

НАНОФОТОНИКА, МЕТАМАТЕРИАЛЫ И ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ

Возбуждение стоячих спиновых волн в магнитной пленке фемтосекундными лазерными импульсами

А.В. Белькова..... 4

Отклонение светового пучка динамической решеткой на основе таммовского плазмон-поляритона

Р.Г. Бикбаев, Д.Н. Максимов, Чень К.-П., И.В. Тимофеев 7

Особенности прохождения и поглощения электромагнитных сигналов в резонансных структурах "диэлектрик/плазма" в присутствии внешнего статического магнитного поля

А.В. Богацкая, П.М. Никифорова, А.М. Попов 9

Роль периодического строения хлоропластов высших растений в процессе сбора света

Е.Р. Буханов, М.Н. Волочаев, С.А. Пятинина..... 13

Магнитооптические эффекты в квазикристаллах с Таммовскими поверхностными модами

П.В. Головкин, Д.О. Игнатъева, А.Н. Калиш, В.И. Белотелов..... 16

Магнитные метаповерхности: новые магнитооптические эффекты

Д.О. Игнатъева..... 18

Оптический дифференциатор второго порядка на основе композитной структуры металлеталл

А.И. Кашапов, Е.А. Безус, Д.А. Быков, Л.Л. Досколович 19

Фотоннокристаллический микрорезонатор с управляемой добротностью

*А.И. Краснов, П.С. Панкин, Д.С. Бузин, Г.А. Романенко, В.С. Сутормин,
С.В. Наболь, И.А. Тамбасов, Ф.В. Зеленов, А.Н. Масюгин, М.Н. Волочаев,
С.Я. Ветров, И.В. Тимофеев* 22

Поверхностный плазмонный резонанс в многослойных структурах Co/Pd

М.П. Мандрик, Д.М. Кричевский, Н. Мунеката, В.И. Белотелов..... 24

Моделирование сил электромагнитного взаимодействия проводников в двойной ДНК-подобной спирали

И.С. Михалко, И.В. Семченко..... 26

Расчет вероятностей возбуждения в массиве кубитов через открытый волновод с учетом связи с нелинейным детектором

Д.С. Пашин, М.В. Баистракова 30

Таммовские плазмоны в фотонных кристаллах, полученных методом анодирования титана

М.В. Пятнов, Р.Г. Бигбаев, И.В. Тимофеев, С.Я. Ветров 32

Металл-диэлектрический оптический микрорезонатор с управляемой добротностью

Г.А. Романенко, П.С. Панкин, Д.С. Бузин, А.И. Краснов, В.С. Сутормин, С.В. Наболь, И.А. Тамбасов, Ф.В. Зеленов, А.Н. Масюгин, М.Н. Волочаев, И.В. Тимофеев..... 33

Расчет оптических свойств муаровых метаповерхностей при помощи Фурье модального метода

Н.С. Салахова, И.М. Фрадкин, С.А. Дьяков, Н.А. Гиппиус..... 35

Оптическая микроскопия одиночных нанокристаллов LaF_3 перспективных для целей биомедицины

Г.О. Силаев, Ф.В. Верецагин, А.Т. Шайдулин, Ю.В. Орловский, Ю.Г. Вайнер..... 37

Таммовские плазмон-поляритоны на основе одномерного фотонного кристалла с метаповерхностью

И.В. Тимофеев..... 39

Фантомная микроскопия поверхностного плазмонного резонанса тонких диэлектрических объектов

И.Ш. Хасанов, А.В. Анисимов, С.А. Лобастов, А.М. Иванченко 41

Гибридные оптические таммовские-микрорезонаторные моды с управляемой добротностью

Д.С. Бузин, П.С. Панкин, Г.А. Романенко, А.И. Краснов, В.С. Сутормин, С.В. Наболь, И.А. Тамбасов, Ф.В. Зеленов, А.Н. Масюгин, М.Н. Волочаев, С.Я. Ветров, И.В. Тимофеев..... 45

Передаточные функции пропускающих многослойных неоднородных голографических ФПМ-ЖК дифракционных структур

В.О. Долгирев, С.Н. Шарангович 47

**Исследование процесса голографического формирования
чирпированных многослойных неоднородных КПЖК дифракционных
структур в условиях линейного и нелинейного режима записи**

В.О. Долгирев, С.Н. Шарангович 51

**Связанное состояние типа Фабри-Перо в анизотропном фотонном
кристалле**

С.В. Наболь, П.С. Панкин, Д.Н. Максимов, И.В. Тимофеев 55

Возбуждение стоячих спиновых волн в магнитной пленке фемтосекундными лазерными импульсами

А.В. Белькова¹

¹Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова

belkova.av18@physics.msu.ru

Введение

В последние несколько десятилетий изучение спиновых волн (СВ) в магнитных материалах вызывает большой интерес ввиду возможности сверхбыстрого возбуждения и контроля оптическими методами [1], а также перспектив практического применения - создания приборов для быстрого чтения и считывания информации, высокочувствительных сенсоров магнитного поля и химических веществ, элементов Булевой логики [2,3]. Важной задачей является управление различными параметрами СВ: частотой, фазой и амплитудой. Развитие технологий создания структур нанопотоники, таких как плазмонные решетки, фотонные кристаллы, позволило увеличить эффективность взаимодействия света с веществом. Объединение их с магнитными материалами открыло новые пути управления взаимодействием света с магнитными системами.

В данной работе экспериментально исследуется возможность возбуждения различных мод спиновых волн при изменении параметров системы - длины волны луча накачки и величины внешнего постоянного поля. Образец представляет собой эпитаксиальную плёнку висмут-замещенного феррита-граната состава $(BiLu)_3Fe_5O_{12}$ $(BiLu)_3Fe_5O_{12}$, выращенную на подложке $Gd_3Ga_5O_{12}$ $Gd_3Ga_5O_{12}$ толщиной 500 нм. Методом вакуумного напыления на нее осаждалось зеркало Брэгга, состоящее из четырех пар слоев $SiO_2(110\text{ нм})/TiO_2(70\text{ нм})$ ■■ $SiO_2(110\text{ нм})/TiO_2(70\text{ нм})$ ■■

Результаты и обсуждения

Исследование проводилось методом двухцветной техники накачки-зондирования (Рис.1). Измерения проводились при трех различных значениях внешнего магнитного поля: 72.93 мТл, 85 мТл, 96.99 мТл, длина волны луча накачки варьировалась от 610 до 625 нм с шагом 5 нм, от 670 до 685 нм с шагом 5 нм.

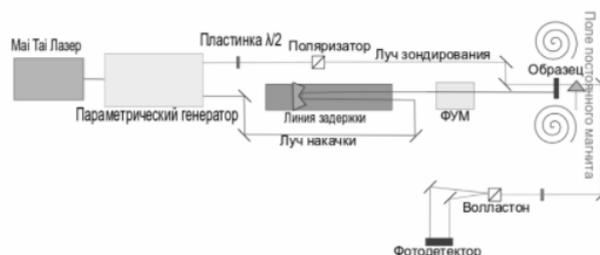


Рис. 1 Схема экспериментальной установки накачки-зондирования

В результате проведенной работы были получены Фурье-образы возбуждаемых спиновых волн в образце (Рис.2). Исходя из данных, представленных на Рис.2, при одном значении внешнего постоянного поля возбуждаются различные моды спиновых волн для длин волн 610-625 нм и 670-685 нм. Исходя из рассчитанного распределения

поля [5], для длин волн 610-625 нм возбуждается 4 мода стоячих спиновых волн, для длин волн 670-685 нм возбуждается 3 мода стоячих спиновых волн.

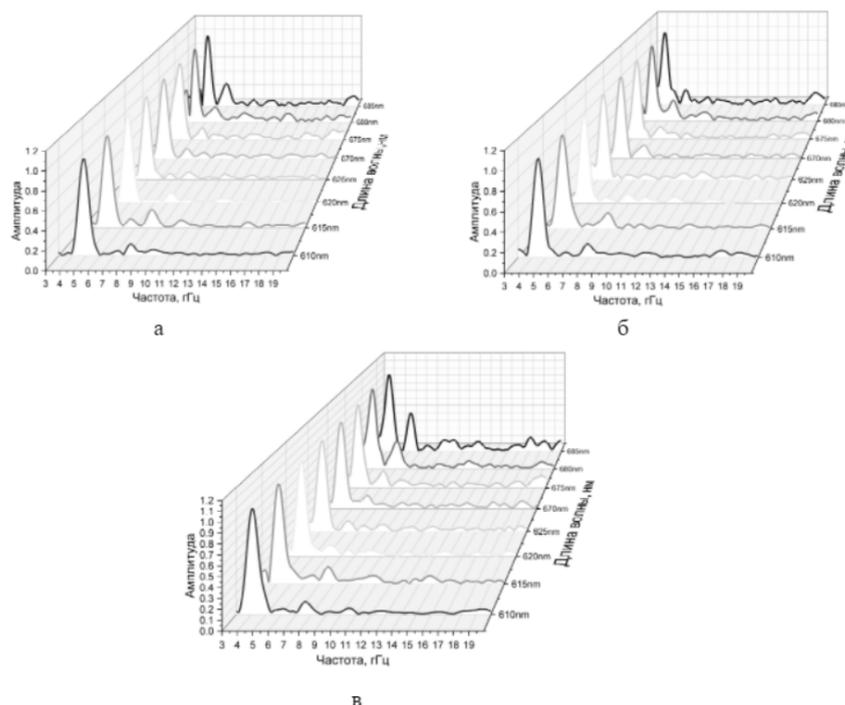


Рисунок 2. Полученные Фурье-образы возбужденных спиновых волн в образце при трех разных значениях внешнего постоянного поля.
а - 72.93 мТл, б - 85 мТл, в - 96.99 мТл.

В результате проведенной работы были получены Фурье-образы возбуждаемых спиновых волн в образце (Рис.2). Исходя из данных, представленных на Рис.2, при одном значении внешнего постоянного поля возбуждаются различные моды спиновых волн для длин волн 610-625 нм и 670-685 нм. Исходя из рассчитанного распределения поля [5], для длин волн 610-625 нм возбуждается 4 мода стоячих спиновых волн, для длин волн 670-685 нм возбуждается 3 мода стоячих спиновых волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ветошко П. М. и др. Регистрация магнитокардиограмм крыс с помощью сенсора магнитного поля на основе феррит-гранатовых пленок // Медицинская техника. – 2016. – №. 4. – С. 15а18.
2. Ignatyeva D. O. et al. Magneto-optical surface plasmon resonance sensor based on dielectric Bragg mirror with metal cover // 2015 9th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics (METAMATERIALS). – IEEE, 2015. – С. 127-129.
3. IV Savochkin, M J`ackl, VI Belotelov, IA Akimov, MA Kozhaev, DA Sylgacheva, AI Chernov, AN Shaposhnikov, AR Prokopov, VN Berzhansky, et al. Generation of spin waves by a train of fs-laser pulses: a novel approach for tuning magnon wavelength. Scientific reports, 7(1):1–10, 2017.
4. Stupakiewicz, A.; Szerenos, K.; Afanasiev, D.; Kirilyuk, A.; Kimel, A. V. Ultrafast nonthermal photo-magnetic recording in a transparent medium. Nature 2017, 542, 71–74.

5. Ozerov V. A. et al. One-dimensional optomagnonic microcavities for selective excitation of perpendicular standing spin waves //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2022. – Т. 543. – С. 168167.

Отклонение светового пучка динамической решеткой на основе таммовского плазмон-поляритона

Р.Г. Бикбаев^{1,2}, Д.Н. Максимов^{1,2}, Чень К.-П.³, И.В. Тимофеев^{1,2}

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

²Сибирский федеральный университет, Красноярск

³Национальный университет Чао-Тунг, Тайвань, Тайнань

bikbaev@iph.krasn.ru

Метаповерхность представляет собой специальным образом структурированные субволновые элементы, предназначенные для эффективного управления фазой и амплитудой отраженного света [1,2]. При этом актуальной является задача создания настраиваемой метаповерхности, обеспечивающей формирование сколь угодно сложного волнового фронта. Оказалось, что при конструировании метаповерхностей классические полупроводниковые материалы могут быть заменены прозрачными проводящими оксидами. Так в работах [3,4] была продемонстрирована возможность эффективного управления объемной концентрацией носителей заряда на границе проводящего оксида и металлической пленки. Было показано, что увеличение приложенного напряжения приводит к тому, что в очень тонком слое, вблизи металла, действительная часть диэлектрической проницаемости проводящего оксида становится близкой к нулю и даже отрицательной. В результате наблюдается значительное усиление поля в этой области и скачек фазы вблизи резонансной длины волны.

В этой работе нами продемонстрирована возможность эффективной перестройки волнового фронта в ближней инфракрасной области спектра посредством внедрения пленки прозрачного проводящего оксида в структуру, поддерживающую возбуждение таммовского плазмон-поляритона (ТПП) [5,6]. Схематическое изображение исследуемой структуры представлено на рисунке 1.

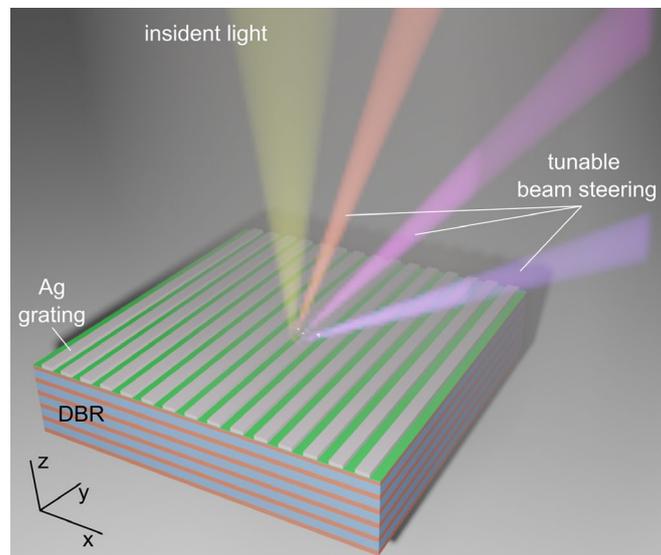


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой структуры. Элементарная ячейка фотонного кристалла (ФК) состоит из слоев SiO_2 и TiO_2 с толщинами $d_a = 165$ нм и $d_b = 135$ нм, соответственно. Двумерная решетка нанополос толщиной $h = 95$ нм и шириной $L = 470$ нм имеет бесконечную длину вдоль оси y . Период решетки $p = 500$ нм.

Решетка из серебрянных нанополос расположена на тонком слое сапфира толщиной 5 нм, нанесенной на 20 нм слоя оксида индия, допированного оловом (ИТО). Вся структура помещена на поверхность одномерного ФК. Методом конечных

разностей во временной области были рассчитаны спектры отражения исследуемой структуры и фазы отражения для падающих нормально ТМ-поляризованных волн. Установлено, что на длине волны 1550 нм проявляется узкий резонанс, соответствующий ТПП, локализованному на границе решетки и ФК. Увеличение приложенного к ИТО-слою напряжения приводит к смещению резонансной длины волны в коротковолновую область спектра и значительному изменению фазы отраженной волны (см. рис. 2а).

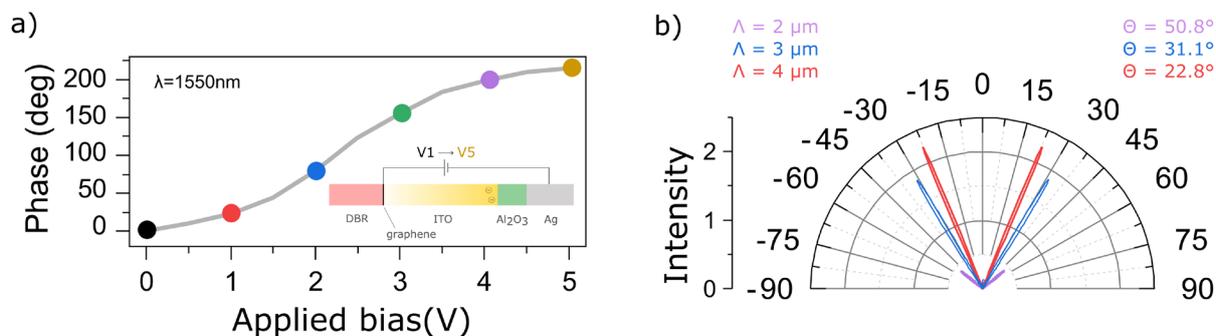


Рис. 2. (а) Зависимость фазы отраженной волны от приложенного к пленке ИТО напряжения. (б) Интенсивность дифракционных максимумов в дальнем поле в зависимости от периода решетки.

Таким образом появляется возможность создания управляемых дифракционных решеток, период которых определяется количеством нанополос с разным прикладываемым напряжением. Угловое разрешение такого устройства ограничивается шириной нанополосы. Так в случае, когда к двум нанополосам прикладывается напряжение 0 вольт, а к следующим двум - 3.5 вольт, период решетки равен 2 мкм. Изменение числа полос с 2 до 4 позволят увеличить период решетки до 4 мкм и, как следствие, осуществить перестройку угла первого порядка дифракции. Для численной демонстрации этого эффекта нами были рассчитаны интенсивности дифракционных максимумов в дальнем поле (рис. 2b). Расчет проводился для 80 нанополос. Видно, что изменение периода решетки приводит к значительному (около 30 градусов) изменению углов ± 1 -го порядка дифракции. Отметим, что интенсивность 0-го порядка равна 0. Это объясняется деструктивной интерференцией волн, распространяющихся по нормали к поверхности решетки вследствие того, что разность фаз отраженных волн от соседних нанополос равна π .

Таким образом, разработанное устройство позволяет управлять направлением светового пучка в широком диапазоне углов и обладает значительным потенциалом для разработки ультратонких устройств, таких как наноразмерные лидары и пространственные модуляторы света.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 22-42-08003

ЛИТЕРАТУРА

1. Q. He, et al. // Research, 2019, V.2019. P.16.
2. W. T. Chen, et al. // Nat.Rev.Mat. 2020, V.5. P.604.
3. Y. Lee et al // Adv. Opt.Mat. 2020. V.8. P.2001256.
4. Y.-W. Huang // Nano Lett. 2016. V.16. P.5319.
5. M. Kaliteevski et al. // Phys.Rev.B. 2007. V.76. P.165415.
6. R.B. Bikbaev et al // Opt.Exp. 2021. V.29. P.4672-4680.

Особенности прохождения и поглощения электромагнитных сигналов в резонансных структурах "диэлектрик/плазма" в присутствии внешнего статического магнитного поля

А.В. Богацкая^{1,2}, П.М. Никифорова^{1,3}, А.М. Попов^{1,2}

¹МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, 119991 Москва, Россия

²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

³Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ имени М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

nikiforova.pm16@physics.msu.ru

В данной работе исследуются особенности режимов резонансного туннелирования и поглощения электромагнитных сигналов в структуре «диэлектрик-проводящий слой» в присутствии внешнего статического магнитного поля. Актуальность исследования обусловлена использованием данных эффектов в различных важных прикладных задачах, в частности для преодоления радиоблокировки гиперзвуковых летательных аппаратов (ГЛА) и увеличения чувствительности детектирования приемников болометрического типа. Проблема радиоблокировки заключается в экранировании сигналов телекоммуникационных систем движущимся на высокой скорости летательным аппаратом. Так, при движении в плотных слоях атмосферы вследствие ударной ионизации молекул воздуха ГЛА покрывается слоем плазмы толщиной ~5-10 см с типичными значениями плазменной частоты 1-10 ГГц при скоростях летательного аппарата в 8-15 раз превышающих скорость звука. Наиболее распространенные телекоммуникационные системы оперируют диапазоном частот от 100 МГц до 10 ГГц, т.е. основная часть этого диапазона лежит ниже плазменной частоты, а значит, будет экранироваться плазменной оболочкой. Ранее авторами был предложен метод преодоления радиоблокировки, который состоит в покрытии области локализации антенной системы диэлектрическим слоем, выполняющим роль резонатора [1-2]. Было показано, что при совпадении частоты сигнала с собственной частотой резонатора возможен эффект резонансного туннелирования сигнала через слой критической плазмы. Преимуществом данного метода является высокая стабильность резонансов относительно быстро меняющегося в условиях полета плазменного слоя. Поскольку эффект резонансного туннелирования также сопровождается увеличением доли поглощаемой энергии сигнала в проводящем слое, авторами была предложена идея увеличения эффективности болометрических детекторов за счет размещения диэлектрической подложки с определенными параметрами за проводящим слоем детектора, выполняющим роль чувствительного элемента [3]. Впоследствии была предложена идея формирования гетероструктуры из последовательности диэлектрических и проводящих слоев в качестве чувствительного элемента детектора, которая позволила перейти от узких резонансов к более широким зонам поглощения сигнала [4-6].

Идея настоящего исследования заключается в попытке «усилить» вышеупомянутые резонансные эффекты за счет приложения внешнего статического магнитного поля вдоль резонансной структуры.

Мы будем рассматривать линейно поляризованные монохроматические электромагнитные волны, падающие нормально на структуру диэлектрик-проводящий слой с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_{\omega}(z)$. В качестве проводящего слоя в дальнейшем мы будем полагать слой слабоионизованной воздушной плазмы для задачи радиоблокировки, а также слой легированного полупроводника в случае задачи увеличения эффективности болометров. Пространственная структура электрического

поля $E(z)$ монохроматической волны с частотой ω описывается уравнением Гельмгольца:

$$\frac{d^2 E(z)}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_\omega(z) E(z) = 0. \quad (1)$$

В присутствии внешнего постоянного магнитного поля B_0 диэлектрическая проницаемость среды в общем виде будет иметь тензорный вид [7], однако в рассматриваемом случае поля, приложенного вдоль волнового вектора \vec{k} (вдоль оси z) падающей нормально на структуру электромагнитной волны, нам удобно представить линейно поляризованную волну как суперпозицию 2х циркулярных волн E^+ и E^- [8]. В таком случае диэлектрическая проницаемость для каждой из волн будет иметь следующий вид:

$$\varepsilon_\omega^\pm = \begin{cases} \varepsilon_d & \text{в диэлектрическом слое} \\ \varepsilon_p - \frac{\omega_p^2}{(\omega \pm \omega_c)^2 + \nu^2} \frac{\omega \pm \omega_c}{\omega} + i \frac{\omega_p^2}{(\omega \pm \omega_c)^2 + \nu^2} \frac{\nu}{\omega} & \text{в проводящем слое} \\ \varepsilon_{air} & \text{вне структуры} \end{cases} \quad (2)$$

Здесь ε_ω^\pm - диэлектрическая проницаемость для циркулярных волн с различным направлением вращения поляризации: $\vec{e}^\pm = \vec{e}_x \pm i\vec{e}_y$, \vec{e}_x и \vec{e}_y - единичные векторы, направленные вдоль осей x и y соответственно. ε_d - проницаемость диэлектрического слоя, ε_p - решеточная проводимость полупроводника (равна 1 в случае воздушной плазмы), $\omega_p^2 = 4\pi e^2 n_e / m$ - плазменная частота, n_e - концентрация электронов в плазме/концентрация носителей n -типа в полупроводнике, m - масса электрона/эффективная масса носителей n -типа, ν - транспортная частота столкновений, $\varepsilon_{air} \approx 1$ - диэлектрическая проницаемость воздуха, $\omega_c = \frac{eB_0}{mc}$ - циклотронная частота.

Для начала рассмотрим задачу радиоблокировки, где в роли проводящего слоя выступает воздушная плазма толщиной $b = 10$ см, концентрацией электронов $n_e = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ($\omega_p = 1.8 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$) и транспортной частотой $\nu \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$ [1]. В качестве резонатора - диэлектрический слой $\varepsilon_d = 150$ и толщиной $a = 1$ см. При совпадении частоты падающего излучения с частотой одной из собственных мод резонатора наблюдается эффективное «туннелирование» волны сквозь плазменный слой, что приводит к заполнению резонатора полем, обеспечивая успешное детектирование сигнала. Положение резонансных частот в данном случае с хорошей точностью определяется выражением:

$$\omega_n \approx \frac{\pi c}{a\sqrt{\varepsilon_d}} n, \quad (3)$$

где n - номер резонанса, $n = 1, 2, 3, \dots$. Для исследуемых параметров диэлектрика в резонаторе возможны два состояния с $\omega_n < \omega_p$.

На Рис.1 представлены факторы заполнения F резонатора полем электрической волны в отсутствие магнитного поля, а также при наличии постоянного магнитного поля, которые представляют собой отношения квадрата модуля напряженности поля волны, заполнившей резонатор, к падающей волне [1]. Из рисунка видно, что наличие магнитного поля качественно меняет характер заполнения диэлектрического резонатора полем волны. Для анализа свойств резонансного туннелирования через замагниченную плазму в условиях $\nu \ll \omega \ll \omega_p$ перепишем формулу (2) для случая воздушной плазмы в виде:

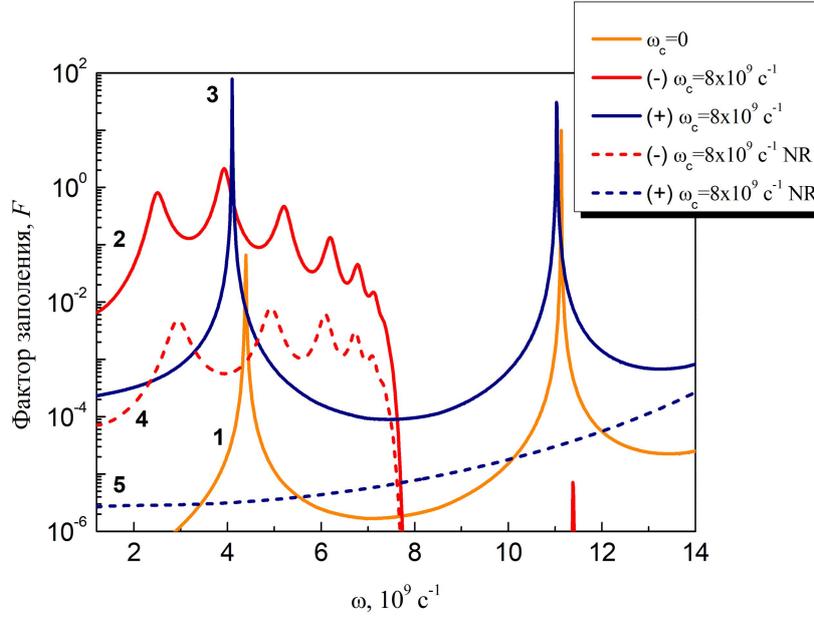


Рис. 1. Факторы заполнения диэлектрика линейно-поляризованным полем волны в отсутствие магнитного поля (1), а также для циркулярно поляризованных полей E^- (2) и E^+ (3) при наличии магнитного поля с индукцией $B_0 = 450$ Гс. Кривые (4,5) - случаи отсутствия диэлектрического резонатора (NR). Обозначения (-) и (+) соответствуют факторам заполнения, снятым для E^- и E^+ волн соответственно.

$$\varepsilon_{\omega}^{\pm} \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega \pm \omega_c)\omega} + i \frac{\omega_p^2}{(\omega \pm \omega_c)^2} \frac{\nu}{\omega}. \quad (4)$$

В отсутствие магнитного поля $Re(\varepsilon_{\omega}) < 0$, поэтому плазменный слой представляет собой отражающий барьер для частот $\omega < \omega_p$, кроме выделенного набор частот, для которых выполнено условие резонанса (3). В присутствии магнитного поля при $\omega < \omega_c$ происходит смена знака реальной части диэлектрической проницаемости для волны E^- . Таким образом, для данной области частот плазма перестает быть отражающей средой, и напротив, формирует резонатор, обеспечивающий эффективное проникновение сигнала к антенне (см. кривую (2) рис.1). В случае волны E^+ наличие магнитного поля «ослабляет» барьерные свойства плазмы, тем самым повышая фактор заполнения резонатора на собственных частотах (см. кривую (3) рис.1). Важно отметить, что именно комбинированный эффект от наличия резонатора и постоянного магнитного поля обеспечивает наилучший эффект туннелирования волны к антенне (см. пунктирные кривые (4,5) в отсутствие резонатора на рис. 1).

Для исследования задачи о болометрическом детектировании нас будет интересовать мнимая часть диэлектрической проницаемости $Im(\varepsilon_{\omega})$ проводящего слоя. Рассмотрим структуру диэлектрик-проводник из нелегированного и легированного GaAs соответственно. В расчетах были использованы следующие параметры: толщина нелегированного слоя $a = 45$ мкм и его диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_d = 10.89$, толщина легированного слоя $b = 1$ мкм, степень легирования $n_e = 2.1 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (т.е. $\omega_p \approx 10^{14} \text{ с}^{-1}$ для эффективной массы носителей -типа в GaAs $m = 0.067m_e$, где m_e – масса электрона), транспортная частота $\nu = 3 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$, циклотронная частота $\omega_c = 3 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$. Поглощение η для E^+ и E^- волн в проводящем слое при наличии магнитного поля определяется выражением:

$$\eta^{\pm}(\omega) = \frac{\omega_p^2 \nu}{(\omega \pm \omega_c)^2 + \nu^2} \frac{\int (E^{\pm}(z))^2 dz}{cE_0^2}. \quad (5)$$

Здесь интеграл берется по области проводящего слоя, E_0 – амплитуда падающей линейно-поляризованной волны.

На Рис. 2 показаны результаты расчета поглощения η сигналов ТГц диапазона частот в резонансной структуре GaAs как в отсутствие, так и при наличии магнитного поля. Поскольку в данном случае оказывается реализован режим $\nu \approx \omega \ll \omega_p$, эффект наличия магнитного поля будет сказываться иным образом. Так, из Рис. 2 видно, что магнитное поле позволяет получить широкую зону поглощения E^- волны для однослойной структуры при условии, что циклотронная частота ω_c совпадает с частотой резонанса на кривой поглощения. Это позволяет использовать однослойную структуру «диэлектрик+полупроводник» в том числе для детектирования широкополосного излучения в области $\omega \sim \omega_c$, без необходимости увеличения числа проводящих и диэлектрических слоев [4-6].

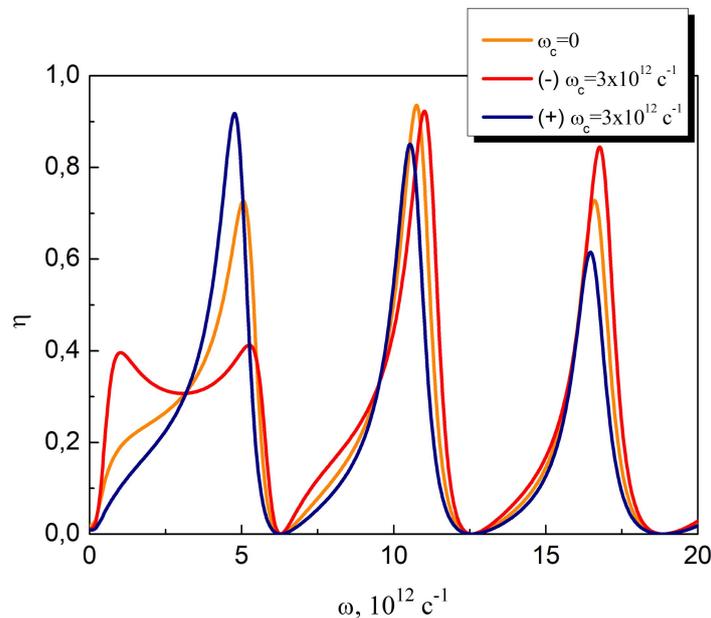


Рис. 2. Поглощение η в зависимости от частоты падающего излучения в отсутствие магнитного поля, а также для циркулярно поляризованных полей E^- и E^+ при наличии магнитного поля с индукцией $B_0 = 170$ кГс. Расчеты сделаны для следующих параметров: $a = 45$ мкм, $b = 1$ мкм, $\omega_p \approx 10^{14} \text{ c}^{-1}$, $\nu = 3 \times 10^{12} \text{ c}^{-1}$. Обозначения (-) и (+) соответствуют кривым поглощения, снятым для E^- и E^+ волн соответственно.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 22-22-00225).

ЛИТЕРАТУРА

1. A.V. Bogatskaya et al. // J. Phys. D Appl. Phys. 2018 V. 51. No 18. P. 185602.
2. A.V. Bogatskaya et al. // IEEE Trans. Antennas Prop. 2020. V. 68. No 6. P. 4831.
3. A.V. Bogatskaya et al. // Tech. Phys. Lett. 2018. V. 44. No 8. P. 667.
4. A.E. Shchegolev et al. // JETP Letters. 2020. V. 111. No 7. P. 371.
5. A.V. Bogatskaya et al. // Tech. Phys. Lett. 2021. V. 47. No 9. P. 893.
6. А.В. Богацкая и др. // Опт. и Спектр. 2022. Т. 130. С. 481.
7. В.Л. Гинзбург, А.В. Гуревич // УФН. 1960. Т. 70. Вып. 2. С. 202.
8. A.V. Bogatskaya et al. // Phys. Rev. E. 2020. V. 102. No 4. P. 043202.

Роль периодического строения хлоропластов высших растений в процессе сбора света

Е.Р. Буханов^{1,2}, М.Н. Волочаев¹, С.А. Пятина²
¹Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН
²Красноярский научный центр ФИЦ СО РАН
k26Tony@ya.ru

В растительной системе на разных масштабах существуют свои различные анизотропные образования [1]. Так, например, на молекулярном уровне слои могут состоять из воды, целлюлозы, воздуха, белков, липидов. В совокупности эти слои могут образовывать более широкие периодические структуры соизмеримые с длиной волны света. Такие многослойные системы принято называть биофотоннокристаллическими [2]. Это название они получили по аналогии с фотонными кристаллами, искусственно созданными сверхрешетками с масштабом периодически диэлектрической проницаемости порядка длины световой волны. Благодаря возможности управления в таких структурах скоростью оптического излучения [3] и локализацией электромагнитных волн [4].

Клетки хлоропластов являются одними из самых интересных не только для ученых, исследующих фотосинтез и оптические характеристики растений, но и морфологию. Хлоропласт по своей сути имеет уникальное и крайне сложное строение. Он одновременно сочетает в себе несколько разнообразных периодических структур на разных масштабных уровнях и разные виды, например слоистые или хиральные. Более того, его структура способна перестраиваться в зависимости от внешнего окружения листа. К тому же именно в хлоропласте происходит фотосинтез и концентрируется вся поглощенная энергия.

В хлоропласте содержится большое количество оптически активных молекул, каждая из которых имеет свои особенные линии поглощения. Поэтому для нас представляло интерес не просто изучить и смоделировать периодическую структуру хлоропласта с её возможными изменениями, но и оценить оптический вклад находящихся в ней пигментных комплексов.

На этапе колошения были собраны флаговые листья здоровой полевой среднестатистической пшеницы Красноярская 12. Образцы прошли пробоподготовку согласно порядку, описанному в работе [5]. Снимки ультраструктуры хлоропластов были получены с помощью просвечивающего электронного микроскопа.

Периодическое строение хлоропластов образуется за счет стопок плотно упорядоченных дискоидальных мембран тилакоидов разделяющих стромальное пространство внутри хлоропласта и имеющих отличный показатель преломления. Одна стопка тилакоидов образует грану. Так внутри хлоропласта можно рассматривать несколько периодических структур на разных масштабах, одна образуется из чередующихся гран со средним размером 150 нм и диаметром 300 нм, другая образуется из мембран тилакоидов в гране, средний размер мембраны около 5нм и 10 нм внутренний просвет между мембранами (люмен).

Результаты электронной микроскопии позволили нам получить собственные данные для аппроксимации размеров периодов слоистой структуры на основе архитектуры хлоропластов.

На основе параметров полученных с фотографий электронной микроскопии, с помощью метода трансфер матриц были рассчитаны спектр пропускания, распределение амплитуды электромагнитного поля и график плотности фотонных состояний.

Также в работе были проведены расчеты с аппроксимацией линий поглощения хлорофиллов в расчетах как оптически активные молекулы.

Дисперсия учитывалась изменением действительной части показателя преломления в области линий поглощения хлорофиллов а и б в пределах допустимых значений рассчитанных в работе [6] и согласно распределению эффективного показателя преломления оптически активных молекул (хлорофилл а и б).

Результаты расчетов спектра пропускания чистой структуры показали запрещенную зону в области видимого диапазона на длине волны 505 - 590 нм и график плотности фотонных состояний с максимумами, приходящимися на края стоп-зоны. Таким образом, в модели без учета дисперсии зона селективного отражения приходится на зеленый цвет. Тогда как в результатах расчета с учетом дисперсии зона селективного отражения в зеленой области сохранилась, а помимо нее появилась дополнительная стоп-зона в красной области, края которой приходятся на точки эффективного фотосинтеза (рис. 1а, б). На краях стоп-зон находятся пики плотности фотонных состояний, постулирующие о повышении вероятности протекания квантовых процессов на данных длинах волн. Данная спектральная картина является очень устойчивой при изменении периода структуры в пределах до 10%, при дальнейшем увеличении стоп-зона в зеленой области исчезает, а на красной остается, и даже наблюдается рост плотности фотонных состояний на пиковых значениях.

Размеры грани за счет движения тилакоидов могут изменяться на величину до 30% в зависимости от внешних условий [7]. Таким образом, происходит трансформация структуры хлоропластов для подстройки под окружающие условия. Смоделировав увеличение ширины грани в нашей модели более чем на 10 % мы получили случай, представленный на рисунке 1 в, г.

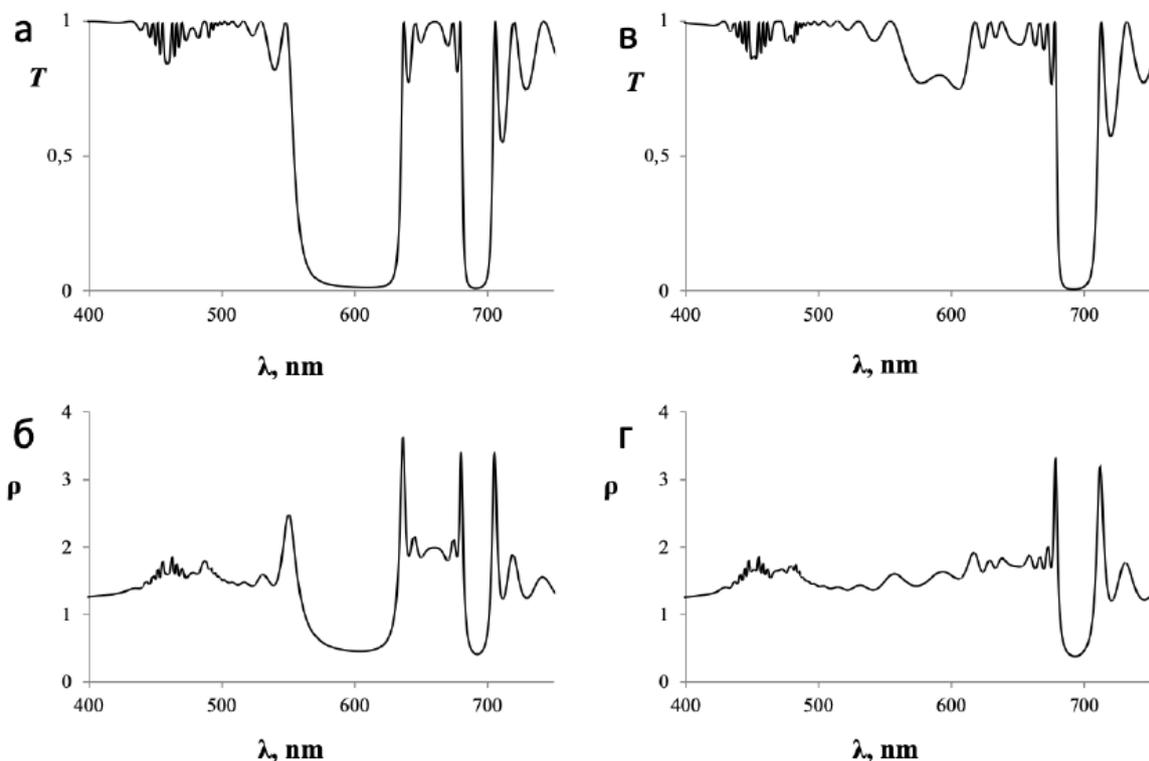


Рис. 1. а) Спектр пропускания периодической структуры с учетом дисперсии. б) График плотности фотонных состояний периодической структуры с учетом дисперсии в) Спектр пропускания структуры с увеличенным периодом на 10% с учетом дисперсии. г) График плотности фотонных состояний структуры с увеличенным периодом на 10% с учетом дисперсии.

В первом случае (Рис. 1 а, б) наблюдается селективное отражение в зеленой части спектра, и, как следствие, максимумы плотности фотонных состояний приходятся на красный край зеленой зоны. Во втором случае (Рис. 1 в,г), пики плотности фотонных состояний в красной области сохраняются тогда как зеленая часть пропадает. Таким образом вся эффективность энергетической «накачки» приходится на эффективную часть фотосинтеза. Более эффективно (до порядка) это может происходить при наличии так называемых «дефектных мод», возникающих при изменении размеров отдельных слоев. Также учет дисперсии линий поглощения хлорофиллов наглядно показывает влияние пигментных характеристик на периодическую структуру тилакоидов на примере стоксового сдвига зоны селективного отражения.

В работе показана возможность биофотонных кристаллов эффективно концентрировать энергию излучения пространственно и частотно. В соответствии с золотым правилом Ферми, это увеличивает вероятность фотохимических реакций.

Выявлены механизмы изменения плотности фотонных состояний и локального электрического поля за счет дисперсии.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Jacquemoud, S. Ustin // Cambridge University Press: Cambridge, UK, 2019. 556 p.
2. E. Rabinowitch // Interscience Publishers: New York, NY, USA, 1945. 482 p.
3. R. E. Blankenship // Wiley-Blackwell: New York, NY, US, 2014; 312p.
4. M. Jacobs et al. // Nature plants. 2016. V. 24. No. 16162. P. 1-6.
5. Г. Гайер // Мир: Москва, Россия, 1974. 488 с.
6. M.-Y. Lin et al. // Materials. 2021. V. 14. P. 2788.
7. W. S. Chowet al. // Photochem. Photobiol. Sci. 2005. V. 4. P. 1081–1090.

Магнитооптические эффекты в квазикристаллах с Таммовскими поверхностными модами

П.В. Головки¹, Д.О. Игнатъева^{1,2,3}, А.Н. Калиш^{1,2}, В.И. Белотелов^{1,2,3}

¹Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

²Российский квантовый центр, Москва, Россия

³Крымский федеральный университет им. В. И. Вернадского, Симферополь, Россия

golovko.pv18@physics.msu.ru

Квазикристаллы – особый класс детерминированных аperiодических материалов, характеризующихся дальним порядком в расположении атомов и симметрией, запрещенной классической кристаллографией кристаллов, понятие впервые было введено в [1]. Математическая модель – аperiодичные мозаики. Более точное определение квазикристаллов с размерностью nd ($n = 1, 2$ или 3) состоит в том, что в дополнение к их возможному образованию в процессе замещения, они также могут быть сформированы из частичной проекции соответствующей периодической структуры в пространстве более высокой размерности md , где $m > n$. Отклик в фотонных квазикристаллах модулирован на расстояниях порядка длины волны света, он допускает дифракцию света Брэгга. Требования на периодичность отсутствуют, что приводит к большему, по сравнению с периодическими, числу типов квазикристаллических структур [2]. Физика фотонных квазикристаллов и аperiодических детерминированных структур является более разнообразной, чем фотоника периодических систем. Активное изучение фотонных квазикристаллов началось в 1996 году с экспериментального исследования в работе [3].

Последовательность Фибоначчи – последовательность, в которой первые два элемента равняются нулю и единице, а каждое последующее число соответствует сумме двух предыдущих чисел. Воспользуемся бинарной формой последовательности. Пусть S_0 соответствует «0», а S_1 – «1». Применим рекуррентное соотношение:

$$S_n = S_{n-1} + S_{n-2} \quad (1)$$

Тогда: $S_0 = 0, S_1 = 1, S_2 = 10, \dots, S_5 = 10110101$ и т.д. Для удобства заменим «0» на «А», «1» на «В» – слои с коэффициентами преломления n_1 и n_2 и получим фрактальную структуру, которая основана на последовательности Фибоначчи. Она представляет интерес для исследования из-за свойства симметричности относительно перестановки 1 и 0 [4].

Для S_6 получена последовательность ВААВААВАВААВА. В качестве слоя А будем использовать диоксид кремния, в качестве слоя В – оксид тантала. Слои были выбраны как четвертьволновые слои, для которых квазипериодичность должна быть наиболее эффективной, а длина центральной волны была выбрана равной 700 нм, то есть $\lambda_A = 120.7$ нм, а $\lambda_B = 87.5$ нм. В качестве последнего слоя добавим слой феррита-граната ($n = 2.5 + 0.05i$). Свойства полученного магнитофотонного квазикристалла проанализируем одновременно со следующей обычной фотонно-кристаллической структурой: слой «В», затем два слоя «А», таким образом получим «двойной» фотонный кристалл, имеющий 5 пар слоев той же толщины, и также завершающийся слоем феррита-граната. Сверху располагается стеклянная призма для возбуждения поверхностной моды.

При построении спектров отражения для рассматриваемых фотонно-кристаллических структур оказывается, что при толщине феррита-граната 70 нм резонанс наблюдается в центре запрещенной зоны при нормальном падении, тогда как

для толщины феррита-граната 235 нм максимальный резонанс можно увидеть вблизи угла полного внутреннего отражения. Таким образом, было определено, что Таммовские моды, которые проявляются как узкие резонансы, наблюдаются при толщине феррита-граната 235 нм.

При нормальном падении была построена зависимость Фарадеевского вращения от длины волны для обоих кристаллов, резонансы эффекта Фарадея оказались видны в обоих структурах, но за счет квазикристалличности произошло видоизменение зонной структуры, а также значительное усиление магнитооптического отклика и магнитооптической добротности (в 13.6 раз).

При наклонном падении были построены зависимости отражения и Фарадеевского вращения от длины волны для рассматриваемых структур. За счет использования квазикристалла удалось увеличить значение Фарадеевского вращения в 1.54 раза (рис. 1).

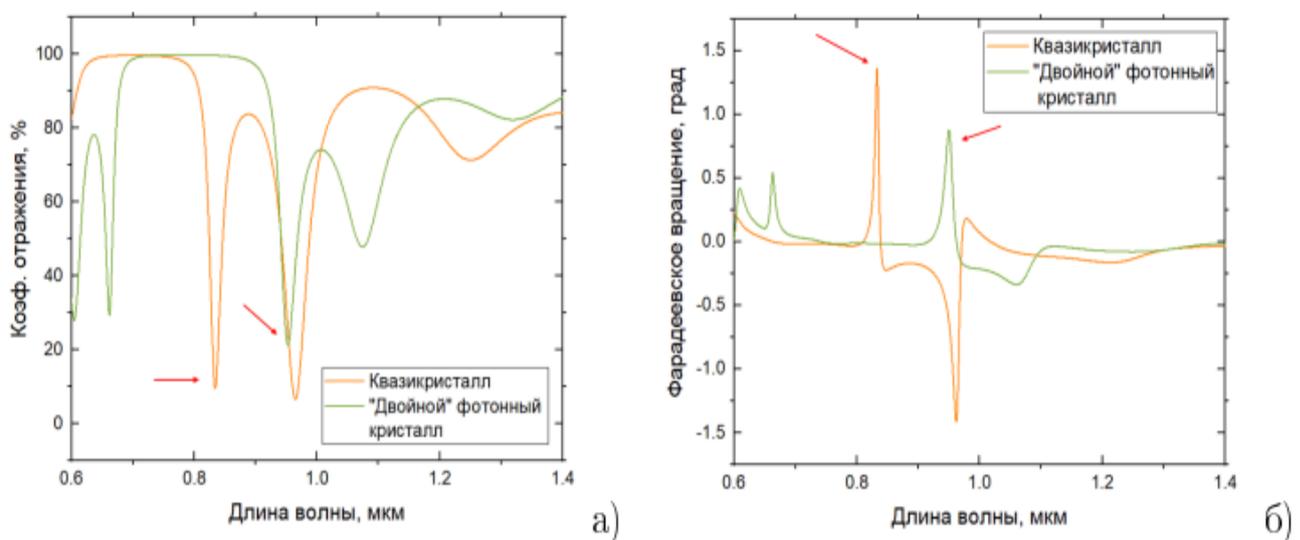


Рис. 1. Зависимость длины волны от коэффициента отражения (а), Фарадеевского вращения (б) при $\theta = 45^\circ$ для квазикристалла и «двойного» фотонного кристалла при толщине феррита-граната 235 нм. Стрелки указывают на положение Таммовских мод.

С помощью варьирования параметров квазикристалла было отмечено, что рассматриваемая фотонно-кристаллическая структура является реалистичной и подходит для проведения экспериментов с ней.

ЛИТЕРАТУРА

1. Levine D., Steinhardt P. J. // Phys. Rev. Lett.- 1984. - Vol. 53, no. 26. - Pp. 2477-2480
2. Vardeny Z. V., Nahata A., Agrawal // Nature photonics. – 2013. – Т. 7. – №. 3. – С. 177-187.
3. Janot C., Paufler P. – 1996. – Т. 31. – №. 6. – С. 738-738.
4. Pan Xu, HuiPing Tian, YueFeng Ji, //2010. J. Opt. Soc. Am. B. 641-644

Магнитные метаповерхности: новые магнитооптические эффекты

Д.О. Игнатьева^{1,2,3}

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

²Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского

³Российский квантовый центр

ignatyeva@physics.msu.ru

С начала 2000х годов активно развивается идея создания метаматериалов 0 искусственных структурированных сред, состоящих из элементов с характерными размерами менее длины волны, и обладающих уникальными свойствами, не присущими природным материалам. С практической точки зрения, создание метаматериалов макроскопического размера для излучения видимого диапазона, малореально. Поэтому в последние годы стала активно развиваться концепция метаповерхностей. Метаповерхности - наноструктуры субволновой толщины, обладающие особыми оптическими свойствами, существенно отличными от свойств гладких пленок из тех же материалов. «Мета-атомы» - наноэлементы, из которых состоят метаповерхности, могут быть изготовлены методами электронной литографии из самых разных материалов, от диэлектриков до металлов. Оптические свойства всей метаповерхности могут определяться как свойствами индивидуальных «мета-атомов», так и их расположением в решетке.

Исследования последних лет показали, что оптические метаповерхности с магнитными материалами представляют огромный интерес. Такие метаповерхности позволяют "конструировать" магнитооптическое взаимодействие и реализовывать новые магнитооптические эффекты, которые в тех же гладких магнитных материалах практически отсутствуют. Так, например, было продемонстрировано гигантское усиление меридионального эффекта Керра при углах падения, близких к нормали [1,2], гигантское усиление экваториального эффекта Керра в прозрачных структурах [3], гиромангнитные свойства в видимом диапазоне и экваториальный эффект Керра в s-поляризации света [2,4], и ряд других интересных свойств [5,6].

Магнитооптические метаповерхности интересны для практических приложений. Так, гигантское усиление экваториальных и меридиональных магнитооптических эффектов важно для магнитометрии для измерения плоскостных компонент поля, а также в схеме накачка-зондирование для проведения измерений с намагниченностью вблизи нормали к пленке. Высокочастотные магнитооптические резонансы в метаповерхностях перспективны для применения в сенсорных технологиях. Ряд приложений связан с возможностью перестраиваемым образом возбуждаться спиновые волны и резонансы в магнитных пленках.

Работа выполнена при поддержке РФФ, грант номер 21-72-10020.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Bsawmaii, et al. // Opt. Mater. Express 12, 513 (2022).
2. S. Xia, et al. // ArXiv <https://arxiv.org/abs/2108.00615> (2021).
3. A.A. Voronov, et al. // Opt. Express 28, 17988 (2020).
4. D.O. Ignatyeva, et al. // Nat. Commun. 11, 1 (2020).
5. P.E. Zimnyakova, et al. // Nanophotonics 11, 119 (2022).
6. S. Xia, et al. // ACS Photonics, [acsphotonics.1c01692](https://doi.org/10.1021/acphotonics.1c01692) (2022).

Оптический дифференциатор второго порядка на основе композитной структуры металл-диэлектрик-металл

А.И. Кашапов^{1,2}, Е.А. Безус^{1,2}, Д.А. Быков^{1,2}, Л.Л. Досколович^{1,2}

¹Институт систем обработки изображений РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, 443001 Самара, Россия,

²Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва, 443086 Самара, Россия

ar.kashapov@outlook.com

Компактные структуры фотоники для дифференцирования оптических сигналов являются перспективными для новых электронно-оптических устройств сверхбыстрой обработки информации [1, 2]. Необходимым условием для оптического вычисления производной первого (второго) порядка является наличие нуля первого (второго) порядка в спектре отражения или пропускания дифракционной структуры [3]. Нули в спектре отражения (пропускания), как правило, обусловлены резонансными эффектами возбуждения собственных мод структуры. В нашей недавней работе в качестве оптического дифференциатора первого порядка была предложена простая и компактная структура металл-диэлектрик-металл (МДМ), состоящая из двух слоев металла с диэлектрическим слоем между ними [4]. В настоящей работе показано, что, определенным образом объединив две МДМ структуры, можно получить нуль второго порядка в спектре отражения, что позволяет оптически реализовать операцию вычисления производной второго порядка.

Для дальнейшего анализа будет удобно получить коэффициенты отражения с использованием формализма матрицы рассеяния. В общем случае матрица рассеяния \mathbf{S} многослойной металлодиэлектрической структуры связывает комплексные амплитуды i_u и i_d волн, падающих на структуру снизу и сверху, с комплексными амплитудами отраженной и прошедшей волн R и T :

$$\begin{bmatrix} T \\ R \end{bmatrix} = \mathbf{S} \begin{bmatrix} i_u \\ i_d \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} t & r_D \\ r_U & t \end{pmatrix} \begin{bmatrix} i_u \\ i_d \end{bmatrix}. \quad (1)$$

где r_U , r_D — комплексные коэффициенты отражения структуры для плоских волн, падающих сверху и снизу под углом θ_0 с частотой ω_0 , волновым числом $k_0 = \omega_0 / c$ (c — скорость света) и тангенциальной компонентой волнового вектора $k_{x,0} = k_0 n_{\text{sup}} \sin \theta_0$, t — комплексный коэффициент пропускания.

Из работ [3,4] следует, что за счет выбора толщин слоев структуры всегда возможно получение нуля в спектре отражения МДМ структуры при фиксированных материалах структуры, угле падения θ_0 и частоте ω_0 . Представим матрицу рассеяния МДМ структуры, обладающей нулевым отражением при $\omega = \omega_0$ в виде:

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} t_0 + t_1(\omega - \omega_0) + O[(\omega - \omega_0)^2] & r_{D,0} + r_{D,1}(\omega - \omega_0) + O[(\omega - \omega_0)^2] \\ r_{U,1}(\omega - \omega_0) + r_{U,2}(\omega - \omega_0)^2 + O[(\omega - \omega_0)^3] & t_0 + t_1(\omega - \omega_0) + O[(\omega - \omega_0)^2] \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Матрица рассеяния двойной структуры может быть выражена через т.н. произведение Редхеффера матриц рассеяния одиночных структур следующим образом:

$$\mathbf{S}_{double} = \begin{pmatrix} t_{double} & r_{double,D} \\ r_{double,U} & t_{double} \end{pmatrix} = \mathbf{S}_1 \otimes \mathbf{L} \otimes \mathbf{S}_2, \quad (3)$$

где \mathbf{S}_1 и \mathbf{S}_2 — матрицы рассеяния одиночных верхней и нижней МДМ структур соответственно, $\mathbf{L} = \exp(ik_{z,0}h)\mathbf{I}$ соответствует матрице рассеяния диэлектрического слоя, разделяющего структуры, толщиной h , $k_{z,0} = \sqrt{k_0^2 n_d^2 - k_{x,0}^2}$ — z -компонента волнового вектора плоской волны в диэлектрическом слое.

Таким образом, объединяя (2) и (3), можно получить:

$$r_{double,U} = (r_{1U,1} + \exp(2ik_{z,0}h)t_{1,0}^2 r_{2U,1})(\omega - \omega_0) + O[(\omega - \omega_0)^2]. \quad (4)$$

То есть при выполнении условия

$$\exp(2ik_{z,0}h)r_{2U,1} = \frac{r_{1U,1}}{t_{1,0}^2} \quad (5)$$

структура из двух МДМ структур с нулями отражения первого порядка будет иметь нуль второго порядка и, как показано ниже, может быть использована в качестве оптического дифференциатора второго порядка.

Рассмотрим в качестве примера двойную МДМ структуру, имеющую нуль отражения второго порядка по частоте при $\omega = \omega_0 = 630$ нм и угле падения $\theta_0 = 30^\circ$. В качестве материалов металлических слоев использовалось золото (Au), в качестве диэлектрических — диоксид кремния (SiO_2), над структурой воздух ($n_{sup} = 1$), под структурой — кварц. Толщины такой структуры, рассчитанной из условия получения нуля второго порядка (5), описываются следующим массивом: $d = [20.3, 158.5, 33.7, 54.3, 35.3, 171, 80]$ нм.

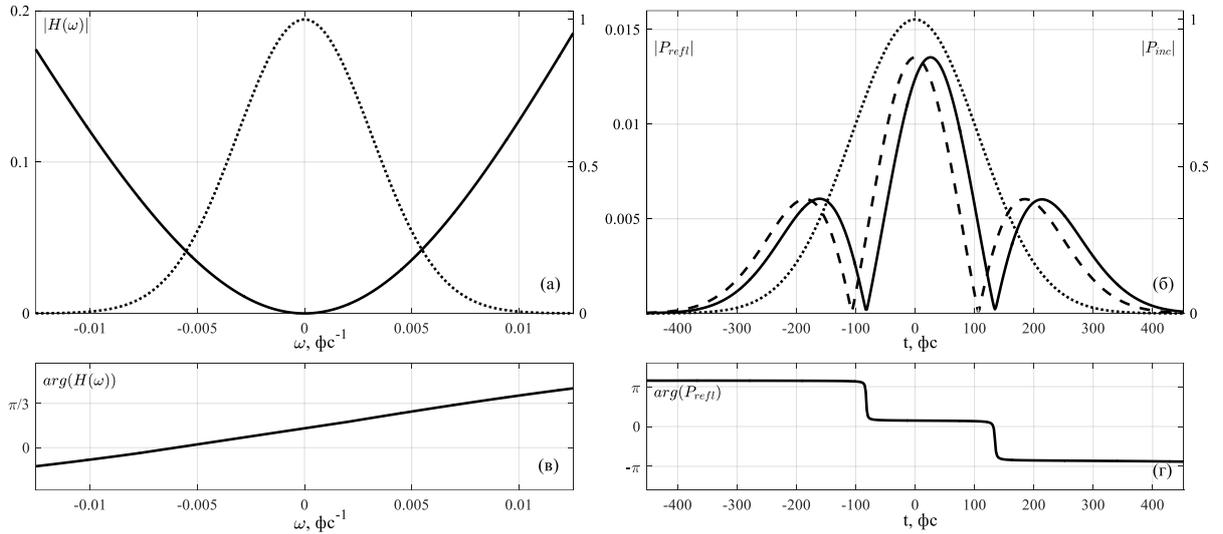


Рис. 1. (а) Модуль передаточной функции двойной структуры (сплошная линия, шкала слева) и нормированный спектр падающего гауссова импульса под углом $\theta_0 = 30^\circ$ (пунктирная линия, шкала справа); (б) огибающая отраженного импульса (сплошная линия, шкала слева), огибающая падающего импульса (пунктирная линия, шкала справа) и аналитически рассчитанная вторая производная гауссовой функции (прерывистая линия, шкала слева); (в) фаза передаточной функции; (г) фаза отраженного импульса.

Преобразование оптического импульса исследуемой структурой может быть описано в рамках теории линейных систем [5–8]. Передаточная функция (ПФ) дифракционной структуры пропорциональна коэффициенту отражения (пропускания) структуры, рассматриваемому как функция угловой частоты ($H(\omega)$). Из рис. 1а следует ожидать хорошего качества дифференцирования, поскольку ПФ двойной МДМ структуры (рис. 1а) хорошо аппроксимирует ПФ идеального дифференциатора, обеспечивающего вычисление второй производной.

Рассмотрим выполнение операции временного дифференцирования оптического импульса с Гауссовым профилем огибающей $P_{inc}(t) = \exp(-t^2 / \sigma_t^2)$ ($\sigma_t = 150$ фс), падающего на рассчитанную МДМ-структуру под углом $\theta_0 = 30^\circ$ (рис. 1). На рисунках 1(а) и 1(в) показаны модуль и фаза передаточной функции двойной МДМ структуры. Хорошее качество дифференцирования подтверждается рис. 1(б). Следует отметить, что среднеквадратическое отклонение (нормированное на максимум амплитуды отраженного импульса) огибающей отраженного импульса от аналитически рассчитанной производной составляет всего 1.04 % (при вычислении ошибки сдвиг не учитывался). Сдвиг отраженного импульса может интерпретироваться как время выполнения операции дифференцирования, что также связано с «наклоном» близкой к линейной фазе ПФ (рис. 1в).

В заключение, в настоящей работе показано, что слоистая структура металл-диэлектрик-металл, состоящая из семи чередующихся слоев (двух трехслойных МДМ-структур, разделенных слоем диэлектрика), позволяет получить нуль второго порядка в спектре отражения структуры, что делает ее перспективной для применения в качестве оптического дифференциатора второго порядка. Приведенный пример демонстрирует высокое качество дифференцирования для случая вычисления второй производной по времени, огибающей оптического импульса, падающего на структуру. По мнению авторов, полученные результаты перспективны для новых систем оптической обработки информации и оптических вычислений.

Работа была выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-19-00514).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Silva et al. // Science 2014. V. 343. No 6167. P. 160.
2. Y. Zhou et al. // Nat. Photonics 2020. V. 14. P. 316.
3. A. I. Kashapov et al. // J. Opt. 2021. V. 23. No. 2. P. 501.
4. A. I. Kashapov et al. // Comp. Opt. 2021. V. 45. No. 3. P. 356.
5. D. A. Bykov, L. L. Doskolovich, V. A. Soifer // Opt. Lett. 2011. V. 36. No. 17. P. 3509.
6. D. A. Bykov, L. L. Doskolovich, V. A. Soifer // J. Opt. Soc. Am. A 2012. V. 29. No. 8. P. 1734.
7. L. L. Doskolovich et al. // Opt. Lett. 2014. V. 39. No. 5. P. 1278.
8. D. A. Bykov et al. // Opt. Express 2014. V. 22. No. 21. P. 25084.

Фотоннокристаллический микрорезонатор с управляемой добротностью

А.И. Краснов^{1,2}, П.С. Панкин^{1,2}, Д.С. Бузин^{1,2}, Г.А. Романенко^{1,3}, В.С. Сутормин^{1,2},
С.В. Наболь^{1,2}, И.А. Тамбасов¹, Ф.В. Зеленев^{4,3}, А.Н. Масюгин^{4,3}, М.Н. Волочаев^{1,3}, С.Я. Ветров^{2,1},
И.В. Тимофеев^{1,3}

¹Институт физики им Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск 660036, Россия

²Сибирский Федеральный университет, Красноярск 660041, Россия

³Сибирский университет науки и технологий, Красноярск 660037, Россия

⁴АО "НПП" Радиозавод", Красноярск 660041, Россия

Krasnov04850@mail.ru

Связанные состояния в континууме (ССК) – это безызлучательные собственные состояния открытой системы. ССК обычно разделяют на 3 типа. Первый тип ССК, впервые предложенный Вигнером и фон Нейманом, возникает при рассеянии электрона на осциллирующем потенциале. В результате деструктивной интерференции рассеянных волн, волновая функция частицы локализуется в потенциальной яме несмотря на то, что её энергия больше потенциальной ямы. Второй тип ССК возникает при изменении параметров системы. Он включает в себя ССК Фабри – Перо, ССК Фридриха – Винтгена и однорезонансные ССК. Последний тип - ССК, защищенные симметрией, возникают из-за различия в симметрии локализованных и распространяющихся волн. ССК нашли применение в лазерах для усиления нелинейных оптических эффектов и для генерации оптических пучков со специальными свойствами, таких как вихревые пучки [1].

Модель оптического микрорезонатора показана на рисунке 1. Микрорезонатор состоит из двух стеклянных подложек, с напыленными на них диэлектрическими слоями нитрида кремния и диоксида кремния. Слои чередуются с периодом, соизмеримым с длиной волны видимого света, образуя одномерный фотонный кристалл (ФК). В ФК содержится анизотропный дефектный слой представляющий собой жидкий кристалл (ЖК) 5ЦБ. Микрорезонатор также содержит слои ИТО и ПВА. Слои ИТО нужны для приложения поля к ЖК-слою, а слои ПВА для обеспечения планарной ориентации молекул ЖК.

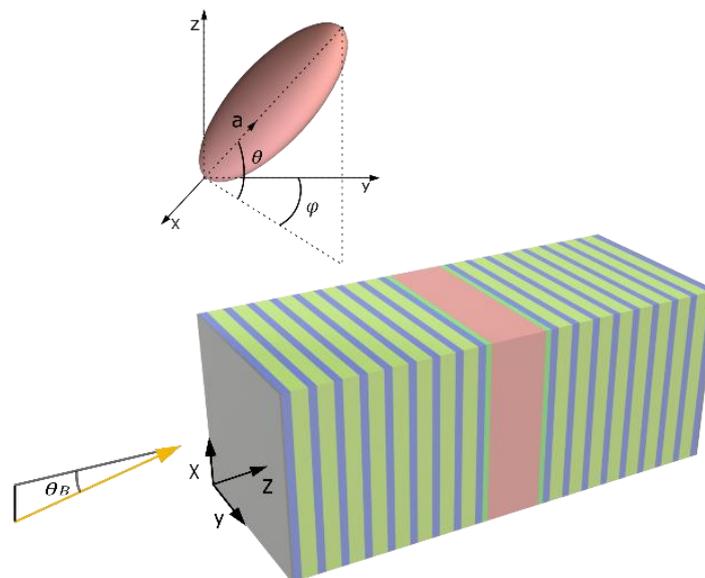


Рис. 1. Модель оптического микрорезонатора. Желтая стрелка изображает свет, падающий под углом Брюстера. Розовым цветом изображен анизотропный дефектный слой фотонного кристалла (ФК). На вставке – ориентация оптической оси в дефектном слое

На рисунке 2 представлен спектр отражения микрорезонатора, рассчитанный методом Берремана, в зависимости от угла поворота φ оптической оси ЖК относительно плоскости падения. При падении света под углом Брюстера, ТЕ-волна отражается, так как находится в запрещенной зоне ФК, а ТМ-волна проходит через ФК без отражения. При повороте оптической оси ЖК, ТМ-волны переходят в ТЕ-волны, которые локализируются в микрорезонаторе. В спектре видно множество резонансных линий, соответствующих микрорезонаторным модам. Из рисунка видно, что при углах φ равных 0 и $\pi/2$ наблюдается коллапс резонансных линий, свидетельствующий о реализации ССК, защищенных симметрией. Они реализуются вследствие того, что при данных значениях φ локализованные ТЕ-моды не связаны с распространяющимися ТМ-волнами. Видно, что при изменении угла φ ширина резонансных линий изменяется, что обеспечивает возможность управления добротностью микрорезонаторных мод.

При некоторых промежуточных углах φ также наблюдается коллапс резонансных линий, свидетельствующий о реализации ССК типа Фридриха – Винтгена. Данные ССК образуются при деструктивной интерференции обыкновенных и необыкновенных волн, при их выходе из ЖК-слоя [2].

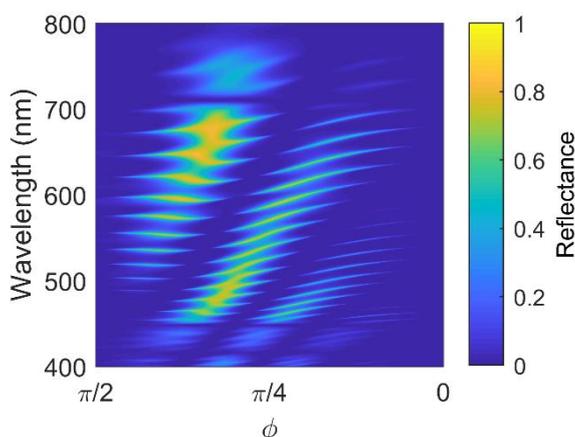


Рис. 2. Спектр отражения микрорезонатора в зависимости от угла поворота оптической оси ЖК слоя

Жидкий кристалл чрезвычайно чувствителен к внешним воздействиям. Прилагая к нему внешнее электрическое поле, или нагревая его, можно управлять его эффективным показателем преломления. Это приводит к изменению величины связи между ТМ- и ТЕ-волнами, и как следствие, к изменению добротности резонатора.

Исследованы спектральные свойства микрорезонатора, состоящего из двух ФК-зеркал, с анизотропным ЖК-слоем между ними. Показана возможность управления спектральными свойствами посредством внешнего воздействия на ЖК-слой. Полученные результаты могут быть полезны для создания оптических микрорезонаторов с управляемой добротностью.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект № 22-22-00687)

ЛИТЕРАТУРА

1. S. I. Azzam, et al. //Advanced Optical Materials. 2021. Т. 9. №. 1. P. 2001469.
2. P. S. Pankin et al. // Communications Physics. 2020. V. 3. No 1. P. 1-8.

Поверхностный плазмонный резонанс в многослойных структурах Co/Pd

М.П. Мандрик¹, Д.М. Кричевский^{2,3}, Н. Munekata⁴, В.И. Белотелов^{2,3}

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

²Московский физико-технический института

³Российский Квантовый Центр

⁴Tokyo Institute of Technology

mandrik.mp15@physics.msu.ru

Планарные структуры на основе тонких магнитных пленок [1] обладают большим технологическим потенциалом для создания магнитных устройств для обработки и хранения информации и применения в качестве высокочувствительных магнитных датчиков и сенсоров. Исследование пленок и многослойных структур с перпендикулярной магнитной анизотропией (PMA) [2] является многообещающим. Тонкие мультиструктуры на основе Co/Pd, Co/Pt и Co/Ni [3], обладают большими значениями намагниченности насыщения и одноосной анизотропии и применяются для сверхбыстрой магнитной динамики [4]. Сверхбыстрое переключение прецессии намагниченности [5] перспективно для spin-RAM и бит-паттернированных среды [6].

Цель данного исследования состоит в том, чтобы на поверхность мультислоев Co/Pd нанести одномерную золотую плазмонную решетку для усиления магнитооптических эффектов и магнитной динамики образца. Проведено моделирование структуры с решеткой методом RCWA подтверждающее положение плазмонного резонанса при перпендикулярном падении света на 600 нм при периоде решетки 460 нм и усиление электромагнитного поля внутри образца в 10 раз. Проведенное моделирование совпадает с экспериментальным спектром отражения (рис. 1).

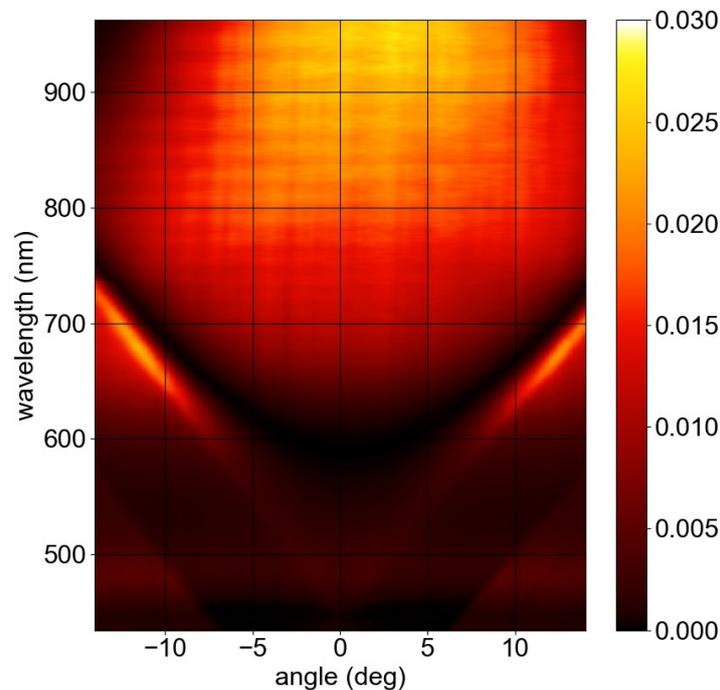


Рис. 1. Относительный коэффициент отражения R для 1D золотой плазмонной решетки на магнитной мультиструктуре при падении p-поляризованного света. XXXIII.

Поверхностный плазмонный резонанс приводит к локализации энергии электромагнитного поля в воздушных зазорах плазмонной решетки и более глубокому проникновению излучения внутрь мультислоёв, что обеспечивает сильное взаимодействие света с материалом. Наблюдается существенное увеличение магнитных свойств структуры, что проявляется в усилении экваториального эффекта Керра (ТМОКЕ) до нескольких процентов при длине волны 700 нм и угле падения 10 градусов на рис.2.

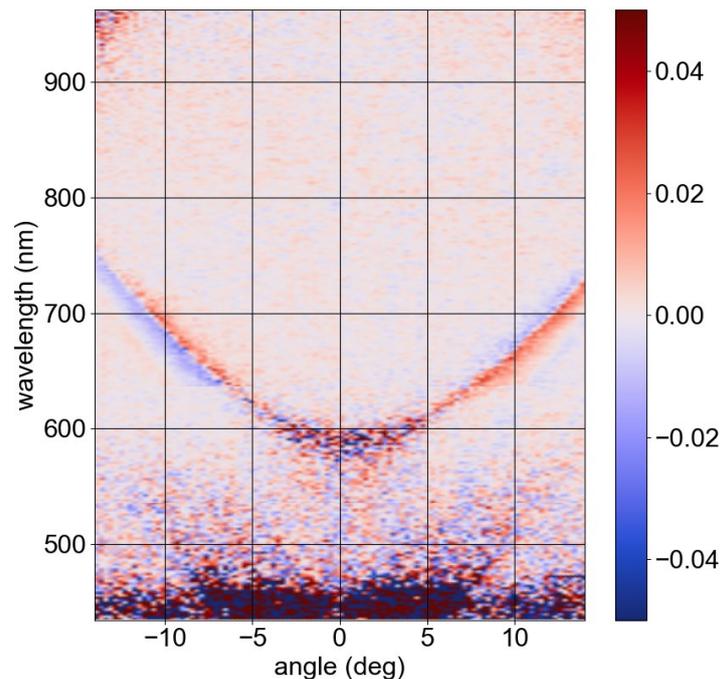


Рис. 2. ТМОКЕ для 1D золотой плазмонной решетки на магнитной мультиструктуре при падении р-поляризованного света.

В результате экспериментально и с помощью компьютерного моделирования показано возбуждение плазмонного резонанса в данной мультимагнитной структуре с нанесенной золотой решеткой, продемонстрировано усиление эффекта ТМОКЕ и напряженности электромагнитного поля внутри образца.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Hashimoto, Y. Ochiai, K. Aso. // Journal of Applied Physics. 1990. N. 67. P. 4429.
2. Ю. А. Федотова, А. А. Максименко, Ю. В. Касюк // ПФМТ. 2018. V. 2. N. 35 P. 38–45.
3. P. F. Carcia, A. D. Meinhaldt, and A. Suna // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 47. P. 178.
4. K. Yamamoto et al. // IEEE Transactions on magnetics. 2013. VOL. 49. N. 7. P. 3155.
5. Gayanath W. Fernando // Handbook of Metal Physics. 2008. N. 4. P. 89-110.
6. S. Pal et al. // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 98, P. 082501.

Моделирование сил электромагнитного взаимодействия проводников в двойной ДНК-подобной спирали

И.С. Михалко¹, И.В. Семченко¹

¹ГГУ им. Ф.Скорины

mikhalkaivan@mail.ru

В ветвях двойной ДНК-подобной спирали, находящейся под воздействием внешнего электромагнитного поля, а также под воздействием других частей спирали, возникают силы, характер, абсолютное значение и направление которых зависит от внешнего возбуждения, от конфигурации спирали, от других факторов, причем силы эти различны для разных участков спирали. Силы, возникающие в ветвях очень длинной двойной спирали, рассмотрены, в частности, в работе [1]. В работе [2] приводятся найденные соотношения для силы и вращательного момента, действующих на бесконечную (очень длинную) ДНК-подобную спираль. При этом рассматривался низкочастотный резонанс, при котором полная длина спиральной нити приблизительно равна половине длины волны электромагнитного поля.

В данной статье рассмотрены силы, возникающие на центральном участке двойной спирали, где находится пучность электрического тока. Рассматриваются и сравниваются силы для различных резонансных частот, в том числе при высокочастотном резонансе, когда длина волны электромагнитного поля приблизительно равна длине витка спирали. Исследуемые силы могут влиять на равновесие двойной спирали, которая является перспективным элементом метаматериалов и метаповерхностей, и должны быть учтены при проектировании искусственных структур и устройств на их основе.

Рассмотрим 2.5-витковую двойную ДНК-подобную спираль со следующими параметрами: шаг спирали $h = 3.4$ мм, угол подъема спирали $\alpha = 28.4^\circ$ градусов, радиус витков спирали $r = 1$ мм. На длине спирали уместится нечетное число полувитков, в данном случае 5; резонансная частота, при которой длина волны равна длине витка, составляет примерно 42 ГГц. Первая ветвь спирали смещена относительно второй на величину $x_S = 0.5$ мм. Такая спираль, с учётом масштабирования, является геометрически подобной двойной спирали ДНК [3].

Модель рассматриваемой спирали показана на рисунке 1. Падающая волна имеет линейную поляризацию, вектор напряжённости электрического поля колеблется вдоль оси двойной спирали, а волновой вектор ортогонален этой оси.

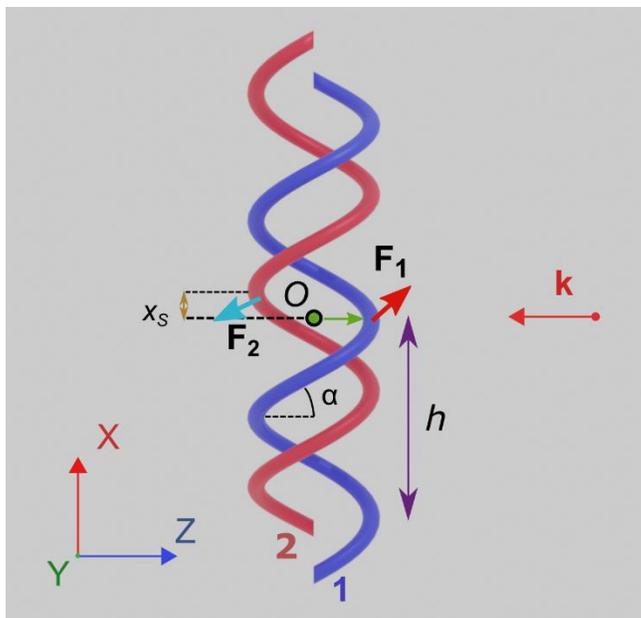


Рис. 1. Модель 2.5-витковой двойной ДНК-подобной спирали в поле падающей линейно поляризованной электромагнитной волны с волновым вектором \mathbf{k}

При трёх основных частотных резонансах, возникающих для исследуемой спирали, создаётся такое распределение тока вдоль спирали, при котором в центре спирали находится максимум тока. Эти резонансы соответствуют случаям, когда полная длина спирального проводника приблизительно равна одной полуволне, трём полуволнам и пяти полуволнам электромагнитного поля. Если на полной длине спирального проводника приблизительно укладывается чётное число полуволн, то излучаемое спиралью электромагнитное поле имеет низкую интенсивность, что соответствует слабому взаимодействию волны и спирали как элемента метаматериала.

Рассмотрим результаты моделирования для компонент сил \mathbf{F}_1 и \mathbf{F}_2 , возникающих под воздействием внешнего излучения в ветвях спирали в её центре.

Компоненты X и Y сил в зависимости от частоты падающей волны показаны на рисунке 2, а компонента Z сил представлена на рисунке 3.

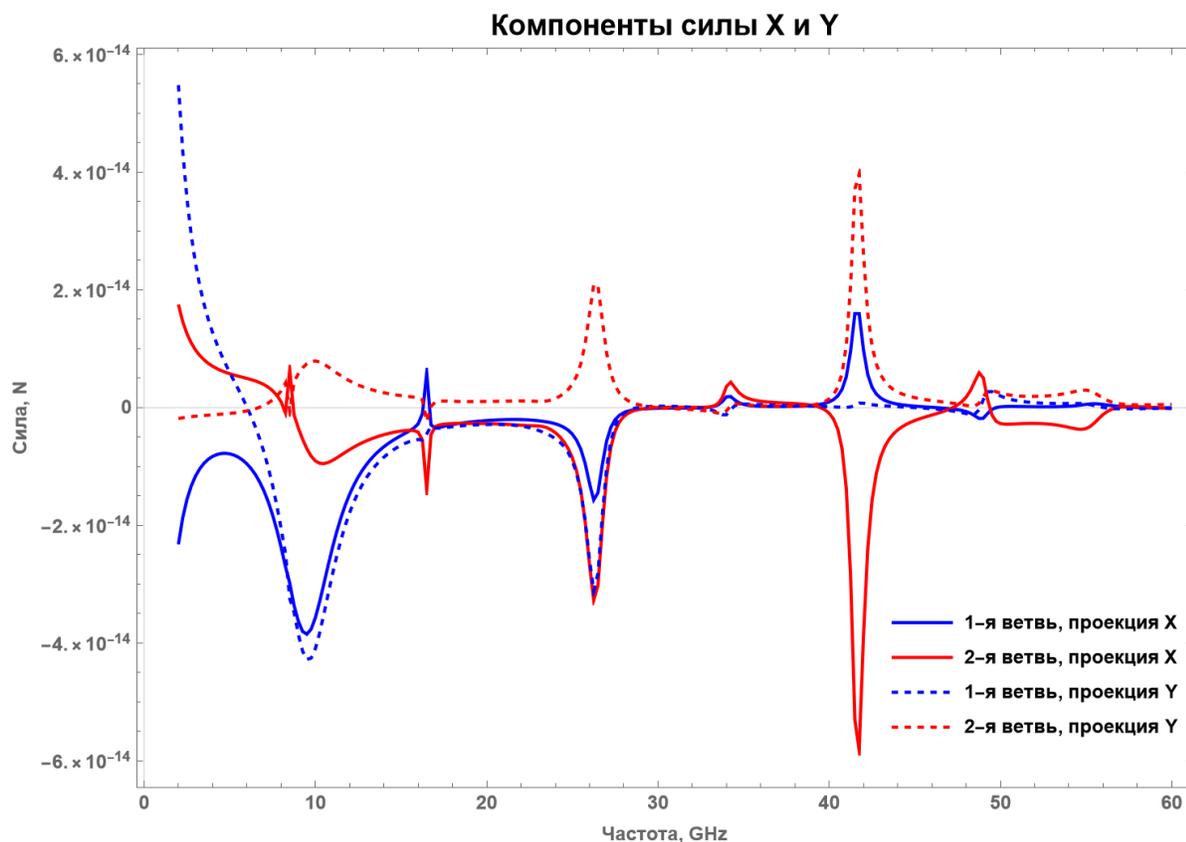


Рис. 2. Компоненты сил X и Y, возникающих в ветвях спирали в местах максимума электрического тока

На графиках явно присутствуют все три указанных выше резонанса. На частоте около 42 ГГц наблюдается резонанс для случая, когда длина волны равна длине витка спирали, при этом вся длина спирального проводника приблизительно равна пяти полуволнам. Также имеет место резонанс на частоте около 10 ГГц, это так называемый полуволновой резонанс, когда на всей длине спирали уместается приблизительно половина длины волны. Если частота волны равна 26 ГГц, то на всей длине спирали укладывается приблизительно 3 полуволны, что также приводит к резонансному взаимодействию нитей. Также присутствуют и другие, значительно более слабые резонансы.

Компоненты X сил, в зависимости от их знака, приводят к сжатию или растяжению двойной спирали. Из графиков на рис.2 следует, что если на частоте 10 ГГц имеет место растяжение двойной спирали вдоль её оси, то на частотах 26 ГГц и 42 ГГц наблюдается сжатие двойной спирали, причём в последнем случае это сжатие выражено наиболее сильно.

Компоненты Y сил, при их различных знаках, могут вызывать закручивание или раскручивание двойной спирали. Как следует из графиков на рис.2, для всех резонансных частот имеет место закручивание двойной спирали вокруг её оси.

Компоненты Z сил, в зависимости от их знака, могут приводить к радиальному отталкиванию или притяжению проводников в двойной спирали. Графики на рис.3 показывают, что для всех трёх резонансных частот имеет место радиальное отталкивание спиральных нитей. Наиболее сильно это отталкивание проявляется на частоте 10 ГГц, то есть при полуволновом резонансе.

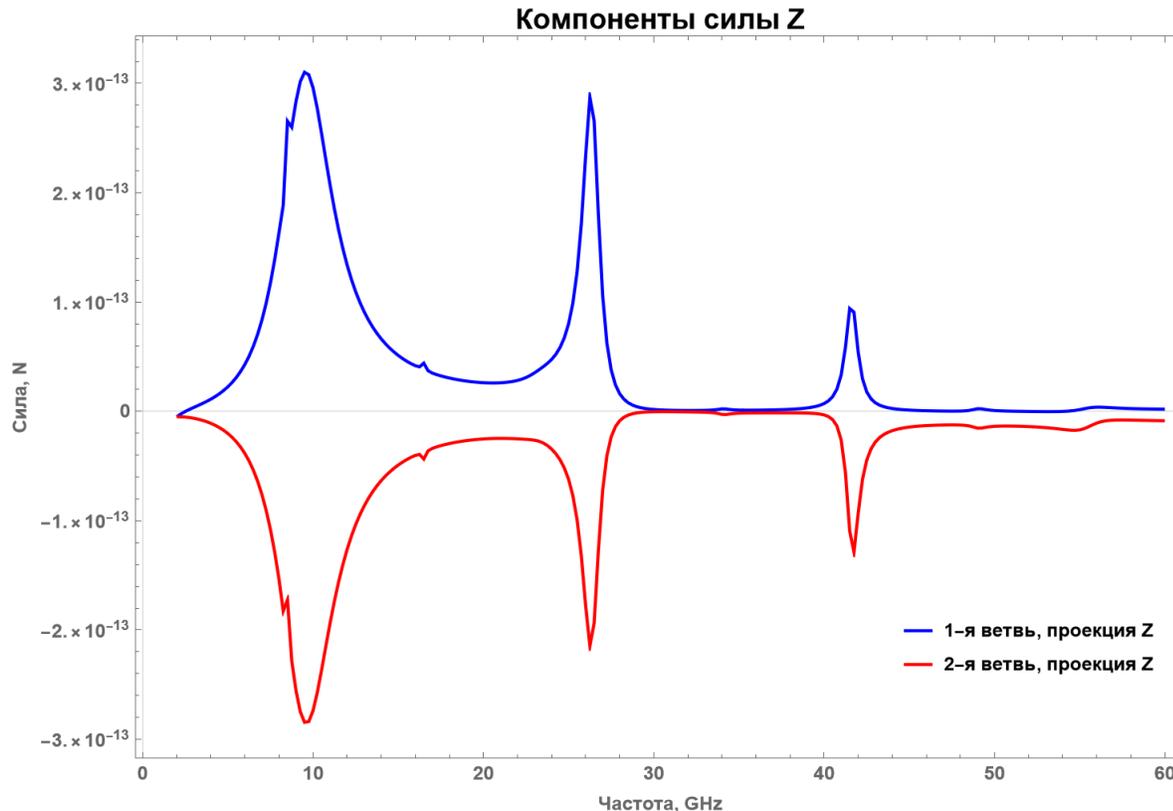


Рис. 3. Компоненты сил Z , возникающих в ветвях спирали в местах максимума электрического тока

Полученные результаты, касающиеся сил взаимодействия спиральных проводников и равновесия двойных ДНК-подобных спиралей, могут найти применение при проектировании метаматериалов и метаповерхностей на основе таких спиралей.

ЛИТЕРАТУРА

1. I.V. Semchenko et al. // Photonics. — 2020. — vol. 7. <https://doi.org/10.3390/photonics7040083>.
2. I.V. Semchenko et al. // Proc. Metamaterials' 2018, p.281-283, Espoo, Finland, Aug.28 – Semp.1, 2018.
3. J.D. Watson et al. // Nature 1953, 171, 737–738.

Расчет вероятностей возбуждения в массиве кубитов через открытый волновод с учетом связи с нелинейным детектором

Д.С. Пашин¹, М.В. Бастракова^{1,2}

¹Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

²Московский технический университет связи и информатики, 111024, Москва, Россия
pashindmi@gmail.com

Системы на основе джозефсоновских контактов, работающие в режиме параметрического или бифуркационного усилителя в последнее время широко используются в качестве детекторов для селективных измерений состояний сверхпроводниковых [1] и полупроводниковых кубитов [2]. Основное преимущество такого измерения заключается в минимизации шума при детектировании состояний и возможности реализации однократных измерений (single-shot readout). Кубиты с такими измерителями могут быть связаны друг с другом через микроволновый волновод, который в свою очередь может использоваться для инициализации и считывания состояния кубитов.

В работе было изучено влияние состояния нелинейного джозефсоновского осциллятора на вероятность возбуждения кубита однофотонным полем в волноводе. Для этого был использован метод неэрмитового гамильтониана [3], который позволяет помимо вероятности возбуждения рассчитать коэффициенты прохождения, отражения и волновую функцию рассеяния.

В качестве модели была выбрана система, состоящая из нескольких сверхпроводниковых кубитов, подключенных ёмкостной связью к общей волноводной линии. Каждый из кубитов связан со своим измерительным джозефсоновским усилителем, работающим в бифуркационном или параметрическом режиме.

Было продемонстрировано, что измерительный осциллятор может смещать эффективную частоту кубита (рис. 1), при которой вероятность его возбуждения и вероятность отражения фотона максимальна, что совпадает с известными результатами [4]. Следовательно, за счет настройки нелинейного осциллятора можно управлять частотой каждого кубита в массиве. В отличие от калибровки по средствам линейных резонаторов в метаматериалах [5], предлагаемое нами использование нелинейного детектора позволяет не только осуществлять кубитную настройку, но и проводить однократные измерения состояний кубитов в реальном времени.

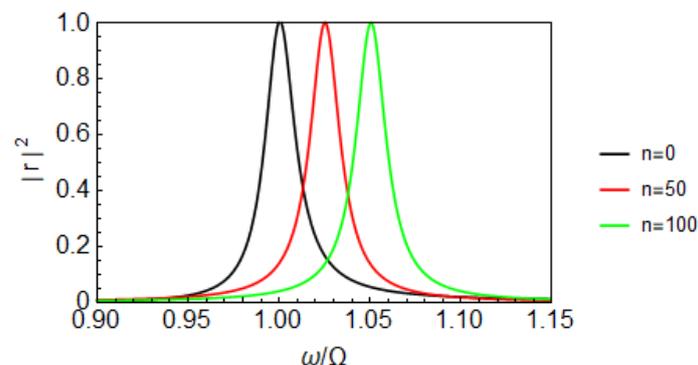


Рис. 1. Вероятность отражения $|r|^2$ однофотонного поля с частотой ω от кубита с частотой Ω для различных средних значений числа частиц измерительного осциллятора n .

При расчете массива из нескольких кубитов, связанных с измерителями, метод неэрмитового гамильтониана быстро становится громоздким. В данной работе предлагается обобщенный метод для решения задачи рассеяния учитывающий интерференцию падающей и отраженной волн при распространении от одного кубита до другого [6]. При таком подходе оказалось также возможным, помимо вероятностей отражения и прохождения однофотонного поля, определить вероятность возбуждения каждого из кубитов, решая методом неэрмитового гамильтониана только задачу рассеяния на одном кубите.

В результате численных расчетов, для массивов из N кубитов были найдены зависимости амплитуды вероятности возбуждения каждого отдельного кубита в массиве в зависимости от состояний измерительных осцилляторов. На рис. 2 представлены результаты расчетов для коэффициента отражения для двух кубитов при различных параметрах системы.

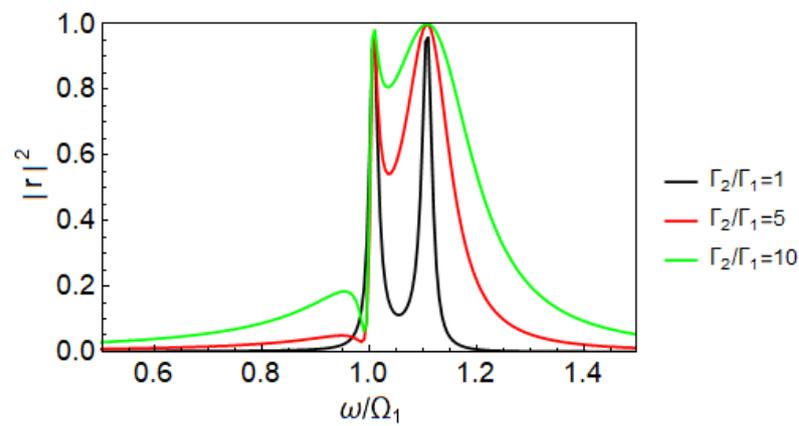


Рис. 2. Вероятность отражения $|r|^2$ однофотонного поля с частотой ω от двух кубитов с частотой $\Omega_1 = \omega$ и $\Omega_2 = 1.1\omega$ соответственно. Результаты представлены для различных отношений полуширин соответствующих полос излучений Γ_2 / Γ_1 , при $\Gamma_1 = 0.01\Omega_1$ и одинаковых значениях среднего числа частиц измерительного осциллятора $n = 0$.

Полученные результаты могут быть полезны при изучении коллективных эффектов в квантовых метаматериалах. Продемонстрирована возможность проведения селективного возбуждения кубитов близких по частотам, помещенных в единый микроволновый волновод, а также процессов считываний их состояний в каждом акте измерений. Помимо этого, приведенные в данной работе методы, позволяют рассчитывать коллективные запутанные фотонные многокубитные состояния.

Работа была поддержана Министерством науки и высшего образования РФ в рамках госзадания №~0729-2020-0058. Работа М.В. Бастраковой поддержана грантом Президента РФ №~МК-2740.2021.1.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. V. Schmitt et al. // Phys. Rev. A. 2014. V. 90. P. 062333.
2. S. Schaal et al. // Phys. Rev. Lett. 2020. V. 124. P. 067701.
3. Ya.S. Greenberg and A.A. Shtygashev. // Phys. Rev. A. 2015. V. 92. P. 063835.
4. A. Blais et al. // Phys. Rev. A. 2007. V. 75. P. 032329.
5. G. S. Mazhorin et al. // Phys. Rev. A. 2022. V. 105. P. 033519.
6. В.Я. Демиховский и Г.А. Вугальтер "Физика квантовых низкоразмерных структур" М.: Логос, 2000.

Таммовские плазмоны в фотонных кристаллах, полученных методом анодирования титана

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

¹Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН – обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН

²Сибирский федеральный университет

MaxPyatnov@yandex.ru

В последнее время большую популярность приобрел метод анодирования металлической фольги с целью получения наноструктур. При периодическом варьировании во времени режима протекания тока или напряжения, поры, возникающие в оксиде металла, становятся модулированными, структура становится периодической и возникают фотонные запрещённые зоны, т.е. свет определённых длин волн не может распространяться сквозь такую структуру. Преимуществом данного метода является высокая контролируемость характеристик получаемого образца при помощи настройки режима анодирования. Традиционным материалом, используемым для получения таких фотонных кристаллов является алюминий, что связано с простотой технологического процесса [1]. Другим многообещающим материалом для выращивания фотоннокристаллических структур является титан, что связано с его потенциальными фотокаталитическими применениями в том числе для получения чистого водорода путём расщепления воды [2].

В рамках данной работы мы изучили свойства структуры, состоящей из TiO₂ фотонного кристалла и тонкой плёнки плазмонного материала, нанесённой на него. Ожидается, что в такой структуре возникнет таммовский плазмон-поляритон и при этом структура сможет послужить в качестве фотокаталитической конструкции для производства «чистого» водорода [3].

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда и Красноярского краевого фонда поддержки научной и научно-технической деятельности № 22-22-20078, <https://rscf.ru/project/22-22-20078/>

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Law et al. // *Nanomaterials* 2018, V. 8, P. 788.
2. A. Fujishima et al. // *Nature* 1972, V. 238, P. 37.
3. M. Pyatnov et al. // *Nanomaterials* 2022. V. 12. P. 928.

Металл-диэлектрический оптический микрорезонатор с управляемой добротностью

Г.А. Романенко^{1,2}, П.С. Панкин^{1,3}, Д.С. Бузин^{1,3}, А.И. Краснов^{1,3}, В.С. Сутормин^{1,3},
С.В. Наболь^{1,3}, И.А. Тамбасов¹, Ф.В. Зеленов^{4,2}, А.Н. Масюгин^{4,2}, М.Н. Волочаев¹,
И.В. Тимофеев^{1,3}

¹Институт физики им Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск 660036, Россия

²Сибирский университет науки и технологии им. Решетнёва, Красноярск 660037, Россия

³Сибирский Федеральный университет, Красноярск 660041, Россия

⁴АО НПП «Радиосвязь», Красноярск 660021, Россия

gavriil21romanenko@mail.ru

Связанное состояние в континууме (ССК) – это безызлучательное, бесконечно добротное состояние открытой системы. ССК реализуется, когда локализованная внутри резонатора мода не связана с излучающими волнами, распространяющимися в волноводах. На основе систем с одномерными фотонными кристаллами (ФК) ранее были предложены микрорезонаторы, поддерживающие ССК, защищенные симметрией и ССК типа Фридриха-Винтгена [1].

Так как ССК по определению не связано с окружением, то для возбуждения и детектирования локализованной моды, необходимо связать её с распространяющимися волнами. Путем изменения коэффициента связи локализованной моды с континуумом распространяющихся волн, можно управлять добротностью квази-ССК. Так как в реальных системах существует поглощение, то ССК в них не будут бесконечно добротными, так как их добротность ограничена материальными потерями. ССК и квази-ССК были предложены для создания лазеров, светодиодов, солнечных элементов [2], а также для приложений магнитофотоники [3].

В настоящей работе рассмотрено ССК, локализованное в слое жидкого кристалла (ЖК), расположенного между двумя зеркалами – одномерным ФК и металлическим слоем (Рис. 1).

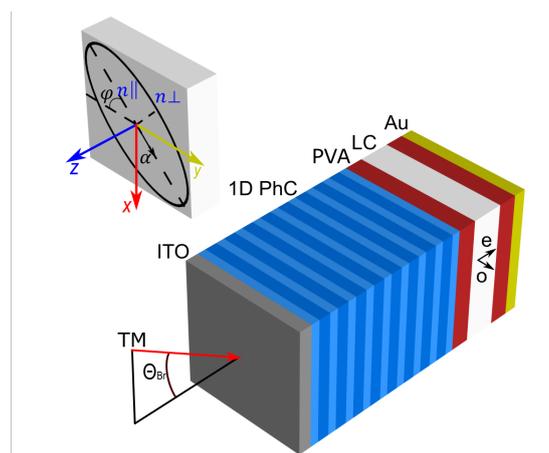


Рис. 1. Схема оптического микрорезонатора

ФК зеркало состоит из периодически расположенных слоёв Si_3N_4 и SiO_2 , первым и замыкающим слоем которого является высокопреломляющий слой Si_3N_4 . Перед ФК зеркалом расположен слой прозрачного оксида ITO, проводящий электрический ток. Анизотропный слой представляет собой нематический жидкий кристалл 5СБ. Показатель преломления ЖК зависит от ориентации директора и изменяется в некоторых пределах. Вектор \mathbf{a} показывает направление оптической оси (ОО) ЖК. При повороте ОО, эффективный показатель преломления ЖК изменяется, благодаря чему

изменяются спектральные характеристики микрорезонатора. Чтобы задать необходимую ориентацию директора, между ФК зеркалом и слоем ЖК располагается слой поливинилового спирта (ПВС). Заключительный слой микрорезонатора – это непрозрачное золотое зеркало, внутренняя поверхность которого также покрыта ПВС.

Численным методом Берремана рассчитаны спектры микрорезонатора для ТМ-поляризованного света, падающего под углом Брюстера. На рисунке 2 представлен трехмерный график коэффициента отражения, при изменении угла поворота ϕ ОО ЖК относительно плоскости падения света. При угле $\phi = 0$ распространяющаяся ТМ-волна не связана с ортогональной ей ТЕ-модой, которая не может распространяться в ФК зеркале из-за наличия фотонной запрещенной зоны. В этом случае ОО ЖК ориентирована вдоль оси y и ТЕ-мода с компонентой электрического поля E_y не вносит вклад в распространяющуюся ТМ-волну. При этом в спектре наблюдается коллапс резонансных линий, свидетельствующий о реализации ССК, защищенного симметрией (красные крестики на рисунке 2). При угле $\phi = \pi/2$ ОО ЖК ориентирована вдоль оси x , и локализованная ТЕ-мода опять не вносит вклад в распространяющуюся ТМ-волну.

При увеличении угла ϕ положение резонансной моды смещается в коротковолновую область, а её ширина увеличивается. Для некоторых значений угла ϕ наблюдается коллапс резонансной линии, свидетельствующий о реализации ССК типа Фридриха-Винтгена, обусловленном деструктивной интерференцией обыкновенной и необыкновенной волн на выходе из ЖК слоя (красные кружки на Рис. 2).

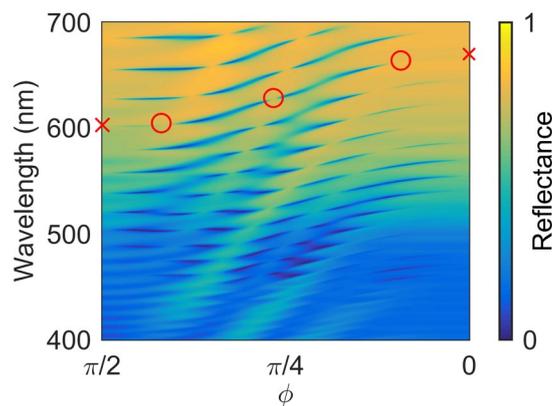


Рис. 2. Спектр отражения в зависимости от угла поворота оптической оси ЖК

В работе была показана возможность реализации двух видов ССК в металл-диэлектрическом микрорезонаторе. При изменении угла поворота оптической оси резонаторного ЖК слоя, изменяются положение и ширина резонансных линий. Также возможно управление спектральными характеристиками путем приложения к ЖК слою внешнего электрического поля. Полученные результаты могут быть использованы при создании микрорезонаторов с управляемой добротностью.

Исследование было поддержано Российским научным фондом (проект № 22-42-08003).

ЛИТЕРАТУРА

1. P.S. Pankin et al. // *Commun. Phys.* 2020. V. 3. No 91. P.
2. S. Joseph et al. // *Nanophotonics* 2021. V. 10. No 17. P. 4175.
3. D.O. Ignatyeva et al. // *Optics Letters* 2020. V. 45. No 23. P. 6422.

Расчет оптических свойств муаровых метаповерхностей при помощи Фурье модального метода

Н.С. Салахова², И.М. Фрадкин^{1,2}, С.А. Дьяков², Н.А. Гиппиус²

¹Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет)

²Сколковский институт науки и технологий

Natalia.Salakhova@skoltech.ru

Несколько лет назад в физике твердого тела было продемонстрировано существенное изменение электронных свойств двуслойного графена при повороте двух атомных слоев на малый угол относительно друг друга. Формирование муаровой сверх периодичности в атомной решетке скрученных слоев графена привело к появлению особенных свойств, таких как сверхпроводимость и ферромагнетизм, что стало настоящим прорывом и породило новую область науки, названную твистроникой. Успех данного подхода привлек дополнительное внимание к муаровым решеткам и в области физики фотонных структур. В работах были показаны сильная зависимость дисперсии распространения фотонов в гиперболических структурах от угла поворота и даже изменение гиперболической дисперсии на эллиптическую [1],[2], а так же возможность получения циркулярного дихроизма [3] и другие интересные эффекты. Однако мало внимания уделено системам периодических структур, таких как фотонные кристаллы, требующих рассмотрения большого числа гармоник. Одной из проблем данной области является сложность проведения численных расчётов для подобных муаровых решеток в связи со значительным ростом величины элементарной ячейки сверхрешетки при повороте слоев относительно друг друга. Большой размер элементарной ячейки требует значительно больших вычислительных мощностей и существенно увеличивает время, затрачиваемое для проведения расчётов.

Авторами работы разработана модификация Фурье модального метода (ФММ) для расчета матрицы рассеяния системы одномерных фотонных кристаллов с муаровым узором и дальнейшего вычисления оптических свойств (рис. 1a)[5].

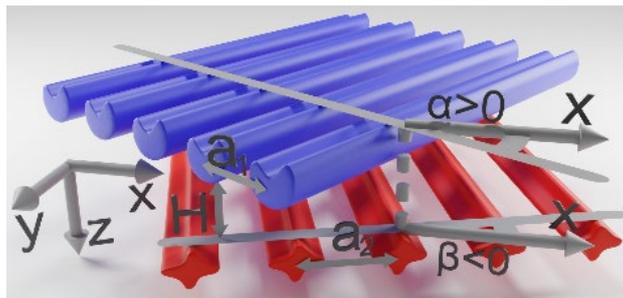


Рис. 1. Схема структуры из произвольных одномерных фотонных кристаллов, повернутых относительно друг друга на некоторый угол.

Метод основан на факте, что каждый слой содержит лишь одномерную периодичность и, как следствие, расчет его матрицы рассеяния значительно проще, чем в двумерном случае. Свойства рассматриваемой системы и используемого как основа ФММ таковы, что построение решения задачи из результатов многократных расчетов одномерных задач рассеяния существенно быстрее, чем однократное решение исходной двумерной задачи. Кроме того, наличие небольшой диэлектрической прослойки между периодическими слоями позволяет отфильтровывать сильно затухающие Фурье гармоники высоких порядков. Причем уровень фильтрации,

определяемый уравнением (1), может существенно влиять на скорость расчетов, без видимых потерь точности (рис. 2б).

$$\Theta < \exp\left(-\operatorname{Im}\sqrt{\frac{\varepsilon_{gl}\omega^2}{c^2} - \left(\vec{k}_{\parallel} + n\vec{G}^1 + m\vec{G}^2\right)^2} H\right) \quad (1)$$

Разработанный метод позволяет получить выигрыш во времени в сравнении со стандартным ФММ в 10 раз для метода без фильтрации высших гармоник и до 1000 раз с учетом фильтрации сильно затухающих мод (рис. 2б). Кроме того, точность разработанного метода сравнима с точностью стандартного ФММ, как видно из расчетов поглощения х-поляризованного света (рис. 2в) в системе повернутых одномерных золотых решеток (рис. 2а).

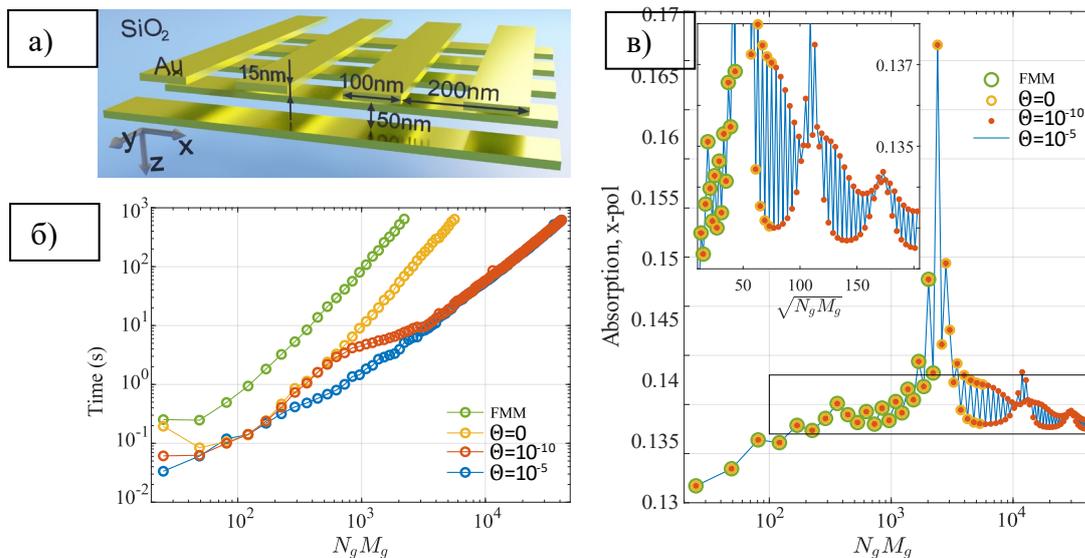


Рис. 2. а) Система двух одинаковых одномерных золотых решеток, повернутых на 90°. б)-в) Сравнение времен расчета коэффициента поглощения и значений коэффициента поглощения х-поляризованного света данной системы для стандартного и адаптированного ФММ. Различные цвета, соответствующие адаптированному ФММ, соответствуют различному уровню фильтрации затухающих гармоник в однородном слое (см. ур. (1)).

При помощи данного подхода удалось продемонстрировать ряд интересных физических эффектов таких как наличие высокочастотных перестраиваемых резонансов в спектре диэлектрических муаровых решеток, изменение дисперсии плазмонной моды в структуре из золотых решеток от гиперболической до замкнутой, а так же возможность использования алмазного фотонного кристалла в качестве источника циркулярно-поляризованного теплового излучения и для маршрутизации излучения циркулярно-поляризованного дипольного источника.

Данная работа предоставляет надежный базис для проведения дальнейших исследований в области фотоники муаровых структур.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hu G., et al. // Nano Lett., vol. 20, no. 5, pp. 3217–3224, 2020.
2. Chen M. et al. // Nat. Mater. **19**, 1307–1311 (2020).
3. Aftenieva O. // Adv. Optical Mater. 2020, 2001280.
4. Wu Z. and Zheng Y. // Adv. Opt. Mater., vol. 6, no. 3, pp. 1–14, 2018.
5. Salakhova et al. // Phys. Rev. B, vol. 104, no. 8, pp. 1–14, 2021.

Оптическая микроскопия одиночных нанокристаллов LaF₃, перспективных для целей биомедицины

Г.О. Силаев¹, Ф.В. Верещагин¹, А.Т. Шайдулин², Ю.В. Орловский², Ю.Г. Вайнер¹.

¹Институт спектроскопии РАН

²Институт общей физики РАН

vainer@isan.troitsk.ru

Разработка методов изучения наночастиц и в частности их визуализации, на уровне одиночных частиц является одним из актуальных направлений современной экспериментальной физики и нанопотоники. В подавляющем большинстве исследований наночастицы изучают с применением ансамблевых методов: в виде порошков, взвесей и т. п., поскольку уровни сигналов от одиночных частиц ничтожно малы. Принципиальной особенностью наночастиц, является то, что их индивидуальные свойства чрезвычайно чувствительны к параметрам окружения и сильно зависят от ничтожных вариаций их состава и структуры. Поэтому применение усредняющих методов, как правило, приводит к потере части информации или к её искажению. Информация может искажаться также из-за возможного взаимодействия между наночастицами и многих других нежелательных эффектов. Визуализацию одиночных наночастиц, особенно меньших 100 нм, обычно осуществляют с применением методов электронной и зондовой микроскопии. Электронные микроскопы обладают высоким пространственным разрешением, но имеют высокую стоимость и характеризуются сложной процедурой измерений. Кроме того, методы электронной микроскопии неприменимы для нативных исследований биологических объектов и требуют высушивания образца и применения контрастирующих веществ. Электронная микроскопия дает информацию в основном лишь о геометрии образца, а сканирующие микроскопы - о морфологии его поверхности. Этих данных чаще всего не хватает для полноценного понимания свойств и характеристик исследуемых объектов. В свою очередь использование сканирующих зондовых микроскопов часто приводит к искажению результатов измерений, из-за воздействия нанозонда на образец.

Методы высокочувствительной оптической дальнеполевой микроскопии свободны от перечисленных недостатков. Существенными их преимуществами являются высокая оперативность, простота процедуры измерений, пренебрежимое воздействие на образец и существенно более низкая стоимость аппаратуры. Кроме того, оптические методы позволяют исследовать наночастицы непосредственно в воде, что чрезвычайно важно для исследований частиц биологической природы.

В докладе сообщается о результатах разработки и применения для визуализации и диагностики одиночных наночастиц лазерного микроскопа «светового листа» и микроскопа «скользящего падения», работающих в режиме регистрации сигналов на несмещенной лазерной частоте. Демонстрируются реальные возможности созданных микроскопов на примере их использования для оперативной оптической диагностики одиночных наночастиц в водных средах. Для этого были выбраны диэлектрические нанокристаллы фторида лантана - LaF₃, допированные ионами европия (Eu³⁺) и неодима (Nd³⁺), размерами в пределах 10 - 30 нм, а также наночастицы биологической природы. Указанные нанокристаллы перспективны для применения в качестве нанометок в микробиологии и медицинской диагностике. Приводятся результаты применения разработанных микроскопов для визуализации упомянутых нанокристаллов и определения их индивидуальных размеров. Нанокристаллы синтезировались с применением гидротермального метода. Приводятся также результаты сравнительных измерений одних и тех же наночастиц с помощью

электронного и оптических микроскопов, а также ансамблевых измерений их взвесей в чистой воде с применением метода динамического рассеяния света (ДРС).

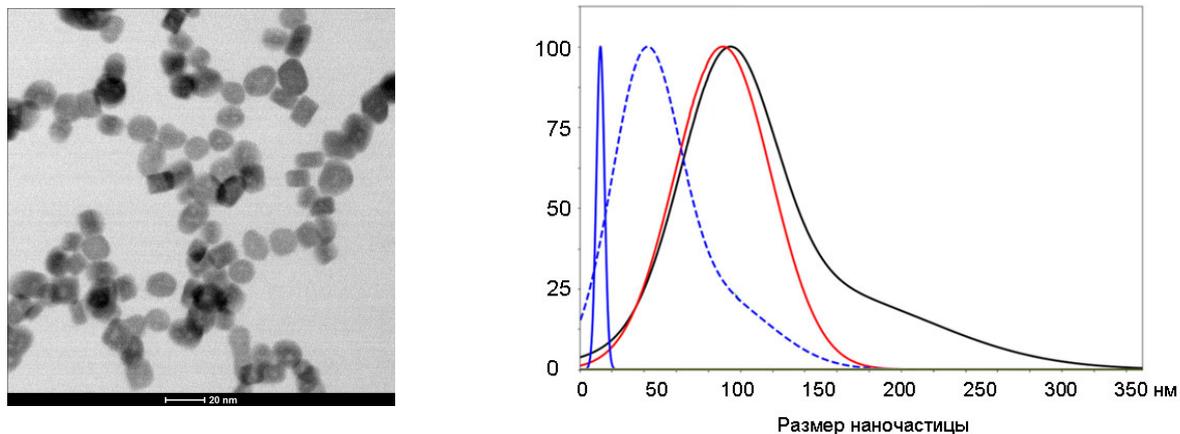


Рис.1. Пример изображений нанокристаллов $\text{LaF}_3:\text{Nd}^{3+}$, полученных с помощью ПЭМ – *слева*. Распределение нанокристаллов $\text{LaF}_3:\text{Nd}^{3+}$ по размерам, рассчитанное по микрофотографии, полученной с помощью ПЭМ, без учета эффектов агрегирования (синяя сплошная линия) и с учетом этого эффекта (штрих пунктирная синяя линия), измеренное микроскопом светового листа (черная линия) и методом ДРС (красная линия) - *справа*.

Таммовские плазмон-поляритоны на основе одномерного фотонного кристалла с метаповерхностью

И. В. Тимофеев^{1,2}

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

²Сибирский федеральный университет, г. Красноярск

tiv@iph.krasn.ru

Таммовское состояние на границе фотонного кристалла сочетает высокую добротность и сильную локализацию света. Метаповерхность, нанесенная на фотонный кристалл, позволяет управлять направлением волнового вектора. Учет поляризации волны объясняет хиральность и топологическую устойчивость

В фотонике применение идей физики конденсированного вещества позволило создать впечатляющий ряд миниатюрных фотонных устройств, таких как безотражательные сильно изогнутые волноводы, эффективные линии задержки, спин-поляризованные переключатели и устройства однонаправленной передачи сигнала. С одной стороны, непосредственные причины бума кроются в развитии нанотехнологий. С другой стороны, освоение субволнового масштаба позволяет по-новому осмыслить способы генерации света и управления этой тончайшей формой материи. Исторически первое поколение оптических устройств было основано на управлении светом посредством геометрической формы поверхности (классические зеркала, линзы, призмы). Второе поколение – на перепаде показателя преломления (просветляющие покрытия, плоские линзы). Третье поколение – на управлении двулучепреломлением (ЖК-дисплеи). О четвертом поколении фотонных устройств позволяют говорить такие концепции как фотонные кристаллы и метаматериалы [1], в том числе двулучепреломляющие, например, дифракционные фазовые волновые пластины и метаповерхности. В них используется способность среды изменять ориентацию оптической оси на волновом и субволновом масштабе. В хиральных фотонных структурах [2], где зеркальная симметрия нарушается за счет структурной хиральности, становится существенным учет геометрической (топологической) фазы, которая еще до появления концепции топологической фотоники была использована Владимирским, Рытовым, Панчаратнамом, Берри и другими при описании особенностей зонной структуры, поляризации на сфере Пуанкаре и сингулярной фазы вблизи нулевой амплитуды в центре оптического вихря. Таким образом, топология находит приложения для изображений с высоким разрешением, в волоконно-оптической связи, а также при создании новых протоколов для обработки квантовой информации. В технологически важных ближнем инфракрасном и видимом диапазонах частот топологические состояния были получены при помощи решетки спиральных волноводов и решетки кольцевых резонаторов. Активно исследуется широкий спектр других платформ, включая поляритонные цепи и антенные решетки резонаторов. Сохранение топологического заряда лежит в основе нетривиальных оптических состояний с управляемой добротностью и связанных состояний в континууме. Состояния на поверхностях и интерфейсах фотонных структур сочетают высокую добротность и сильную локализацию поля.

Таммовский плазмон-поляритон – это световая волна, локализованная на общей границе двух отражающих фотонных структур [3]. Его определяющей особенностью является брэгговское отражение при произвольных углах падения, не ограниченных углом полного внутреннего отражения. По сравнению с многомерными периодическими структурами одномерные брэгговские многослойные пленки просты в

изготовлении. Для таких структур топологический характер поверхностных состояний описывается фазой Зака. Кроме того, при наличии слоев из анизотропных материалов нетривиальная топология появляется благодаря поляризации, которая обеспечивает два независимых релаксационных канала, как в случае хиральных таммовских плазмон-поляритонов [4].

Метаповерхность – это лист метаматериала с субволновой толщиной. Потери в нем, как правило, меньше, чем в объемном метаматериале, а изготовление – проще. Метаповерхность, нанесенная на фотонный кристалл, дает новые степени свободы для управления свойствами таммовского плазмон-поляритона. Нетривиальная топология обеспечивает устойчивость спектральных свойств таммовского плазмон-поляритона с изменением параметров электроуправляемых фотонных устройств, в частности, для умного транспорта и телекоммуникаций. В системе автономного управления для умного транспорта важной составляющей являются датчики, заменяющие органы чувств водителя. Здесь высока ответственность за принятие решения и для конкуренции с водителем-человеком обычной видеокамеры зачастую не достаточно, добавляются радары и парктроники. Еще один датчик, призванный заменить глаза водителя, – лидар – это устройство фотоники, представляющее собой лазерный радар для точного распознавания объектов на близких расстояниях. Механическое управление ориентацией источника или отклоняющего зеркала – процесс не всегда оптимальный. Поэтому вместо того, чтобы отклонять пучок лазера от начального направления, заданного при генерации, желательнее менять параметры самого лазера так, чтобы пучок генерировался в новом направлении. Беззеркальный поворот пучка микролазера на основе таммовского плазмон-поляритона может дать существенный выигрыш в скорости, точности, надежности и простоте изготовления. Такой поворот пучка можно попытаться осуществить при помощи многослойных зеркал и метаповерхностей на основе высокопреломляющих материалов: кремния, теллура и германия [5], а также управляемых прозрачных материалов, таких как проводящие оксиды, полимеры и жидкие кристаллы.

Работа выполняется при поддержке Российского научного фонда № 22-42-08003, <https://rscf.ru/project/22-42-08003/>

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Белотелов, А.К. Звездин “Фотонные кристаллы и другие метаматериалы” (Библиотечка “Квант” № 94) М.: Бюро Квантум, 2006.
2. С.Я. Ветров, И.В. Тимофеев, В.Ф. Шабанов // УФН, 2020, Т. 190, С. 37–62.
3. М.А. Kaliteevski et al. // Phys.Rev.B. 2007. V.76. P.165415.b
4. И.В. Тимофеев, С.Я. Ветров // Письма в ЖЭТФ. 2016. Vol. 104, № 6. P. 393–397.
5. Z.-X. Zhou, et al. // ACS Nano. 2022. P. 1c11326.

Фантомная микроскопия поверхностного плазмонного резонанса тонких диэлектрических объектов

И.Ш. Хасанов¹, А.В. Анисимов, С.А. Лобастов, А.М. Иванченко

¹Научно-технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук, ул. Бутлерова, 15, Москва 117342, Россия

khasanov@ntcup.ru

Микроскопия поверхностного плазмонного резонанса (ППР) является безмаркерным оптическим методом микроскопии тонких диэлектрических пленок с феноменальной чувствительностью и сверхвысоким вертикальным разрешением, достигающим $\lambda / 100$ [1]. Благодаря простоте метода, микроскопия ППР широко используется в неразрушающем контроле тонких пленок, биологии и медицине. Однако, как неоднократно отмечали исследователи, начиная с автора метода, недостатком микроскопии ППР является низкое латеральное разрешение, что не позволяет ей стать выдающейся среди существующих методов микроскопии тонких пленок (таких как атомно-силовая микроскопия и другие сканирующих методов).

Микроскопия ППР основана на применении в качестве зондирующего элемента поверхностных-плазмон поляритонов (ППП). Область локализации ППП представляют собой эванесцентное поле, то есть энергия поля ППП экспоненциально возрастает вблизи поверхности локализации. Благодаря этому взаимодействие света с поверхностью значительно возрастает, что и определяет чувствительность метода микроскопии ППР к малейшим изменениям диэлектрической проницаемости покрывного слоя на поверхности, а также к её микрорельефу.

Метод микроскопии ППР называется резонансным, поскольку для возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) необходимо, чтобы волновой вектор падающего света совпадал с волновым вектором ППП $k_x = \frac{\omega}{c} \left(\frac{\epsilon_d \epsilon_m}{\epsilon_d + \epsilon_m} \right)^{1/2}$. Для сопряжения волнового вектора падающего света можно использовать призму для создания нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) (см. рис.1). Из дисперсионной кривой следует, что чем выше частота падающего света, тем короче расстояние, на которое могут распространяться ППП. А на резонансной частоте ППП локализируются. Среднее расстояние $L_x = 1/2 k''_x$, на котором интенсивность распространяющихся ПЭВ уменьшается в e раз, называется длиной пробега ППП.

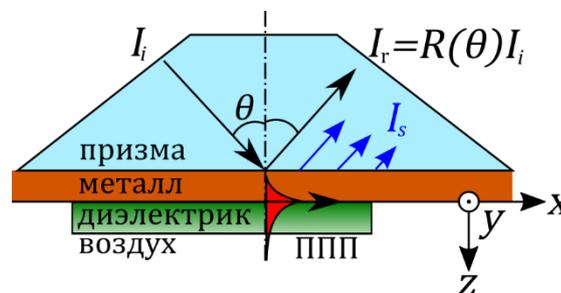


Рис. 1. Схема механизма возбуждения ППП в геометрии Кречманна: ППП распространяется из точки возбуждения ПЭВ в случайную точку, где происходит переизлучение: I_i – падающее излучение, I_r – отраженное излучение, I_s – рассеянное (переизлученное) излучение от ППП.

Из рис. 1 мы видим, что регистрируемое излучение можно разложить на две составляющие: отраженную часть I_r и переизлученную в призму часть излучения I_s в

результате обратной конверсии ППП в объёмное излучение. Переизлученная часть играет роль случайного шума, который размывает результирующее изображение поверхности. Поэтому в микроскопии ППП приходится искать компромисс между вертикальным и латеральным разрешением, выбирая оптимальный материал подложки, воздушный зазор и размер сканирующего пучка. Более того, поскольку резонансная частота большинства металлов лежит в ультрафиолетовой области спектра, длина распространения L_x для ППП на ИК частотах достигает макроскопических расстояний (до 100λ), что делает ИК микроскопию ППП на металлах невозможной.

Для устранения случайного шума от переизлученных ППП мы предлагаем адаптировать метод ФИ к микроскопии ППП. Для этого мы используем призму НПВО вместо объекта в классической схеме ФИ (рис. 2).

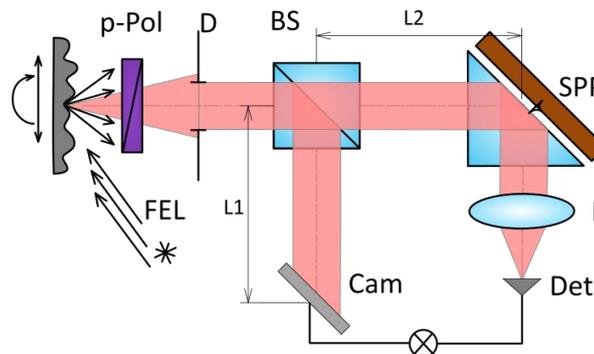


Рис. 2. Оптическая схема микроскопии ППП с применением метода ФИ: FEL – лазерный источник; D — диафрагма; BS — неполяризующий светоделитель; Obj — объект; Det — однопиксельный детектор; Cam — многопиксельная камера; p-Pol — поляризатор; L – собирающая линза; SPP – ППП.

В методе ФИ изображение объекта $O(x,y)$ восстанавливается путем вычисления корреляционной функции второго порядка (взаимной интенсивности) между пространственным распределением интенсивности $P(x,y)$ зондирующего пучка (детали) и интегральной интенсивностью S отраженного (или переданного) света, зарегистрированной однопиксельным приемником в двух оптических плечах (x,y) и (x',y') :

$$O(x, y) \propto \sum_{i=1}^N (S_i - \langle S \rangle) (P(x, y)_i - \langle P(x, y) \rangle) = \langle P(x, y)_i \cdot S_i \rangle - \langle P(x, y) \rangle \langle S \rangle, \quad (1)$$

где $S_i = \int R(x', y') P(x', y')_i dx' dy'$, $\langle \dots \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \dots$ оператор усреднения, N - количество независимых паттернов (случайных спекл-картин) $P(x, y) = P(x', y')$, и $R(x, y)$ - функция отклика объекта.

Метод ФИ устраняет рассеивающий эффект от переизлучения ППП вследствие отсечки некоррелированных с модулированным светом случайных составляющих отражённого излучения, что позволяет повысить латеральную разрешающую способность вплоть до дифракционного предела (среднего размера спекла) [2].

Для иллюстрации работы фантомной микроскопии ППП в качестве объекта исследования выберем линзу Люнеберга. Линза Люнеберга является примером элемента градиентной оптики, которому найдено важное применение в качестве основного компонента фазированных антенных решеток. Пространственное распределение показателя преломления n_L для ее планарного аналога – плазмонной линзы Люнеберга – можно описать с помощью уравнения [3]:

$$n_L(x, y) = \sqrt{2 - \frac{x^2 + y^2}{R_L}}, \quad (5)$$

где x, y – координаты поверхности (в мм), R_L – радиус линзы Люнеберга (1 мм).

Для создания спеклов $P(x, y)_i$ необходим лазерный источник, например гелий-неоновый лазер с длиной волны излучения $\lambda = 632.8$ нм. Данная длина волны далее будет учтена при выборе оптических констант. Для наблюдения плазмонного резонанса по схеме на рис. 2 в качестве материала призмы выбрано стекло BK7 ($n = 1.5151$), в качестве металлической пленки был выбран слой золота толщиной 10 нм с комплексной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = -12.033 + 1.1634i$, модель распределения диэлектрика соответствует формуле (10).

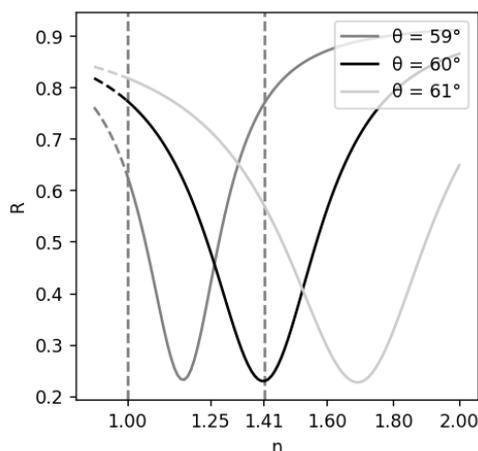


Рис. 3. Примеры зависимостей коэффициента отражения R от показателя преломления n тонкой диэлектрической пленки в условиях поверхностного плазмонного резонанса при разных углах падения θ излучения на основание призмы.

Наблюдаемой величиной в микроскопии ППР является интенсивность отраженного света I_r . Зная интенсивность источника I_i , можно вычислить коэффициент отражения $R = I_r/I_i$. Для пересчета значений коэффициента отражения R в показатель преломления n выбирают монотонный участок резонансной кривой в диапазоне допустимых значений n для линзы Лüneберга, т.е. от 1 до $\sqrt{2}$. Для подбора монотонного участка резонансной кривой с наибольшим диапазоном значений по R , выбирают оптимальное значение угла падения излучения на основание призмы θ . В данном примере из анализа рис. 3 был выбран угол $\theta = 60^\circ$.

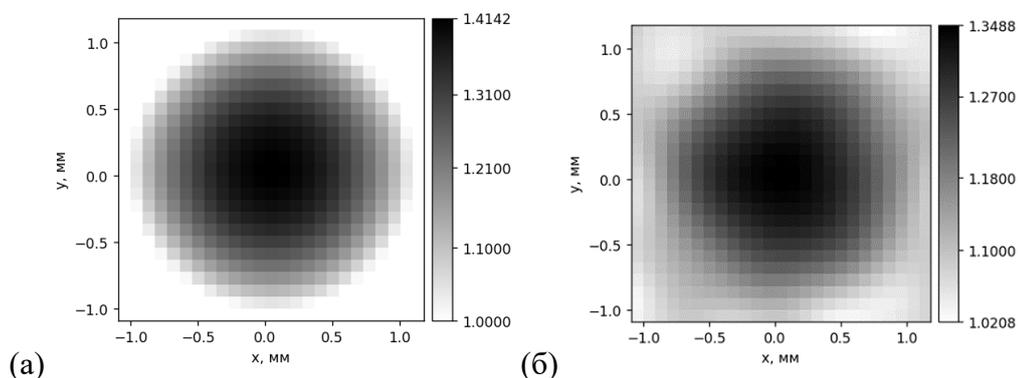


Рис. 4. Сравнение модельных и восстановленных методом фантомных изображений данных (число измерений $N = 105$) для линзы Лüneберга, наблюдаемой в условиях поверхностного плазмонного резонанса по схеме Кречмана (длина волны излучения $\lambda = 632.8$ нм, угол падения $\theta = 60^\circ$): сравнение распределений показателя преломления n (а) согласно формуле (10) и восстановленного (б) из фантомного изображения n . На цветовой шкале указан показатель преломления.

Для получения фантомного изображения согласно формуле (1) генерируется N спекл-картин в результате рассеивания излучения лазера на шероховатой поверхности (радиус корреляции 500 мкм, дисперсия высот 500 мкм). Получаемые спекл-картины $P(x, y)_i$ рассчитаны с помощью Python-библиотеки *Diffraction*, позволяющей численно с помощью метода быстрого преобразования Фурье рассчитать распространение согласно формуле Релея–Зоммерфельда для электрического поля дифрагирующего света.

Заключение

Метод фантомных изображений адаптирован к микроскопии поверхностного плазмонного резонанса с целью повышения её латеральной разрешающей способности, что дает возможность измерять коэффициенты отражения локально для каждой точки поверхности, позволяя восстанавливать пространственное распределение оптических констант для планарных оптических элементов. Работа метода описана на примере модели плазмонной линзы Люнеберга. Описанный подход оптического контроля применим как в видимом, так и в ИК-диапазонах спектра электромагнитного излучения.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых - кандидатов наук (МК-3998.2021.1.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. K. Nikitin et. al. // *Journal of Physics: Conference Series*. 2020. V. 1636. P. 012036.
2. I. Sh. Khasanov et. al. // *Journal of Physics: Conference Series*. 2020. V. 1636. P. 012039.
3. T. Zentgraf et al. // *Nature Nanotechnology*. 2011. V. 6. No 3. P. 151.

Гибридные оптические таммовские-микрорезонаторные моды с управляемой добротностью

Д.С. Бузин^{1,2}, П.С. Панкин^{1,2}, Г.А. Романенко^{1,3}, А.И. Краснов^{1,2}, В.С. Сутормин^{1,2},
С.В. Наболь^{1,2}, И.А. Тамбасов¹, Ф.В. Зеленов^{4,3}, А.Н. Масюгин^{4,3}, М.Н. Волочаев^{1,3},

С. Я. Ветров^{2,1}, И.В. Тимофеев^{1,3}

¹Институт физики им Л.В Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск 660036, Россия

²Сибирский Федеральный университет, Красноярск 660041, Россия

³Сибирский университет науки и технологий, Красноярск 660037, Россия

⁴АО "НПП" Радиозавод", Красноярск 660021, Россия

daniil.buzin.00@mail.ru

Связанные состояния в континууме (ССК) — это локализованные состояния открытой системы, находящиеся в непрерывном спектре энергии, но при этом не связанные с континуумом. Вигнер и фон Нейман в 1929 году впервые обнаружили особые профили осциллирующих потенциалов, рассеиваясь на которых, частица, находящаяся в непрерывном спектре свободных энергий, остается локализованной. ССК нашли приложения и в области фотоники, например при создании лазеров, солнечных элементов и сенсоров [1-2].

Исследуемая структура (Рис. 1) представляет собой фотонный кристалл (ФК), ограниченный металлическим слоем золота с одной стороны. ФК имеет дефектный жидкокристаллический (ЖК) анизотропный слой, в котором могут возбуждаться микрорезонаторные моды. Анизотропный слой помещен между двумя проводящими слоями ИТО, что позволяет управлять поворотом директора ЖК посредством внешнего электрического поля. ФК структура состоит из периодически расположенных слоев нитрида кремния (Si_3N_4) и оксида кремния (SiO_2). На границе между ФК и слоем золота может возбуждаться таммовский плазмон-поляритон (ТПП) [3]. Количество периодов ФК структуры между ЖК и золотом подобрано так, чтобы обеспечить оптимальную связь между ТПП и микрорезонаторной модой.

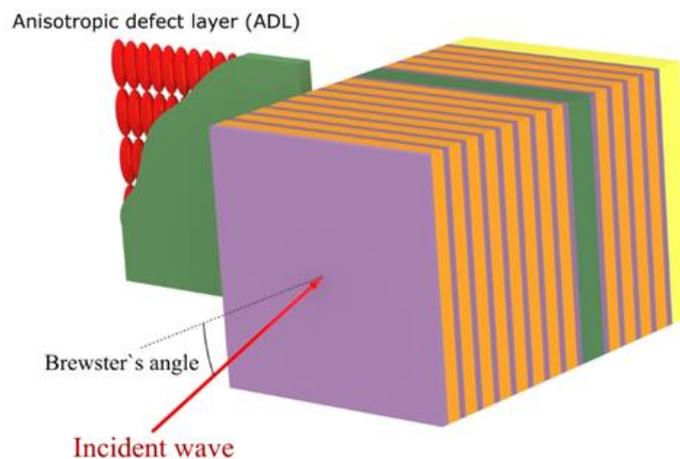


Рис. 1. Схематическая модель исследуемого фотонного кристалла (ФК): нитрид кремния (фиолетовый), оксид кремния (оранжевый), анизотропный дефектный слой жидкого кристалла (зеленый), металлическое зеркало (желтый). На вставке красным показана ориентация молекул жидкого кристалла

При условии, что излучение в структуру вводится под углом Брюстера, ТМ-поляризованная волна проходит сквозь ФК и не локализуется в дефектном слое. ТЕ-поляризованная волна дифрагирует на периодической структуре ФК, что приводит к брэгговскому отражению, позволяющему ей локализоваться в дефектном слое. Такие

локализованные моды называют ССК защищенными симметрией. Анизотропный слой позволяет перемешать ТМ- и ТЕ- поляризации и отойти от положения ССК. При повороте оптической оси ЖК относительно плоскости падения, открывается канал релаксации энергии в континуум, за счет перехода ТЕ-поляризации в ТМ-поляризацию.

На рисунке 2 показан спектр отражения исследуемой структуры в зависимости от угла поворота оптической оси дефектного слоя относительно плоскости падения ТМ-волны. Видны коллапсы спектральных линий при углах поворота 0 и $\pi/2$. В окрестности этих точек можно увидеть узкие спектральные линии, что говорит о высокой добротности микрорезонатора. При некоторых углах ϕ , отличных от 0 и $\pi/2$, также происходит коллапс спектральных линий, что свидетельствует о реализации ССК типа Фридриха-Винтгена. Изменяя ориентацию оптической оси слоя ЖК, можно управлять добротностью микрорезонатора. ЖК чрезвычайно чувствителен к внешним воздействиям. Прилагая к нему внешнее электрическое поле порядка одного вольта, или нагревая на несколько градусов, можно управлять эффективным показателем преломления ЖК. Это приводит к изменению величины связи между ТМ- и ТЕ-волнами, и как следствие, к изменению добротности микрорезонатора.

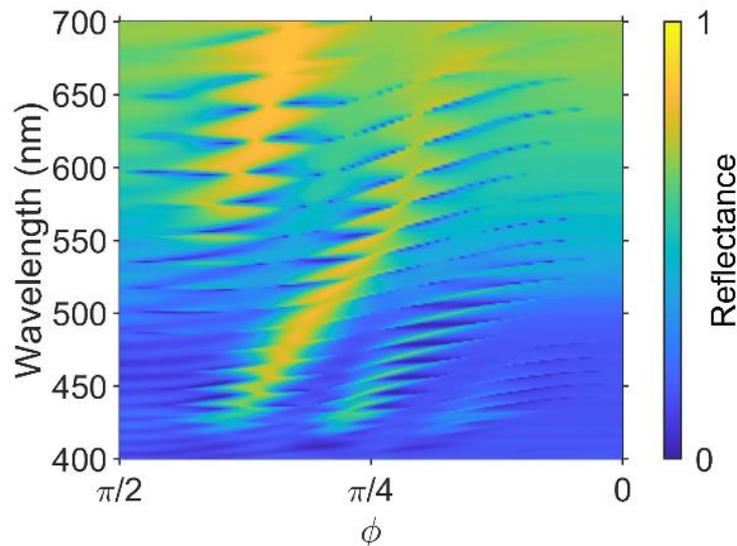


Рис. 2. Спектр отражения ФК-структуры в зависимости от угла поворота оптической оси ЖК-слоя относительно плоскости падения световой волны.

Можно рассмотреть исследуемую структуру, как два связанных резонатора, в которых по отдельности возбуждаются ТПП и микрорезонаторная мода. На рисунке 2 можно увидеть расщепление резонансных линий в области 670 нм, обусловленное связью между ТПП и микрорезонаторной модой. Это приводит к образованию гибридных таммовских мод. Величиной спектрального расщепления можно управлять, меняя количество периодов ФК между дефектным слоем и слоем золота.

Данное исследование было профинансировано Российским Научным Фондом (проект № 22-22-00687).

ЛИТЕРАТУРА

1. C.W. Hsu et al. // Nature Reviews Materials. 2016. V. 1. No 9. P. 1-13.
2. M. Kaliteevski et al. // Physical Review B. 2007. V. 76. No 16. P. 165415.
3. P. S. Pankin et al. // Communications Physics. 2020. V. 3. No 1. P. 1-8.

Передаточные функции пропускающих многослойных неоднородных голографических ФПМ-ЖК дифракционных структур

В.О. Долгирев, С.Н. Шарангович

Томский Государственный Университет Систем Управления и Радиоэлектроники (ТУСУР)
vital2@mail.ru, shr@tusur.ru

Введение. В настоящее время дифракционные оптические элементы (ДОЭ) широко применяются в качестве основных узлов в устройствах оптических систем связи. Это создает как спрос на существующие ДОЭ, так и задает тенденцию к совершенствованию их дифракционных характеристик. Создание ДОЭ голографическим методом в фотополимеризующихся композициях является одним из наиболее перспективных. Это обусловлено высокой разрешающей способностью, высокой дифракционной эффективностью, стабильностью записи, возможностью управления селективными и дифракционными свойствами [1]. Так же основным преимуществом фотополимеров является то, что голограммы в них формируются в процессе записи и не нуждаются в дополнительной химической обработке [1].

Создание ДОЭ на основе многослойных неоднородных голографических дифракционных структур (МНГДС), формируемых в фотополимерных материалах с жидкими кристаллами (ФПМ-ЖК), является одним из перспективных направлений. Как было показано ранее в работах [2–6], такие структуры обладают особенными селективными свойствами, обусловленными интерференцией волн, восстановленных из каждой решетки. Вид селективного отклика представляется набором локальных максимумов, где их количество и ширина определяются как количеством решеток, так и их геометрическими параметрами. Также в работе [6] была продемонстрирована возможность управления дифракционными характеристиками МНГДС с помощью приложенного электрического поля. Управление достигалось за счет наличия ЖК в составе с ФПМ, которые позволяли изменять условия распространения световых волн через дифракционные структуры (ДС) путем воздействия внешнего электрического воздействия на слои с ФПМ-ЖК.

Однако, рассмотренная в работе [6] теоретическая модель дифракции света на МНГДС справедлива при однородном повороте молекул ЖК под воздействием внешнего электрического поля, которое возможно в случае капсулированных полимером ЖК (КПЖК). При преобладающем содержании ЖК в составе с ФПМ (более 90 процентов), ДС имеют плавную оптическую неоднородность по толщине слоев, что необходимо учитывать при решении задачи дифракции.

Таким образом, целью данной работы является представление передаточных функций, которые описывают процессы преобразования световых волн в МНГДС с ФПМ-ЖК, имеющих плавную оптическую неоднородность по глубине слоев.

Теоретическая часть. При значительно большей концентрации молекул ЖК (>90%) в составе с ФПМ в слоях с ДС их ориентация определяется границами образца и описывается уравнением Фредерика [7, 8]:

$$\frac{1}{\xi_E(E)} \left(\frac{d_n}{2} + y \right) = \int_0^{\varphi(\vec{r}, E)} (\sin^2 \varphi_m(\vec{r}, E) - \sin^2 \varphi)^{-1/2} d\varphi, \quad (1)$$

где $\varphi_m(\vec{r}, E)$ и $\varphi(\vec{r}, E)$ – максимальный угол и угол поворота директора ЖК от оси y (по глубине слоя ДС), $\xi_E(E) = \frac{1}{E} \sqrt{\frac{4\pi K_{33}}{\Delta \epsilon^n}}$ – электрическая когерентная длина, K_{33} – коэффициент упругости ЖК, d_n – толщина дифракционного слоя, n – номер слоя,

$\Delta \varepsilon^n = \varepsilon_{LC}^{o,n} - \varepsilon_{LC}^{e,n}$, $\varepsilon_{LC}^{e,n}$ и $\varepsilon_{LC}^{o,n}$ – компоненты тензора диэлектрической проницаемости слоя, измеренные при продольной и поперечной ориентации директора ЖК соответственно.

Поворот директора ЖК начинает происходить при внешнем электрическом воздействии, которое определяется критической напряженностью Фредерикса [7, 8]:

$$E_c = \pi/d_n \cdot \sqrt{4\pi K_{33} / \Delta \varepsilon}. \quad (2)$$

На рисунке 1 продемонстрировано численный расчет угла поворота директора ЖК в разных точках слоя, при воздействии внешнего электрического поля по выражению (1) относительно критической напряженности Фредерикса.

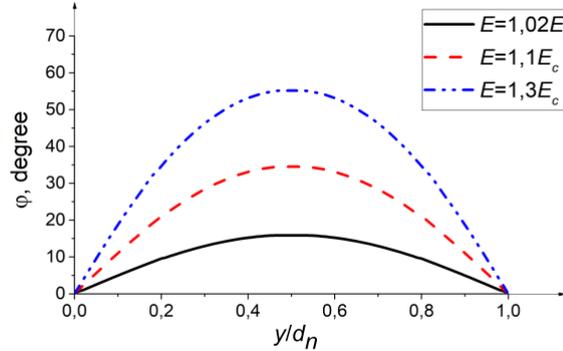


Рис. 1. Зависимость $\varphi(y, E)$ от y и внешнего электрического воздействия

Как видно из рисунка 1, угол поворота директора ЖК различен по глубине дифракционного слоя, что обуславливает оптическую неоднородность среды.

На рисунке 2 приведена схема дифракции света на МНГДС с ФПМ-ЖК. Для данной теоретической модели будем считать, что считывание МНГДС происходит плоским световым пучком, все процессы записи на ДС завершены, апертура считывающего пучка много больше толщины МНГДС.

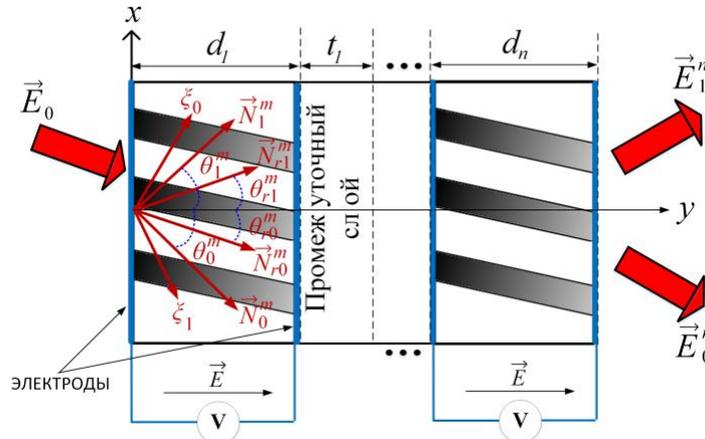


Рис. 2. Схема дифракции света на МНГДС с ФПМ-ЖК слоями

В случае брэгговской дифракции световых пучков на МНГДС в оптически неоднородных слоях ФПМ-ЖК (рис. 2), амплитуды взаимодействующих волн определяются системами уравнений связанных волн (УСВ) в частных производных [4–6, 8]:

$$\begin{cases} \vec{N}_{r0}^{m,n} \cdot \nabla E_0^{m,n}(\omega, \vec{r}) = -iC_1^{m,n}(E) \cdot n_1^{m,n}(\vec{r}, E) \cdot E_1^{m,n}(\omega, \vec{r}) \cdot \exp[+i\Theta_n^m(\vec{r})] \\ \vec{N}_{r1}^{m,n} \cdot \nabla E_1^{m,n}(\omega, \vec{r}) = -iC_0^{m,n}(E) \cdot n_1^{m,n}(\vec{r}, E) \cdot E_0^{m,n}(\omega, \vec{r}) \cdot \exp[-i\Theta_n^m(\vec{r})] \end{cases}, \quad (2)$$

где $C_j^{m,n}(E)$ – коэффициенты связи; $j = 0, 1$; $n_1^{m,n}(\vec{r}, \tau)$ – показатель преломления первой гармоники, $m = o, e$, $\Theta_n^m(\vec{r}) = \Delta K^{m,n}y + t_y^n y^2 / 2$ – интегральная фазовая

расстройка, $\Delta K^{m,n}$ – составляющая вектора $\Delta \vec{K}^{m,n}(\vec{r})$ при $\vec{r} = 0$, а t_y^n определяется как [8]:

$$t_y^n = k_0^{e,n} \left[\frac{(\vec{y}_0 \cdot \vec{N}_0^{e,n})(\vec{y}_0 \cdot \nabla n_0^{e,n}) - (\vec{y}_0 \cdot \vec{N}_1^{e,n})(\vec{y}_0 \cdot \nabla n_1^{e,n}) + \frac{(\vec{y}_0 \cdot \vec{m}_0^{e,n})(\vec{m}_0^{e,n} \cdot \nabla n_0^{e,n})}{(\vec{N}_{r0}^{e,n} \cdot \vec{y}_0)}}{(\vec{N}_{r1}^{e,n} \cdot \vec{y}_0)} - \frac{(\vec{y}_0 \cdot \nabla n_1^{e,n})(\vec{m}_1^{e,n} \cdot \nabla n_1^{e,n})}{(\vec{N}_{r1}^{e,n} \cdot \vec{y}_0)} \right], \quad (3)$$

где $\vec{m}_j^{e,n}$ – базисный орт годографа, описываемого концом вектора $\vec{k}_j^{e,n}$, $\nabla n_{0,1}^{e,n}$ – изменения показателя преломления.

Для решения УСВ в частных производных необходимо произвести аппроксимацию параметра интегральной фазовой расстройки $\Theta_n^m(\vec{r})$ для каждого слоя МНГДС с ФПМ-ЖК функцией вида [8]:

$$\Theta_n(y_n, E) = \Theta_{n-1} + a_n(E)y_n + b_n(E)y_n^2, \quad (4)$$

где a_n и b_n – коэффициенты аппроксимации, Θ_{n-1} – значение расстройки на предыдущем слое.

Тогда пространственные распределения световых полей для 0-го и 1-го дифракционного порядка на выходе МНГДС будут определяться выражениями [8]:

$$\begin{aligned} \vec{E}_1^n(\eta) &= \vec{e}_1^{o,n} E_1^{o,n}(\eta) \exp[-i \int_0^d \vec{k}_1^{o,n} d\vec{r}] + \vec{e}_1^{e,n} E_1^{e,n}(\eta) \exp[-i \int_0^d \vec{k}_1^{e,n} d\vec{r}] \\ \vec{E}_0^n(\xi) &= \vec{e}_0^{o,n} E_0^{o,n}(\xi) \exp[-i \int_0^d \vec{k}_0^{o,n} d\vec{r}] + \vec{e}_0^{e,n} E_0^{e,n}(\xi) \exp[-i \int_0^d \vec{k}_0^{e,n} d\vec{r}] \end{aligned}, \quad (5)$$

где $\vec{e}_j^{m,n}$ – векторы поляризации, $\xi_0 = \xi$, $\xi_l = \eta$, ξ_0, ξ_l – апертурные координаты.

При описании преобразования плоских световых волн в многослойных средах будет использоваться матричный метод. Для этого, необходимо перейти от амплитудных распределений частотных Фурье-компонент дифрагирующих пучков к их угловым спектрам [4, 5]:

$$E_j^e(\theta) = \int_{-\infty}^{\infty} E_j^e(l) \exp[ik_j^e l \theta] dl,$$

где $l = \xi_0, \xi_1$, а угол θ характеризует направление плосковолновых компонент $E_j^e(\theta)$ относительно волновых нормалей.

Таким образом, в результате процесса преобразования частотно-угловых спектров (ЧУС) взаимодействующих световых пучков для необыкновенных волн световое поле на выходе МНГДС представится в виде [4-6]:

$$\vec{E}^{e,n} = \vec{T}^n \cdot \vec{E}_0, \quad (6)$$

где $\vec{T}^n = \vec{T}^{e,n} \cdot \vec{A}^{e,n-1} \cdot \vec{T}^{e,n-1} \cdot \dots \cdot \vec{A}^{e,1} \cdot \vec{T}^{e,1}$ – матричная передаточная функция всей МНГДС,

$\vec{E}^{e,n} = \begin{bmatrix} E_0^{e,n}(\omega, \theta) \\ E_1^{e,n}(\omega, \theta) \end{bmatrix}$, $\vec{T}^{e,n} = \begin{bmatrix} T_{00}^{e,n}(\omega, \theta) & T_{10}^{e,n}(\omega, \theta) \\ T_{01}^{e,n}(\omega, \theta) & T_{11}^{e,n}(\omega, \theta) \end{bmatrix}$ – матричная передаточная функция,

$\vec{E}_0 = \begin{bmatrix} E_0(\omega, \theta) \\ 0 \end{bmatrix}$, $\vec{A}^{e,n}$ – матрица перехода для промежуточного слоя из [2–4].

Компоненты матрицы $\vec{T}^{e,n}$ определяются как [8]:

$$T_{00}^{e,n} = -\frac{C_0^e C_1^e d_n^2}{4v_1 v_0} \int_{-1}^{+1} \exp[\delta m'(1-y) + \delta^2 n'(1-y)^2] \times \Phi\left(\frac{d'}{b'} + 1, 2; b' \delta^2 \frac{v_1}{v_0} (1-y^2)\right) dy \cdot (1+y),$$

$$T_{10}^{e,n} = -i \frac{C_1^e d_n}{2v_0} \int_{-1}^{+1} \exp[\delta m'(1-y) + \delta^2 n'(1-y)^2] \times \Phi\left(\frac{d'}{b'}, 1; b' \delta^2 \frac{v_1}{v_0} (1-y^2)\right) dy,$$

$$T_{01}^{e,n} = -i \frac{C_0^e d_n}{2v_1} \int_{-1}^{+1} \exp[\delta m'(1-y) + \delta^2 n'(1-y)^2] \times \Phi\left(\frac{d'}{b'}, 1; b' \delta^2 \frac{v_1}{v_0} (1-y^2)\right) dy,$$

$$T_{11}^{e,n} = -\frac{C_0^e C_1^e d_n^2}{4v_1 v_0} \int_{-1}^{+1} \exp[\delta m(1-y) + \delta^2 n(1-y)^2] \times \Phi\left(\frac{d'}{a} + 1, 2; a \delta^2 \frac{v_1}{v_0} (1-y^2)\right) dy \cdot (1+y),$$

$\Phi(a,b;c)$ – вырожденная гипергеометрическая функция первого рода, для $n=1$ $T_{10}^{e,n} = 0$ и

$T_{11}^{e,n} = 0$, $\delta = d_n (\eta_1 v_0 - \eta_0 v_1) / 2v_1$, $\theta_{rj}^{e,n}$ – углы между групповыми нормальными $\vec{N}_{rj}^{e,n}$ и осью y , $\eta_j = \eta_j^{e,n} = \pm \sin \theta_{rj}^{e,n}$, $m = \eta(-a + b v_1 / v_0) - i \Delta K' d_n / 2\delta$, $v_j = v_j^{e,n} = \cos \theta_{rj}^{e,n}$,

$m' = \xi(-a'/2 + b' v_1 / v_0) - i \Delta K' d_n / 2\delta$, $d' = -\sigma^2$, $n' = \frac{b' v_1}{v_0} - \frac{a'}{2}$, $a = i \frac{t_y^n v_1 v_0}{(\eta_1 v_0 + \eta_0 v_1)^2}$,

$a' = -i \frac{t_y^{n2} v_1}{(\eta_1 v_0 + \eta_0 v_1)^2}$, $b = i \frac{t_y^n v_0^2}{(\eta_1 v_0 + \eta_0 v_1)^2}$, $b' = -i \frac{t_y^n v_1 v_0}{(\eta_1 v_0 - \eta_0 v_1)^2}$, $n = \frac{v_1}{v_0} \left(a - \frac{b v_1}{2v_0}\right)$,

$\sigma = \frac{C_0^{e,n} C_1^{e,n}}{(\eta_1 v_0 - \eta_0 v_1)^2}$.

Таким образом, в данной работе представлены передаточные функции пропускающих многослойных неоднородных голографических ФПМ-ЖК дифракционных структур, которые позволяют учитывать как неоднородность профиля решетки, обусловленной условиями записи, так и плавную оптическую неоднородность, которая характерна при большой концентрации ЖК, вдоль глубины каждого дифракционного слоя. Полученные передаточные функции описывают эволюцию ЧУС световых пучков при их дифракции на МНГДС.

Работа выполнена в рамках программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030».

ЛИТЕРАТУРА

1. Т.Н. Смирнова, О.В. Сахно, И.А. Стрелец, Е.А. Тихонов // ЖТФ. 1998. Т. 68. № 6. С. 105–134.
2. E.F. Pen, M. Yu. Rodionov // Quant. Electron. 2010. No 10. P. 919.
3. P.J. Nordin // J. Opt. Soc. Am. 1992. V. 9. No 12. P. 2206.
4. Д.И. Дудник, С.Н. Шарангович // Изв. РАН. Сер. Физ. 2021. Т. 85. № 1. С. 14.
5. D.I. Dudnik, S.N. Sharangovich // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2021. V. 85. P. 8 – 14.
6. В.О. Долгирев, С.Н. Шарангович // Изв. РАН. Сер. Физ. 2022. Т. 86. № 1. С. 35–41.
7. А.О. Semkin, S.N. Sharangovich // Polymers. 2019. V. 11. No 861. P. 1–14.
8. С.В. Устюжанин, С.Н. Шарангович, Б.Ф. Ноздреватых // Доклады ТУСУР. 2007. № 2. С. 192–197.

Исследование процесса голографического формирования чирпированных многослойных неоднородных КПЖК дифракционных структур в условиях линейного и нелинейного режима записи

В.О. Долгирев, С.Н. Шарангович

Томский Государственный Университет Систем Управления и Радиоэлектроники (ТУСУР)
vital2@mail.ru, shr@tusur.ru

Введение. Как известно [1], селективный отклик многослойных неоднородных голографических дифракционных структур (МНГДС) представляет из себя набор локальных максимумов, при этом огибающая контура селективности аналогична одиночной голографической дифракционной структуре (ГДС). Используя уникальные дифракционные свойства таких структур, возможно реализовать спектральную фильтрацию оптического излучения. Однако, для спектральных фильтров необходимо соблюдение равенства уровня пропускания для всех каналов, что не совсем характерно для вида угловой селективности МНГДС, сформированных пучками с однородным фазовым фронтом.

В настоящее время многие задачи в области фотоники и нелинейной оптики могут быть решены с помощью чирпированных фотонных структур (ЧФС). Так, например, в работе [2] была продемонстрирована возможность повышения эффективности ввода оптического излучения в полимерное оптическое волокно за счет более широкой угловой апертуры ЧФС. Формирование ЧФС в многослойных голографических средах может позволить улучшить дифракционные характеристики МНГДС путем уширения угловой селективности и поднятия уровня ДЭ для боковых максимумов. Кроме того, использование в качестве среды для голографической записи фотополимерного материала с жидкими кристаллами, например капсулированных полимером жидких кристаллов (КПЖК), в дальнейшем также позволит как управлять такими структурами [3], так и иметь возможность компенсировать асимметрию дифракционных характеристик ЧФС, как было показано в работе [4].

Таким образом, целью данной работы является исследование процесса голографического формирования чирпированных многослойных неоднородных КПЖК дифракционных структур в условиях линейного и нелинейного режима записи.

Теоретическая часть. Для теоретической модели будет рассматриваться пропускающая геометрия записи МНГДС, представляющая собой падение двух пучков монохроматических волн E_0 с равномерным амплитудно-фазовым распределением и фазово-неоднородный E_1 с гауссовым амплитудным распределением под углами θ_0 и θ_1 на образец с КПЖК (рис. 1). Поскольку КПЖК является анизотропной средой, то пучок света внутри образца распадается на две волны: обыкновенную и необыкновенную. Выражение распределения интенсивности интерференционной картины светового поля для обыкновенных и необыкновенных волн в КПЖК с учетом фотоиндуцированного поглощения (ФИП) материала на n -ом слое МНГДС [2, 4]:

$$I^{n,m}(t, \vec{r}) = \sum_{m=0,e} I_{sum}^{n,m}(t, \vec{r}) \cdot [1 + m^{n,m}(t, \vec{r}) \cdot \cos(\varphi(\vec{r}))], \quad (1)$$

где $\varphi(\vec{r}) = \varphi_0 + \nabla \varphi \vec{r} + 0.5 \varphi \vec{r}^2$, $|\nabla \varphi| = \varphi' = K_1$ – среднее значение модуля вектора \vec{K}_1 , $0.5 \varphi = \varphi''$ – отклонение модуля вектора решетки \vec{K}_1 от среднего значения; $m^{n,m}(t, \vec{r}) = 2 \sqrt{I_0^{n,m}(t, \vec{r}) \cdot I_1^{n,m}(t, \vec{r})} \cdot (\vec{e}_0 \cdot \vec{e}_1) / (I_0^{n,m}(t, \vec{r}) + I_1^{n,m}(t, \vec{r}))$ – локальный контраст интерференционной картины; $I_{sum}^{n,m}(t, \vec{r}) = [I_0^{n,m}(t, \vec{r}) + I_1^{n,m}(t, \vec{r})]$; $I_0^{n,m}(t, \vec{r}) =$

$= I^{0,n,m}(t, \vec{r}) \cdot e^{-\alpha^{n,m}(t, \vec{r}) \cdot y / \cos(\theta_0^m)}$; $I_1^{n,m}(t, \vec{r}) = I^{1,n,m}(t, \vec{r}) \cdot e^{-\alpha^n(t, \vec{r}) \cdot y / \cos(\theta_1^m)}$; $I^{j,n,m}(\vec{r}) = |E_j^{n,m}(\vec{r})|^2$;
 $j = 0, 1$; $m = o, e$; $\vec{K}_1^{n,m} \equiv k_0^{n,m} - \vec{k}_1^{n,m}$ – вектор решетки; \vec{r} – радиус вектор; $\vec{k}_j^{n,m}$ – волновые векторы пучков; $n = 1, 2, \dots, N$ – номер слоя;
 $\alpha^{n,m}(t, \vec{r}) = \alpha_2^n + \alpha_1^n \exp\left[-\left(I_0^{n,m}(t, \vec{r}) / \cos(\theta_0) + I_1^{n,m}(t, \vec{r}) / \cos(\theta_1)\right) \cdot y \cdot t / T_a\right]$ – коэффициент ФИП; α_2 и $\alpha_1^n = \alpha_0 K_0^n$ – коэффициенты поглощения подложки и красителя; α_0 – поглощение одной молекулы красителя; ϕ – квантовый выход красителя; $T_a = 1 / (\phi \alpha_0 \max[I_0^{n,m}(t, \vec{r})])$.

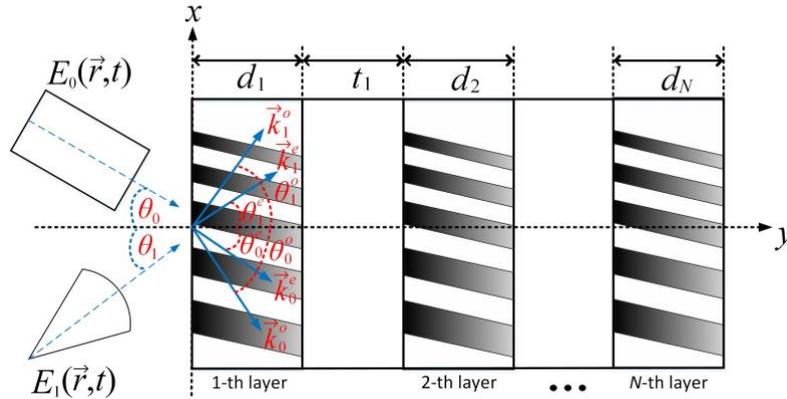


Рис. 1. Схема записи чирпированных МНГДС с КПЖК

При падении двух световых пучков на границу образца, содержащего КПЖК слой, внутри него образуются две интерференционные картины: на обыкновенных и необыкновенных волнах. По принципу голографического формирования, в светлых областях происходит рост полимерной цепи из мономеров, диффундирующих из темных областей, которые в свою очередь вытесняют молекулы ЖК. Дифракционные решетки формируются в каждый момент времени и их профиль может трансформироваться в каждой точке образца. Решение для амплитуды 1-ой гармоники показателя преломления ищется в общем случае из кинетических уравнений фотополимеризационно-диффузионного механизма формирования дифракционных структур в КПЖК и будет складываться из амплитудных профилей полимера и ЖК [4]:

$$n_1^{n,m}(t, y, x) = n_{1p}^{n,m}(t, y, x) + n_{1LC}^{n,m}(t, y, x), \quad (2)$$

где $n_{1p}^{n,m}(t, y, x) = \delta n_p \frac{2^k}{b^{n,m}(t, y, x)} \int_0^t I_{0n}^{n,m}(\tau, y, x) \left[p^{n,m}(t, y, x) k m^{n,m}(t, y, x) - f^{n,m}(t, y, x) (1 + 1.5 \cdot L^{n,m}(\tau, y, x)) \right] d\tau$ и $n_{1LC}^{n,m}(t, y, x) = \delta n_{LC} \frac{D_{LC}}{D_m} \int_0^t f^{n,m}(\tau, y, x) \cdot b_m^{n,m}(\tau, y, x) d\tau$ – амплитудные

профили полимерной и ЖК решеток; δn_{LC} и δn_p – коэффициенты изменения показателя преломления ЖК и полимера; D_{LC} и D_m – коэффициенты диффузии ЖК и

мономера; $b^{n,m}(t, y, x) = \frac{T_p^{n,m}(t, y, x)}{T_m^{n,m}(t, y, x)} \left(1 + \frac{\phi \cdot x}{\phi'} \right)^2$ – соотношение времени полимеризации к

времени диффузии; $T_m^{n,m}(t, y, x) = \left[D_m \cdot |\phi| \right]^{-1}$ – время диффузии, $T_p^{n,m}(t, y, x) =$

$= 1 / \left(K_g K_b^{-k} \left(\alpha_0 \beta \langle K^n \rangle I^{n,m}(t, y, x) \tau_0 \right)^k \right)$ – время полимеризации; $\langle K^n \rangle$ – концентрация

красителя; K_g и K_b – коэффициенты роста и обрыва полимерной цепи; β – параметр реакции фотоинициации; τ_0 – время жизни в возбужденном состоянии;

$$p^{n,m}(t, y, x) = \exp\left[\frac{-2^k}{b^{n,m}(t, y, x)}(1 + L^{n,m}(t, y, x))t\right]; L^{n,m}(t, y, x) = k(k-1)\frac{[m^{n,m}(t, y, x)]^2}{4}; k -$$

параметр степени нелинейности процесса; $b_m^{n,m}(t, y, x) = (1 + \varphi'' x / \varphi')^2 \exp[-s(1 - p^{n,m}(t, y, x))]$; s – параметр скорости изменения диффузии;

$I_{0n}^{n,m}(t, y, x) = I_{sum}^{n,m}(t, y, x) / \max[I_{sum}^{n,m}(t, y, x)]$ – нормированная интенсивность

пучков в n -ом слое, $f^{n,m}(t, y, x) = \frac{2^k}{b^{n,m}(t, y, x)} k \int_0^t p^{n,m}(\tau, y, x) m^{n,m}(\tau, y, x) I_{0n}^{n,m}(\tau, y, x) \exp[-1 \cdot$

$$\cdot \int_{\tau}^t b_m^{n,m}(T, y, x) + \frac{2^k}{b^{n,m}(T, y, x)} I_{0n}^{n,m}(T, y, x) (1 + 1.5 L^{n,m}(T, y, x)) dT] d\tau.$$

По выражению (2) при записи пучками с поляризацией, совпадающими с обыкновенными собственными волнами в образце, были численно рассчитаны профили 1-ой гармоники показателя преломления для двухслойной ГДС. Использовались следующие параметры: $\lambda = 633$ нм, $d_n = 10$ мкм – толщина одного слоя КПЖК, $w_0 = 0.5$ мм – ширина пучка, $\theta_1 = -\theta_0 = 10$ градусов, $k = 0.5$, $s = 1$, $T_a = 1.2$ с⁻¹, $\alpha_2 = 10^{-4}$ Нп/мкм, $\alpha_1 = 0.096$ Нп/мкм, $\delta n_p = 0.006$, $C_n = \delta n_{LC} / \delta n_p = 0.3$, $D_m = 10^{-15}$ м²/с, $\varphi'' = 1.2 \cdot 10^9$.

На рис. 2 приведены кинетики формирования амплитуды первой гармоники показателя преломления при нелинейном ($b = 0.1$) и линейном режиме ($b = 5$) записи на конце слоев ($y = d_n$) для двухслойной ГДС.

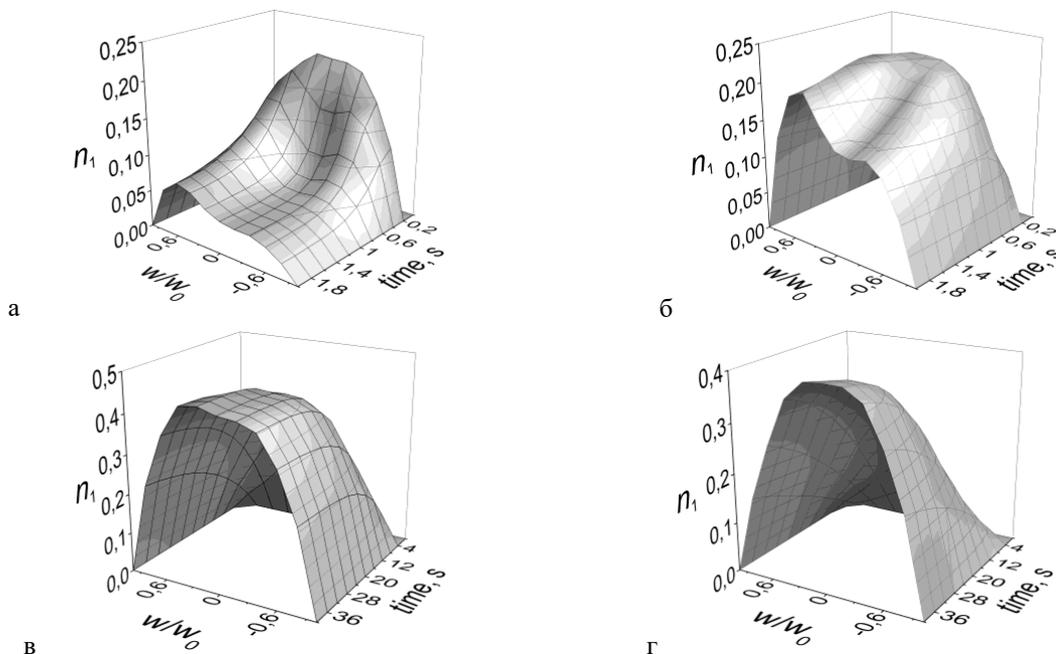


Рис. 2. Кинетики формирования амплитуды первой гармоники показателя преломления при (а, б) нелинейном и (в, г) линейном режиме записи для (а, в) 1-го и (б, г) 2-го слоя двухслойной ГДС

Как видно из рис. 2, при формировании профилей решеток при нелинейном режиме записи, уровень амплитуды начинает спадать во время записи (рис. 2а), однако для 2-го слоя это не так характерно (рис. 2б), что объясняется влиянием оптического

поглощения материала 1-го слоя на формирование 2-го. При формировании в линейном режиме записи амплитуда первой гармоники претерпевает только рост (рис. 2в, г), что обусловлено увеличением вклада диффузионных процессов в формирование профилей. Между тем, период структуры по поперечной координате (X) изменяется вследствие неоднородности фазового фронта записываемого излучения, что обуславливает изменение условий записи и, как следствие, неравномерность профиля, однако, это более заметно при нелинейном режиме записи.

На рис. 3 приведены пространственные профили решеток, сформированные при нелинейном (рис. 3а, б) и линейном (рис. 3в, г) режимах записи для двухслойной ГДС.

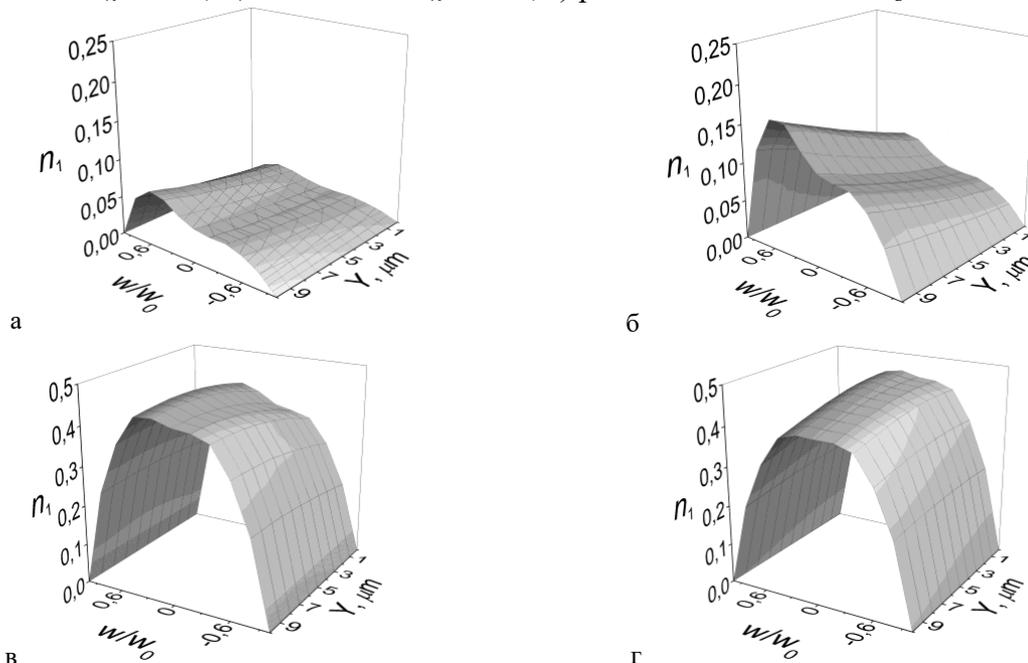


Рис. 3. Пространственные профили решеток для (а, в) 1-го и (б, г) 2-го слоя двухслойной ГДС, сформированные при (а, б) нелинейном и (в, г) линейном режимах записи

Как видно из рис. 3, в обоих режимах записи профили могут быть двумерно неоднородными и отличаться от слоя к слою. Неоднородность по толщине слоев при этом обусловлена влиянием поглощения материала, а асимметрия по поперечной координате обусловлена изменением времени диффузии вследствие изменения периода ГДС.

Таким образом, в результате исследования процесса голографического формирования чирпированных МНГДС в КПЖК было установлено, что при нелинейном и линейном режимах записи профили решеток имеют двумерную неоднородность и могут отличаться от слоя к слою, что обусловлено как влиянием поглощения материала, так и изменением периода ГДС. При нелинейном режиме записи степень отличия профиля решеток по поперечной координате заметно выше, что говорит о большем влиянии изменения периода ГДС на процесс формирования.

Работа выполнена в рамках программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030».

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.И. Дудник, С.Н. Шарангович // Изв. РАН. Сер. Физ. 2021. Т. 85. № 1. С. 14.
2. E.A. Dovolnov, S.N. Sharangovich, J.T. Sheridan // OSA Trends in Optics and Photonics Series. 2005. V. 99. P. 337-342.
3. В.О. Долгирев, С.Н. Шарангович // Изв. РАН. Сер. Физ. 2022. Т. 86. № 1. С. 35.
4. А.О. Семкин, С.Н. Шарангович // Материалы докладов XI Международной научно-практической конференции «ЭСиСУ». 2015. Ч. 1. С. 171–176.

Связанное состояние типа Фабри-Перо в анизотропном фотонном кристалле

С.В. Наболь^{1,2}, П.С. Панкин^{1,2}, Д.Н. Максимов^{1,2}, И.В. Тимофеев^{1,2}

¹Институт физики им Киренского, ФИЦ КНС СО РАН, Красноярск 660036, Россия

²Сибирский Федеральный университет, Красноярск 660041, Россия

st.nabol@gmail.com

Связанное состояние в континууме (ССК) – это неизлучающее собственное состояние открытой системы, чья собственная энергия лежит в непрерывном континууме распространяющихся волн [1]. Теоретически, ССК имеют бесконечную добротность, так как не излучают в окружающее пространство. Для возбуждения и детектирования ССК, необходимо связать ССК с распространяющимися волнами. Тогда ССК превращается в квази-ССК с конечной добротностью [2]. В настоящее время ССК находят множество применений в фотонике, в том числе в лазерных резонаторах, оптических сенсорах и светофильтрах [3],[4].

Исследуемая модель – это ФК структура из чередующихся изотропных и анизотропных слоев с двумя анизотропными дефектными слоями (Рис. 1). Рассматривается случай, когда у-поляризованный свет падает нормально на структуру. Анизотропный ФК прозрачен для у-волн и непрозрачен для х-волн, которые могут локализоваться в дефектных слоях. Путем поворота оптической оси дефектных слоев можно добиться деструктивной интерференции вытекающих из них волн. Получающееся при этом ССК – это ССК типа Фабри-Перо (ФП-ССК) [1]. Такой тип ССК реализуется когда два дефектных слоя эквивалентны двум идеально отражающим зеркалам, как в обычном резонаторе Фабри-Перо.

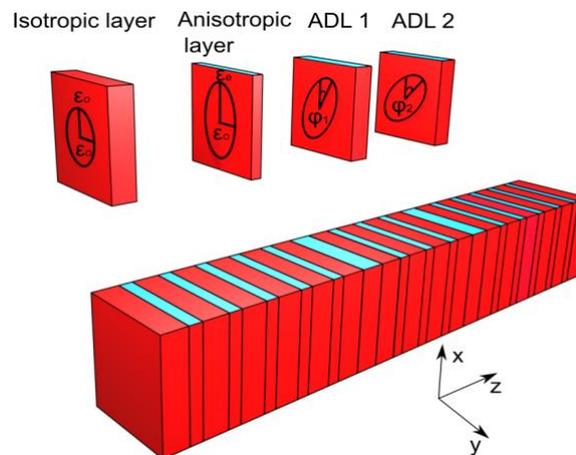


Рис. 1. Модель исследуемой структуры

На рисунке 2 представлен спектр отражения структуры, рассчитанный с помощью метода Берремана, в зависимости от азимутального угла ϕ_1 поворота оптической оси первого дефектного слоя. Красная горизонтальная линия показывает положение дефектной моды, в случае, когда в структуре есть только один дефект, угол поворота которого зафиксирован. Другая красная линия показывает положение дефектной моды, в случае, когда в структуре есть только один дефект, угол поворота

которого меняется. Видно, что резонансные линии в структуре с двумя дефектами испытывают квазипересечение – расталкивание резонансных линий при их прохождении друг через друга. Оно возникает из-за связи двух локализованных мод.

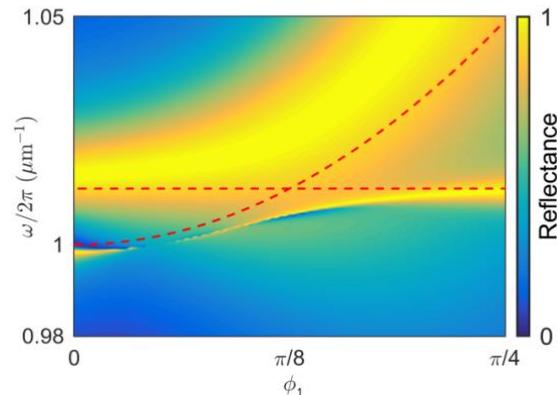


Рис. 2. Спектр отражения структуры для у-поляризованного света

Наличие связи также приводит к реализации ФП-ССК, которое проявляется спектрально в виде коллапса резонансной линии. ФП-ССК возникает из-за деструктивной интерференции вытекающих из дефектных слоев волн. Видно, что, приближаясь или отдаляясь от ССК, можно эффективно управлять шириной резонансной линии, т.е. добротностью резонансной моды. Полученные спектральные особенности могут быть объяснены в рамках временной теории связанных мод [5]. Из рисунка также видно, что высокочастотная резонансная линия уширяется, достигая максимальной ширины при определенном значении угла ϕ_1 . Такая мода называется суперизлучающей. В отличие от ССК, суперизлучающая мода возникает, когда выходящие из дефектных слоев волны интерферируют конструктивно.

В работе было найдено ССК типа Фабри—Перо в ФК структуре с чередующимися изотропными и анизотропными слоями, содержащей два анизотропных дефектных слоя. Полученные результаты могут быть полезны при создании оптических микрорезонаторов с управляемой добротностью.

Работа поддержана грантом Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых - кандидатов наук (МК-4012.2021.1.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. C. W. Hsu et al. // *Nature Reviews Materials* 2016. V. 1. No 9. P. 1
2. P. S Pankin et al. // *Scientific reports* 2020. V. 10. No 1. P. 1.
3. S. Joseph et al. // *Nanophotonics* 2021. V. 10. No 17. P. 4176.
4. S. I. Azzam et al. // *Advanced Optical Materials* 2021. – V. 9. No 1. P. 2001469.
5. S. Fan et al. // *JOSA A* 2003. V. 20. No 3. P. 569.