог динамической фазы по Ааронову-Анандану [1,5]. На рис. 2 изображены траектории плавного смещения состояний поляризации по мере проникновения волны вглубь закрученного слоя ЖК толщиной 30 мкм.

Траектории на рис. 2б описывает сферическая трохоида (от греч. τροχοειδής — колесообразный) – трансцендентная кривая, определяемая кинематически как траектория фиксированной точки производящего конуса, катящегося без скольжения по плоскости [6]. Если точка расположена на образующей конуса, то при касании точкой плоскости кривизна траектории становится бесконечной, в этом случае траектория называется циклоидой (от греческого κυκλοειδής — круглый). Если фиксированная точка находится вне конуса, то траектория имеет самопересечения и петли проходят под плоскость качения. Уравнение сферической трохойды в декартовых координатах параметров Стокса $S_{1,2,3}$ имеет вид:

$$\begin{aligned} S_1 &= R(1 - k^2)\cos(k\varphi) + \rho r(k \cos(k\varphi)\cos(\varphi) + \sin(k\varphi)\sin(\varphi)), \\ S_2 &= R(1 - k^2)\sin(k\varphi) + \rho r(k \sin(k\varphi)\cos(\varphi) - \cos(k\varphi)\sin(\varphi)), \\ S_3 &= r\sqrt{1 - k^2}(1 - \rho \cos(\varphi)), \end{aligned} \quad (1)$$

где R – длина образующей конуса, равная радиусу сферы, r – радиус окружности, лежащей в основании конуса, $k = r/R$ – безразмерный коэффициент адиабатичности, ρ – отношение расстояния от центра окружности до характеристической точки к радиусу окружности r . Циклоида соответствует $\rho = 1$. При $R \rightarrow \infty$ уравнение переходит в уравнение плоской трохойды. Траектории на рис. 2а описывает сферическая квазитрохида, для которой изменению скорости поворота мгновенной оси вращения соответствует изменение радиуса конуса и параметра ρ .

Экспериментальное исследование величины смещения мод проводилось в фотонной структуре, состоящей из двух диэлектрических зеркал, зазор между которыми толщиной 7.5 мкм заполнялся нематическим ЖК 4-н-пентил-4'-цианобифенил (5ЦБ). Образец помещался между полюсами магнита ФЭЛ ($0 < H < 6$ кЭ) таким образом, чтобы реализовать магнитооптический эффект, соответствующий чистой деформации кручения (torsion) нематика [7]. Деформация носила беспороговый характер, поскольку направление магнитного поля составляло угол 70° относительно исходной ориентации нематического директора. Плавная переориентация директора в центре ЖК-слоя вызывает неравномерное закручивание нематика (Рис. 1а). Поляризованные спектры пропускания исследуемой структуры регистрировались с помощью спектрометра Ocean Optics HR4000, оснащенного световолоконной оптикой. Для численного расчета использовался метод Берремана. Соответствующие спектральные сдвиги удовлетворительно согласуются с экспериментом (рис. 3).

В настоящее время создается новое поколение миниатюрных фотонных устройств геометрической фазы, таких как перестраиваемые дифракционные решетки, голограммы и линзы толщиной порядка микрометра с диапазоном использования от

очков дополненной реальности до создания новых протоколов для обработки квантовой информации. Мотивация настоящего исследования – тонкая настройка фазы световой волны при нарушении адиабатичности изменения поляризации, обеспечивающая высокую чувствительность резонансной длины волны к параметрам анизотропной среды. Данная идея может быть использована при создании электрически управляемых хиральных фотонных устройств на основе ЖК, наноструктурированных градиентных метаповерхностей и многослойных диэлектрических зеркал.

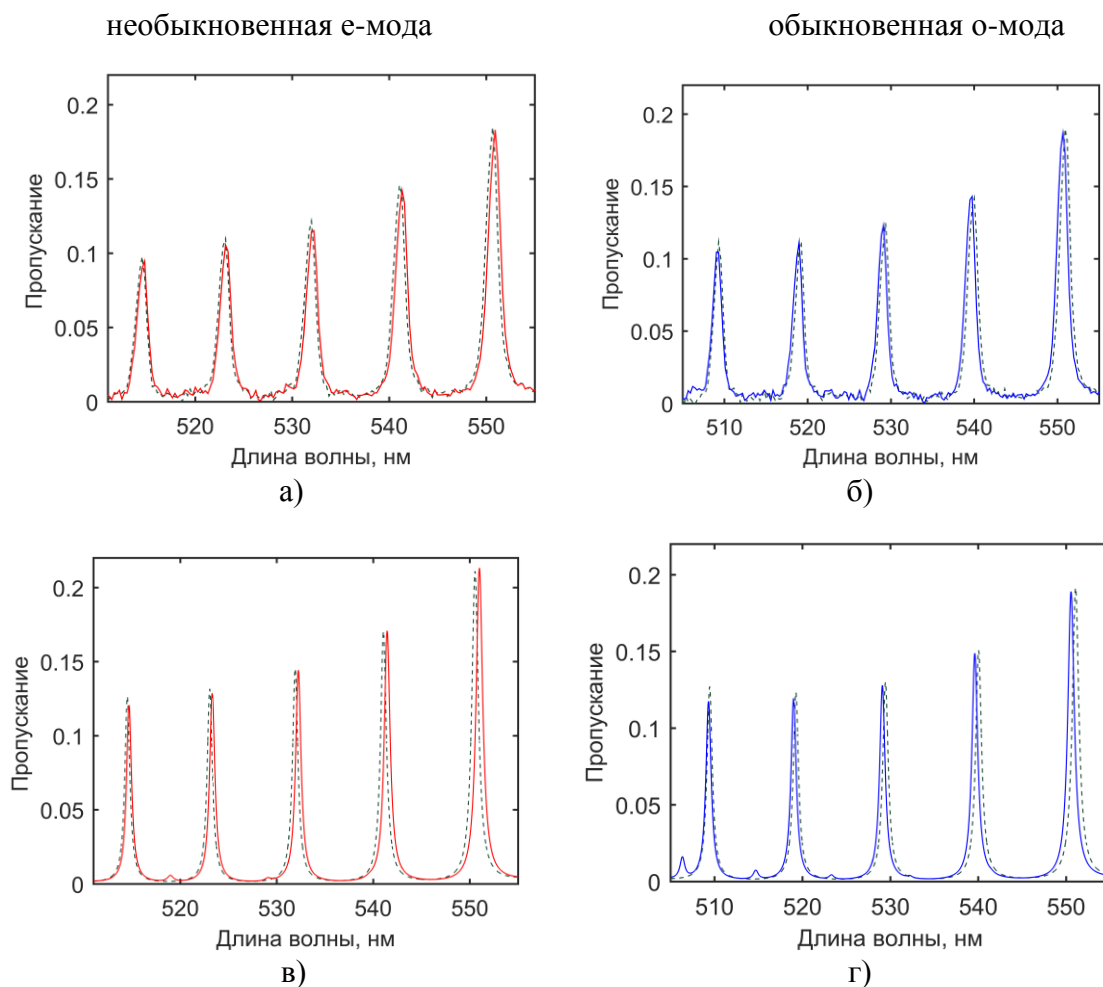


Рис. 3. Спектральные пики пропускания резонатора: (а-б) измерение, (в-г) расчет; (а,в) с поляризатором по направлению директора ЖК, (б,г) с поляризатором перпендикулярно направлению директора ЖК. Пунктиром показаны спектры в случае постоянной ориентации директора ЖК вдоль оси x . Сплошными линиями показаны смещенные пики в случае поворота директора ЖК магнитным полем (рис. 1а). Для е-моды наблюдается красный сдвиг, для о-моды – синий сдвиг.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.Н. Клышко // УФН. 1993. Т. 163, № 11. Р. 1–18.
2. M.V. Berry // Proc. RSA. 1984. Vol. 392, № 1802. Р. 45–57.
3. Y. Aharonov, J. Anandan // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 58, no. 16. Р. 1593-1596
4. C.V. Mauguin // Bull. Soc. Fr. Miner. 1911. Vol. 34. Р. 71–117.
5. I. V. Timofeev et al. // Phys. Rev. E. 2015. Vol. 92. No 5. Р. 052504(14).
6. Н. М. Jeffery // Q. J. pure Appl. Math. 1883. 19, 44–66.
7. Л.М. Блинов. "Жидкие кристаллы: Структура и свойства". Либроком, 2013.

Спектральные и поляризационные свойства планарной мультиферроидной структуры

И.В. Федорова, С.В. Елисеева, Д.И. Семенцов
 Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск, Россия
 E-mail: fedorova3333@mail.ru

Исследуются особенности спектров пропускания, отражения и поглощения ЭМВ для симметричной структуры, состоящей из центрального слоя толщиной L_p с высокой диэлектрической проницаемостью (ДП) $\varepsilon_p \approx 10^3$, управляемой внешним электрическим полем, и примыкающих к нему двух одинаковых слоев феррита-граната толщиной L_f с управляемой внешним магнитным полем магнитной проницаемостью

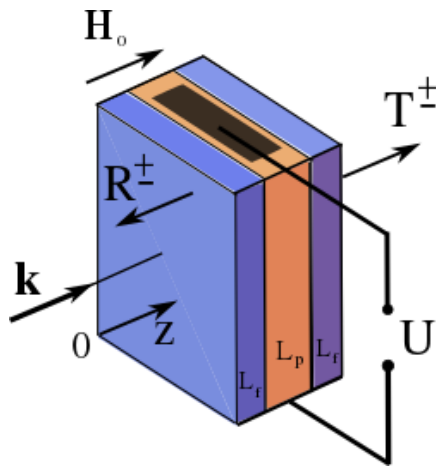


Рис.1. Геометрия структуры.

μ. Вся структура находится в среде с $\varepsilon = 1$. Ось симметрии структуры (нормаль к границам раздела слоев), направления внешнего магнитного поля и волнового вектора падающей волны совпадают с направлением оси OZ (рис. 1).

В качестве материала с высокой ДП для численных расчетов выбран «виртуальный сегнетоэлектрик» титанат стронция ($SrTiO_3$), являющийся параэлектриком. Известно, что при температуре $T > T_a$ титанат стронция находится в кубической фазе, т.е. является оптически изотропным. При температуре $T_a \simeq 105$ К в титанате стронция происходит структурный фазовый переход 2-го рода с удвоением примитивной ячейки из кубической фазы в тетрагональную (неполярную) фазу. Для температур, отвечающих кубической фазе, зависимость ДП от частоты (в области ниже частоты поперечной мягкой моды ω_T) и электрического поля имеет вид [1]:

$$\varepsilon_p(\omega, E) = \frac{\varepsilon_0 \omega_T^2}{(1+b^2)\omega_T^2 - \omega^2 + i\nu_p \omega},$$

где ε_0 - статическая ДП в отсутствие внешнего поля, $b = E/E_0$, E - внешнее статическое поле, E_0 - поле, определяющее нелинейность материала, ν_p - параметр затухания. В отсутствие электрического поля в области $T > T_a$ температурная зависимость ДП $SrTiO_3$ описывается законом Кюри-Вейса $\varepsilon_p(T) \simeq C/(T-T_c)$ с постоянной $T_c \simeq 30$ К и константой $C = 8.6 \cdot 10^4$ К, а квадрат частоты мягкой моды с ростом температуры линейно растет - $\omega_T^2 \sim (T-T_c)$. В соответствии с этим при $T_0 = 110$ К частота мягкой моды равна $\omega_T \simeq 7.8 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$.

Феррит в отношении электрических свойств считаем изотропным и его ДП $\varepsilon_f = 12.7$. При выбранной геометрии решение уравнений Максвелла для магнитных

слоев приводит к собственным волнам с круговой поляризацией с волновым числом $k_f^\pm = k_0 \sqrt{\varepsilon_f \mu_f^\pm}$, где $k_0 = \omega/c$, $\mu_f^\pm(\omega)$ определяет резонансные свойства феррита [2].

Спектры пропускания, отражения и поглощения структуры приведены на рис. 2. Для моделирования взяты следующие параметры: $L_f = 150 \text{ мкм}$, $L_p = 454 \text{ мкм}$, $T = 110 \text{ К}$, $E_0 = 14 \text{ кВ/см}$, $\nu_p = 10^{10} \text{ с}^{-1}$, K , $\varepsilon_0 = 1100$, $4\pi M = 2250 \text{ Гс}$, $\nu_f = 10^8 \text{ с}^{-1}$. Рабочая частота выбрана вдали от резонансной частоты магнитного материала- $\omega_0 = 2\pi \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Видно, что полученные спектры для право- и левополяризованных волн существенно

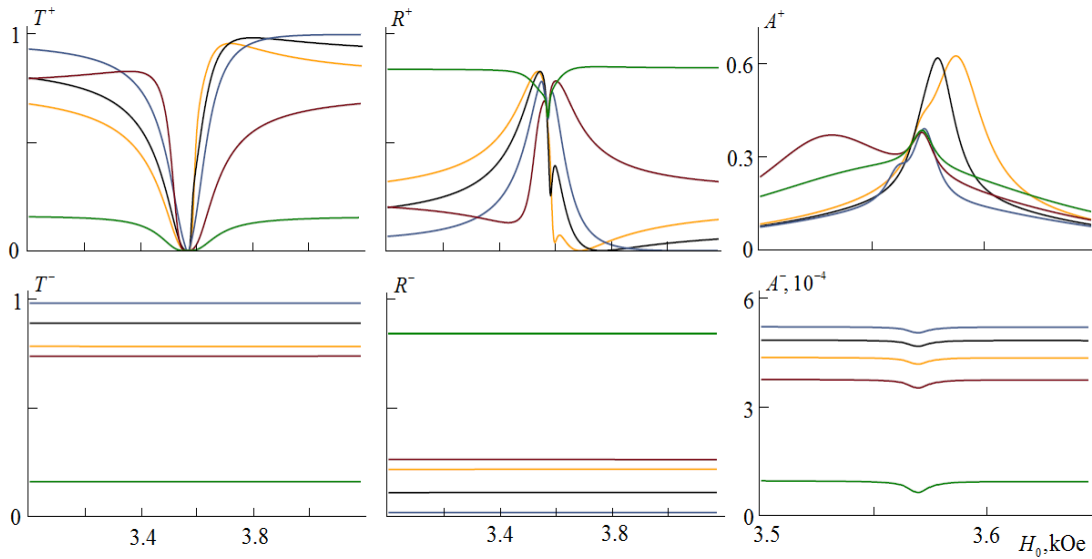


Рис. 2. Полевые зависимости оптических коэффициентов для волн с круговой поляризацией. $E = (0, 1.16, 1.75, 3, 5) \text{ кВ/см}$ (оранжевая, черная, синяя, красная, зеленая кривые).

отличаются. Энергетические коэффициенты правополяризованных волн в области магнитного резонанса принимают экстремальные значения, тогда как для левополяризованных зависимость от подмагничивающего поля почти не проявляется. Влияние электрического поля также существенно, особенно вдали от магнитного резонанса. Так, при изменении $E = (0-5) \text{ кВ/см}$ величина T^+ снижается от 0.95 до 0.2 и имеет место практически полное подавление прозрачности по всей ширине спектра.

При нормальном падении линейнополяризованной волны на рассматриваемую структуру, содержащую продольно намагниченные слои, прошедшая и отраженная волны в результате проявления циркулярного дихроизма становятся эллиптически поляризованными, а в результате проявления циркулярного двулучепреломления имеет место поворот большой оси эллипса поляризации и можно говорить об эффектах Фарадея и Керра на данной структуре. При этом для углов поворота большой оси эллипса поляризации и эллиптичности соответствующих волн получаем:

$$\Theta_F = \frac{\varphi_i^- - \varphi_i^+}{2}, \quad \Theta_K = \frac{\varphi_r^+ - \varphi_r^-}{2},$$

$$E_F = \frac{|t^-| - |t^+|}{|t^-| + |t^+|}, \quad E_K = \frac{|r^-| - |r^+|}{|r^-| + |r^+|},$$

где φ_r^\pm , φ_t^\pm и $|r^\pm|$, $|t^\pm|$ - фазы и модули амплитудных коэффициентов отражения и прохождения. На рис. 3 приведены полевые зависимости углов фарадеевского Θ_F и керровского Θ_K вращения плоскости поляризации для проходящих и отраженных волн.

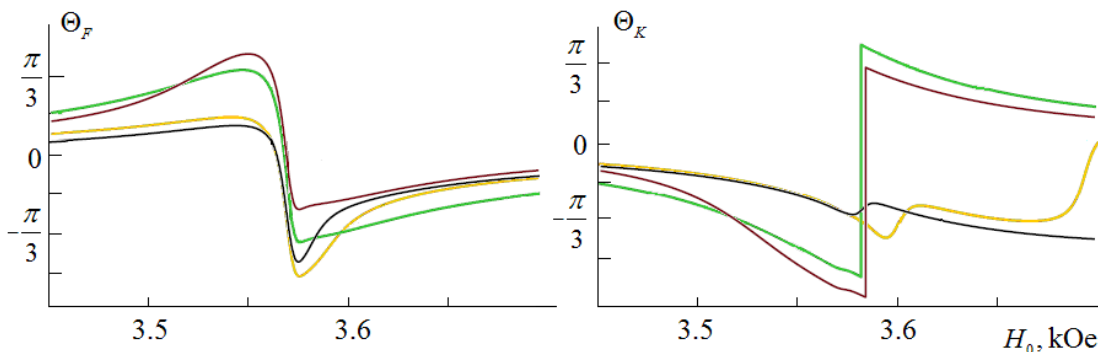


Рис. 3. Полевые зависимости углов Фарадея и Керра при $E = (0, 1.16, 3, 5)$ kV/cm (оранжевая, черная, красная, зеленая кривые).

Видно, что при выбранных значениях электрического поля удается усилить оба эффекта и повернуть плоскость поляризации на $\Theta_F = 63^\circ$ и $\Theta_K = -110^\circ$.

Рассматриваемая структура представляет интерес для ряда практических приложений, поскольку существует возможность эффективной перестройки спектров T^\pm , R^\pm , A^\pm и управления углами поворота плоскости поляризации и эллиптичностью отраженного и прошедшего излучения с помощью внешних магнитного и электрического полей. В частности, она может быть использована для реализации дифференциальных отражений и сдвигов фазы пропускания, разделения падающего линейно поляризованного света на два ортогональных компонента с круговой поляризацией, которые при наклонном падении будут двигаться в хорошо разделенных направлениях. Рассматриваемую магнито- и электроуправляемую структуру можно использовать как сплиттер круговой поляризации излучения (или разветвитель), который на резонансной частоте пропускает левополяризованный свет, а правополяризованный отражает. Такое устройство функционирует как светоделитель с круговой поляризацией для падающего линейно поляризованного света, который может использоваться в качестве ключевого элемента круговой поляризации.

В докладе будет представлен более полный набор оптических характеристик структуры, в частности, спектры эллиптичности и поляризационной эффективности, которые также имеют особенности при изменении магнитного и электрического полей.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и образования РФ (Госзадание № 3.6825.2017/ БЧ) и РФФИ (договор № 18-42-730001/18).

ЛИТЕРАТУРА

1. Замудио-Лара А., Кошева С.В., Гримальский В.В., Яньез-Кортес Ф. Радиоэлектроника. 2015. № 9. с. 33.
2. Rasheed M. A. Azzam, Fadi A. Mahmoud. Applied Optics, 2002, V. 41, № 1, p. 235.

Влияние строения на оптические свойства эпикулярного воска голубой ели (*Picea pungens*)

Е.Р. Буханов¹, А.В. Шабанов¹, М.Н. Крахалев¹, М.Н. Волочаев¹, Ю.Л. Гуревич²

¹*Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН*

²*ФИЦ КЦН СО РАН*

K26tony@ya.ru

В настоящее время внимание многих исследователей привлечено к изучению влияния структуры зеленого листа растений на эффективность фотосинтеза. Особый интерес представляет первый оптический этап фотосинтеза, который оказался наименее изученным из-за сложности строения, и большого изменения структурных параметров под влиянием внешних воздействий.

Благодаря современному развитию экспериментальных методов электронной микроскопии в условиях низких температур выявлена длиннопериодическая структура в иридопластах и хлоропластах [1], в которых и происходит фотосинтез. Структурными элементами являются слои с различными диэлектрическими проницаемостями [2]. Наличие в веществе периодичности с периодом близким к длине электромагнитной волны приводит к формированию разрешенных и запрещенных фотонных зон [3]. Предложенное Яблоновичем [4] название тонких структур получило широкое распространение, а уникальность их физических характеристик обусловила бурное развитие работ этого направления [5].

Используя метод трансфер матриц [6] авторам работ [7] удалось объяснить ряд особенностей в поведении оптических характеристик электромагнитного излучения, распространяющегося в хлоропластах.

Между тем влияние надклеточной структуры зеленого листа на физиологические характеристики является малоизученным. В основном из-за сложного внутреннего строения.

В настоящей работе представлены результаты исследования строения восковых нанотрубок, образующихся на поверхности иголки голубой ели.

Структурными элементами восков растений являются нанотрубки или нанодиски [8], параметры которых сравнимы с длиной волны света. Получение в чистом виде затруднительно. Изящный метод предложен в работе [9]. Иголочки хвойных растений выдерживали в водном растворе сахара, который проникал в полости между нанотрубками. При медленном обезвоживании происходит расслоение.

Нами использовался иной подход для селективного выделения нанотрубок от поверхности иголок голубой ели. Образцы были помещены в дистиллированную воду. При резком охлаждении ниже температуры замерзания воды, вследствие расширения льда происходило расслоение. После оттаивания оторванные частицы всплывали на поверхность где и были собраны на подложку для дальнейших исследований. В результате данного эксперимента на подложке были обнаружены как отдельно лежащие нанотрубки, так и спаянные в целые восковые пласты.

Структурно-морфологические исследования воскового покрытия выполнены методами сканирующей электронной микроскопии на приборе Hitachi SU3500 (ускоряющее напряжение 10 кВ, W-катод) и сканирующем электронном микроскопе высокого разрешения Hitachi S-5500 (ускоряющее напряжение 30 кВ, катод с полевой эмиссией). Изображение, полученное с поверхности хвои свидетельствует о трубчатой структуре воскового покрытия. По оценке внешний диаметр составляет 150-200 нм.

Оптическая микроскопия образцов проводилась на микроскопе Axio Imager.A1m (Zeiss) с использованием объектива 50x/0.8. Наблюдения проводились в проходящем и отраженном свете для неполяризованного и поляризованного света в геометрии скрещенных поляризаторов. В образце имеются частички размером от 1 до 4 мкм, сферической формы, которые в отраженном свете имеют голубой цвет. При наблюдении в проходящем свете частички приобретают розоватый оттенок. Наблюдение образцов в проходящем свете в геометрии скрещенных поляризаторов показало, что частички являются оптически анизотропными, при этом оптическая картина является осесимметричной с осью симметрии, проходящей через центр частички вдоль оптической оси микроскопа.

Результаты электронной и оптической микроскопии представлены на рисунке 1.

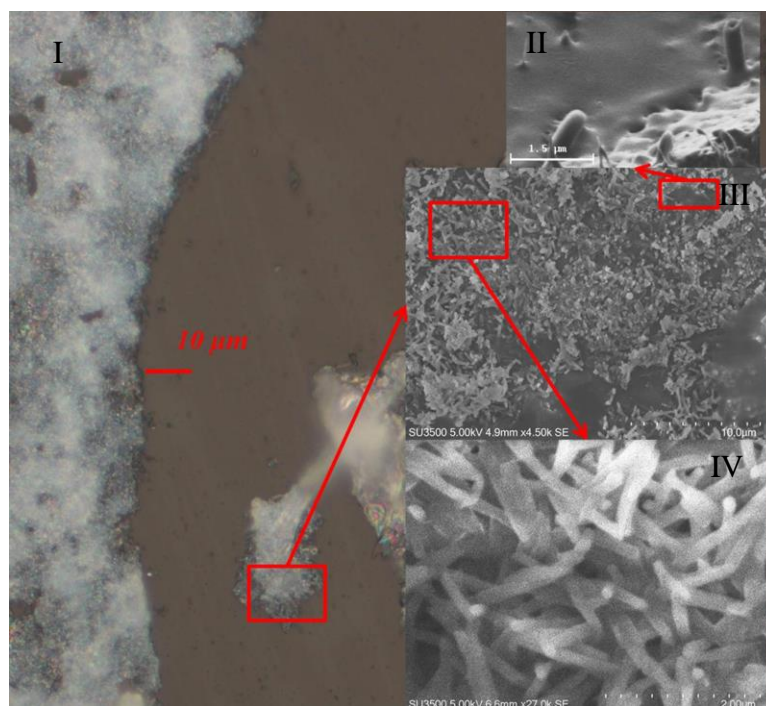


Рис. 1. I - Фотография с оптического микроскопа в отраженном свете. II, III, IV - фотографии полученные с помощью электронного микроскопа. Размерные шкалы приведены на рисунке.

Из рисунков видно эффект иризации в оптическом диапазоне, что является следствием фотоннокристаллической структуры. Период такой структуры определяется внешним диаметром 150-200 нм.

На основе полученных результатов проведены вычисления спектров пропускания для структур с низким контрастом (как в растительных структурах).

В работе рассматривалось нормальное падение света в немагнитной среде ($\mu=1$), состоящей из слоев толщиной L_N и показателем преломления n_N , вдоль оси Oz распространяется плоская электромагнитная волна. Амплитуды волн (A и B), идущих в прямом и обратном направлении вдоль оптической оси, в предыдущем слое зависят от этих же значений в текущем [10].

Математически была смоделирована биологическая структура воска. На рисунке 2 представлены графики спектра пропускания фотонного кристалла и фотонного кристалла с дефектом. Стоп-зона находится в области синего цвета, что соответствует результатам полученным с поляризационного микроскопа.

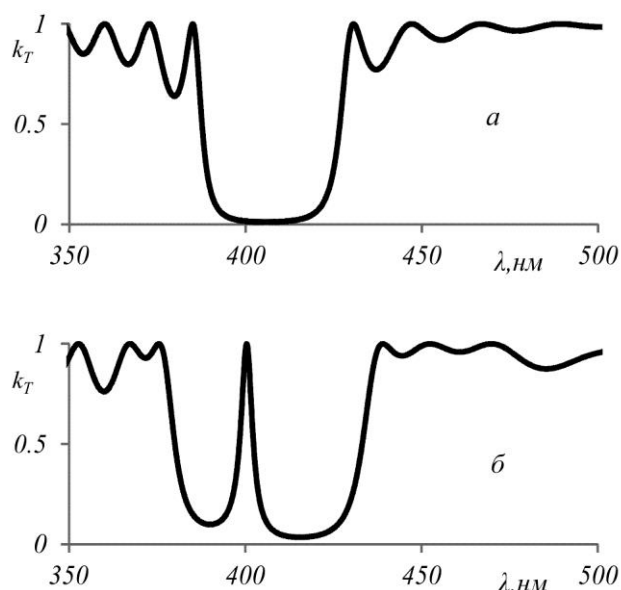


Рис. 2. Спектры пропускания для структуры воска (а) и структуры воска с дефектом (б).

В работе [12] изучались отражение и пропускание ультрафиолетовых волн для кутикулы листьев различных растений. Во многих случаях было установлено, что поглощение ультрафиолета на восковом слое составляет около 94 процентов.

Также с помощью метода, предложенного данной статье, был создан раствор воска растворенного хлороформом и с него был получен спектр флюоресценции на флюориметре (Рисунок 3). Возбуждение образца с помощью света длиной волны 290 нм, дало сильную эмиссию на длине волны 400 нм.

Также пик эмиссии попадает в стоп-зону с графика спектра пропускания и на дефектную моду в структуре с дефектом.

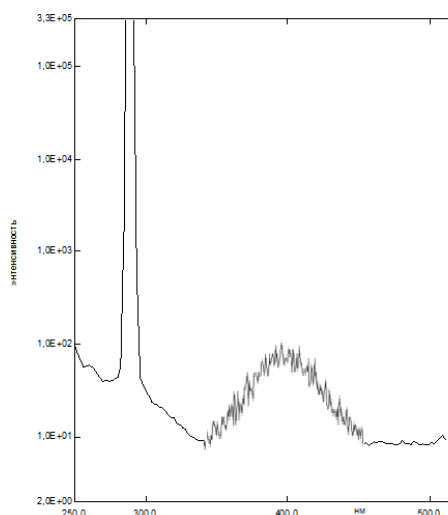


Рис. 3. Спектр интенсивности флюоресценции. Возбуждение происходило на длине волны 290 нм, ширина – 5нм. Линия флюоресценции 400 нм. Щель эмиссии – 10нм. Интервал данных 0.1 нм.

Проведено исследование по изоляции воскового слоя и изучения его оптических и морфологических характеристик, численное исследование ограниченных одномерных фотонных кристаллов с малым диэлектрическим контрастом, содержащих подрешетки с разным периодом. Восковой слой выполняет множество различных важнейших функций касающихся фотосинтеза. Он защищает растение от ультрафиолета поглощая

его и преобразовывая нужную длину волны тем самым повышая вероятность фотосинтеза в качестве выработки АТФ. Также восковой слой приходится растению в роли оптического фильтра отражая и пропуская определенные длины волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Jacobs et al. // *Nature plants*. 2016. V. 24. No. 16162. P. 1-6.
2. В.Ф. Шабанов, С.Я. Ветров, А.В. Шабанов // Новосибирск: Издательство СО РАН, 2005. 209 с.
3. В. П. Быков // *Квантовая электроника*. 1975. Т. 4. С. 861–866.
4. E. Yablonovitch // *Phys. Rev. Lett.* 1987. V. 58. Iss. 20. P. 2059–2062.
5. В. И. Белотелов, А. К. Звездин // М.: Бюро Квантум. 2006. 144с.
6. P. Yeh, A. Yariv, Ch.-Sh. Hong // *Journal of the Optical Society of America*. 1977. Vol. 67, Issue 4. P. 423-438.
7. А.В. Шабанов, М.А. Коршунов, Е.Р. Буханов // Самара: Компьютерная оптика, 2017. Т. 41, №5. С. 680 – 686.
8. W. Barthlott et al. // *Bot. J. Linnean Soc.* 1998. V. 126. P. 237–260.
9. Coward JL // *Flora*. 2007. V. 202. P. 462–470.
10. М. А. Коршунов, А. В. и др. // *ДАН*. 2018. Т. 478. № 3. С. 280–283.
11. G. D’Aguanno et al. // *PHYSICAL REVIEW E*. 2001. Vol. 64. P. 16609
12. R. H. Grant // *Agricultural and Forest Meteorology*. 2003. V. 120. P. 127-139.