

МЕТАМАТЕРИАЛЫ И ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ

Оптимизация структуры для получения высокодобротного хирального оптического таммовского состояния

Н.В. Рудакова, И.В. Тимофеев, Р.Г. Бикбаев, С.Я. Ветров..... 3

Долгоживущая блоховская волна в полностью диэлектрическом фотонном кристалле

А.Д. Никитченко, Ж.О. Домбровская, А.Н. Боголюбов 5

Плазмон-поляритон в активном графене над фотонным кристаллом

Д.А. Евсеев, Д.И. Семенцов..... 7

Широкополосные таммовские плазмоны в чирпированных фотонных кристаллах для фотоэлектрохимического расщепления воды

М.В. Пятнов, Р.Г. Бикбаев, И.В. Тимофеев, И.И. Рыжков, С.Я. Ветров..... 9

Таммовские плазмон-поляритоны для органических солнечных элементов

Р.Г. Бикбаев, Д.А. Пыхтин, С.Я. Ветров, И.В. Тимофеев, В.Ф. Шабанов 11

Исследование дифракции света на многослойных неоднородных голографических ФПМ-ЖК дифракционных структурах

В.О. Долгирев, С.Н. Шарангович 13

Модификация взаимодействия электрона с собственным полем излучения в одномерных фотонных кристаллах с большим показателем преломления

А.И. Гарифуллин, Р.Х. Гайнутдинов, М.А. Хамадеев..... 17

Влияние постоянного электрического поля на циркулярный фотогальванический эффект в анизотропной графеновой сверхрешетке при нормальном падении

П.В. Бадикова, Д.В. Завьялов, В.И. Конченков 21

Усиление поглощения электромагнитного излучения в GaAs/AlGaAs-гетероструктуре в присутствии частиц-микрорезонаторов SiC на поверхности

Л.Н. Григорьева, В.С. Кривобок, А.Д. Кондорский, Д.А. Пашикев, Е.А. Екимов, А.Д. Шабрин, Д.А. Литвинов, С.А. Колосов, М.А. Чернопицкий, А.В. Клековкин, П.А. Фориш 23

Усиление фотокаталитической активности диэлектрических и металл-диэлектрических наночастиц за счет локализации электромагнитных полей

С.Р. Пономарева, Е.А. Гурвиц, К.С. Ладутенко 25

Магнитный фотонный кристалл с гибридным магнитооптическим резонансом для одновременного измерения объемного и поверхностного показателя преломления

*П.В. Головки, Д.О. Игнатьева, П.О. Капралов, П.В. Шилина, А.Е. Храмова,
С. Секацкий, М. Нюр-Е-Алам, К. Аламех, М. Васильев, А.Н. Калиш, В.И. Белотелов 27*

Оптимизация структуры для получения высокодобротного хирального оптического таммовского состояния

Н.В. Рудакова^{1,2}, И.В. Тимофеев^{1,2}, Р.Г. Бикбаев^{1,2}, С.Я. Ветров¹

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

²Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

Natalya-V-Rudakova@iph.krasn.ru

В последнее время актуальным вопросом в фотонике стало получение высокодобротного локализованного состояния света на границе двух материалов. Если локализация поля на границе фотонного кристалла сохраняется при углах, меньших угла полного внутреннего отражения, то есть при малом волновом числе вдоль границы, выше светового конуса, то такое локализованное состояние является оптическим таммовским состоянием (ОТС) [1]. Это явление аналогично таммовскому состоянию электронов на границе полупроводника. Состояние, полученное с помощью хирального материала, например, при добавлении в гибридную структуру холестерического жидкого кристалла (ХЖК), будет называться хиральным оптическим таммовским состоянием (ХОТС) [2]. Получение такого состояния, а также оптимизация характеристик структуры для усиления добротности состояния становятся актуальными исследованиями на сегодня. Использование метаповерхностей и различных типов зеркал для получения ХОТС увеличивает возможности для оптимизации и управления полученным состоянием.

Рассмотрим границу раздела между холестериком и сохраняющим поляризацию анизотропным зеркалом (СПАЗ) [3], на которой возникает ХОТС [4]. Холестерический жидкий кристалл – оптическая хиральная среда, обладающая непрерывной винтовой симметрией тензора диэлектрической проницаемости. Для ХЖК даны следующие параметры: шаг холестерика составляет $p = 0.46$ мкм, $L = 4$ мкм – общая толщина слоя ХЖК, показатели преломления обыкновенного и необыкновенного лучей $n_{\parallel} = n_o^c = \sqrt{\varepsilon_{\parallel}^c} = \sqrt{\varepsilon_o^c} = 1.45$ и $n_{\perp} = n_e^c = \sqrt{\varepsilon_{\perp}^c} = \sqrt{\varepsilon_e^c} = 1.75$.

Многослойное СПАЗ представляет собой структуру, состоящую из чередующихся идентичных одноосных диэлектрических слоев с различными показателями преломления обыкновенного n_o^p и необыкновенного n_e^p лучей, $\bar{\varepsilon}^p = (\varepsilon_o^p + \varepsilon_e^p)/2$ – среднее арифметическое диэлектрических проницаемостей. Элементарная ячейка структуры состоит из пары слоев, оптические оси которых расположены ортогонально друг другу: вертикально и горизонтально (V-H). Число слоев СПАЗ равно N^p , период структуры $2a$, где a – толщина одного слоя. Для определенности положим $a = 117$ нм; $n_o^p = \sqrt{\varepsilon_o^p} = 1.45$ и $n_e^p = \sqrt{\varepsilon_e^p} = 1.75$, рассматриваемый СПАЗ содержит $N^p = 20$ слоев, длина оптического пути составляет $D = aN^p (n_e^p + n_o^p)$.

Численные исследования спектра отражения, полученного с помощью прямого расчета методом матрицы переноса Берремана [5] показывают, что на границе между ХЖК и СПАЗ возникает хиральное оптическое таммовское состояние. Соответственно, наблюдается сильное локализованное электрическое поле и резкий резонанс, который также может быть эффективно перестроен по частоте. Добротность полученного состояния составляет $Q \approx 1500$. Однако, такую гибридную структуру сложно реализовать экспериментально из-за трудности изготовления большого числа слоев СПАЗ. Цель данной работы в том, чтобы, уменьшив число слоев многослойной структуры, сохранить добротность хирального оптического таммовского состояния. Один из способов состоит

в том, что при уменьшении числа слоев СПАЗ в структуру добавляется метаповерхность [6], как показано на рисунке 1а.

Метаповерхность состоит из массива прямоугольных золотых нанокирпичей, расположенных на 100-нанометровом слое диоксида кремния SiO_2 , нанесенного на отражающую золотую пластинку толщиной 200 нм. Нанокирпичи имеют размеры: длина 190 нм, ширина 70 нм, толщина 70 нм и повернуты на угол 45° относительно оси. Схематическое изображение метаповерхности представлено на рисунке 1б.

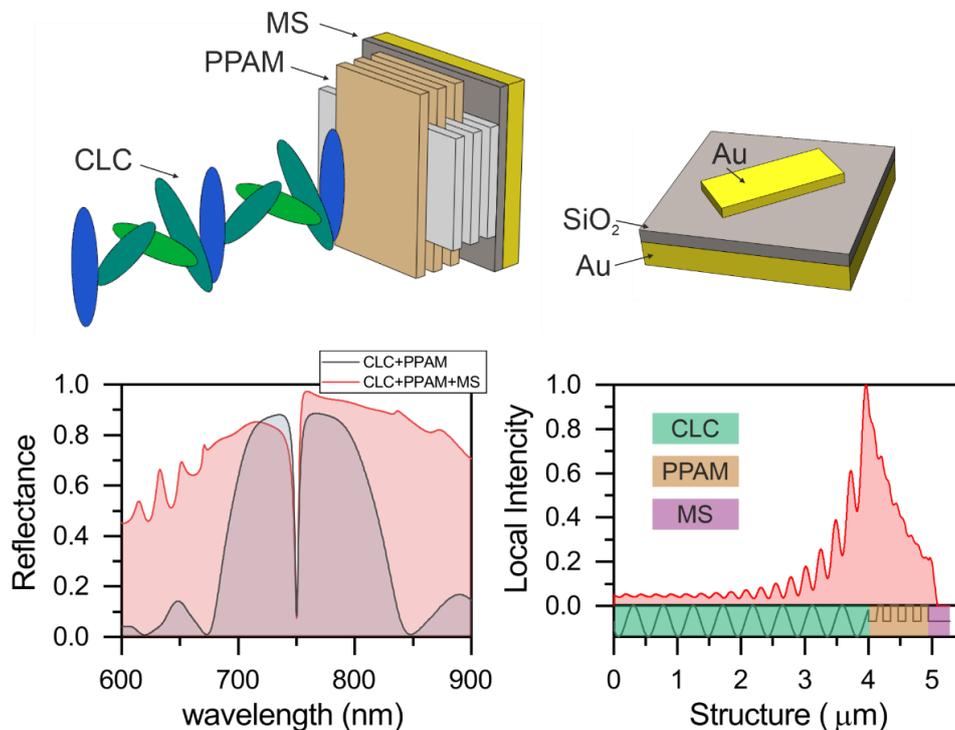


Рис. 1. а) Модель гибридной структуры для получения высокодобротного ХОТС состоящая из холестерика, СПАЗ и метаповерхности; б) схематичное изображение метаповерхности в) спектры отражения для структуры, состоящей из холестерического жидкого кристалла и СПАЗ имеющего толщину 20 слоев (черная линия), а также при уменьшении числа слоев СПАЗ до 8 и добавлении в структуру метаповерхности (красная линия); г) локализация поля, для полученного ХОТС и его положение в гибридной структуре.

На рисунке 1в для сравнения приведены спектры отражения для структуры, состоящей из ХЖК и СПАЗ, содержащего 20 слоев (черная линия), а также для структуры, в которой число слоев СПАЗ уменьшено до 8, но была добавлена метаповерхность (красная линия). Из сравнения спектров отражения можно увидеть, что добротности ХОТС в обоих случаях практически одинаковы.

Таким образом, добротность ХОТС, возникающего на границе ХЖК и СПАЗ, не изменяется при уменьшении числа слоев СПАЗ и одновременном добавлении в структуру метаповерхности с золотыми нанокирпичами.

Исследование поддержано РФФИ № 19-52-52006, № 19-42-240004.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.A. Kaliteevski et al. // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. P. 165415.
2. И.В. Тимофеев, С.Я. Ветров, // Письма в ЖЭТФ 2016 Т. 104, В. 6, С. 393–397.
3. N.V Rudakova et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. P. 10.
4. N.V Rudakova et al. // Crystals, 2019, 9(10).
5. D.W. Berreman // J. Opt. Soc. Am. 1972, 62, 502.
6. M.-Y. Lin et al. // Materials 2021, 14, 2788.

Долгоживущая блоховская волна в полностью диэлектрическом фотонном кристалле

А.Д. Никитченко, Ж.О. Домбровская, А.Н. Боголюбов
Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова
nikitchenko.ad15@physics.msu.ru

Для повышения быстродействия вычислительной техники требуется разработка элементной базы, основанной на новых физических принципах. В качестве одного из перспективных направлений в последние годы рассматривается использование интегральной фотоники.

Важнейшей характеристикой для устройств интегральной фотоники является время жизни связанного состояния. При этом требуется, чтобы оно было как можно более долгим. Связанные состояния в структурах интегральной фотоники можно создавать разными способами, используя разные физические явления. Целью работы было показать перспективность применения структур, основанных на использовании блоховских поверхностных волн (БПВ), создаваемых при прохождении излучения через фотонный кристалл [1, 2].

В [3] была зарегистрирована долгоживущая БПВ на поверхности одномерного фотонного кристалла, расположенного на границе раздела «воздух-SiO₂». Фотонный кристалл состоит из 7 пар слоев SiO₂ и Ta₂O₅ шириной 160 и 112 нм соответственно. Поверх последнего слоя Ta₂O₅ находится слой SiO₂ толщиной 260 нм.

В данной работе проведена количественная оценка времени жизни БПВ в описанной структуре. с использованием пакета Comsol Multiphysics была найдена зависимость времени жизни БПВ от угла падения в описанной структуре. Для этого сначала была рассчитана зависимость коэффициента отражения от длины волны и угла падения.

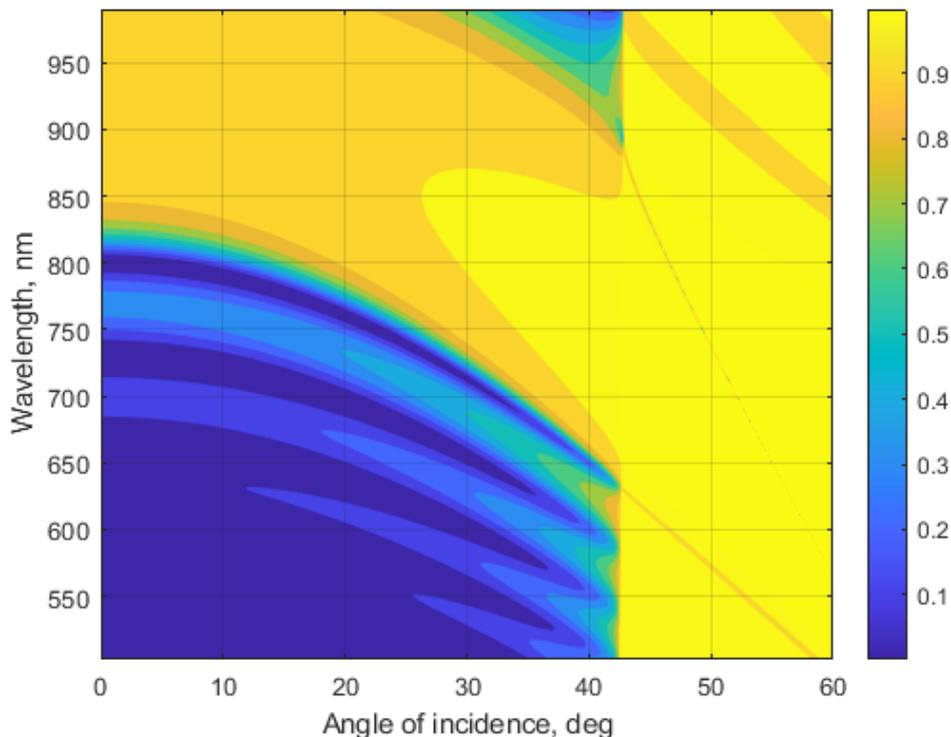


Рис. 1. Зависимость коэффициента отражения от угла падения и длины волны.

Для этого в пакете Comsol Multiphysics была рассчитана зависимость отражения от длины волны и угла падения излучения (рис. 1). При угле падения больше 420 свет испытывает полное внутреннее отражение. Видны узкие провалы в запрещенной зоне, которые соответствуют возбуждению поверхностных волн Блоха.

По спектру отраженного импульса было получено его представление во времени. Проведена оценка время жизни связанного состояния по кросскорреляционной функции падающего и отраженного импульса. Зависимость времени жизни связанного состояния от угла падения приведена на рис. 2.

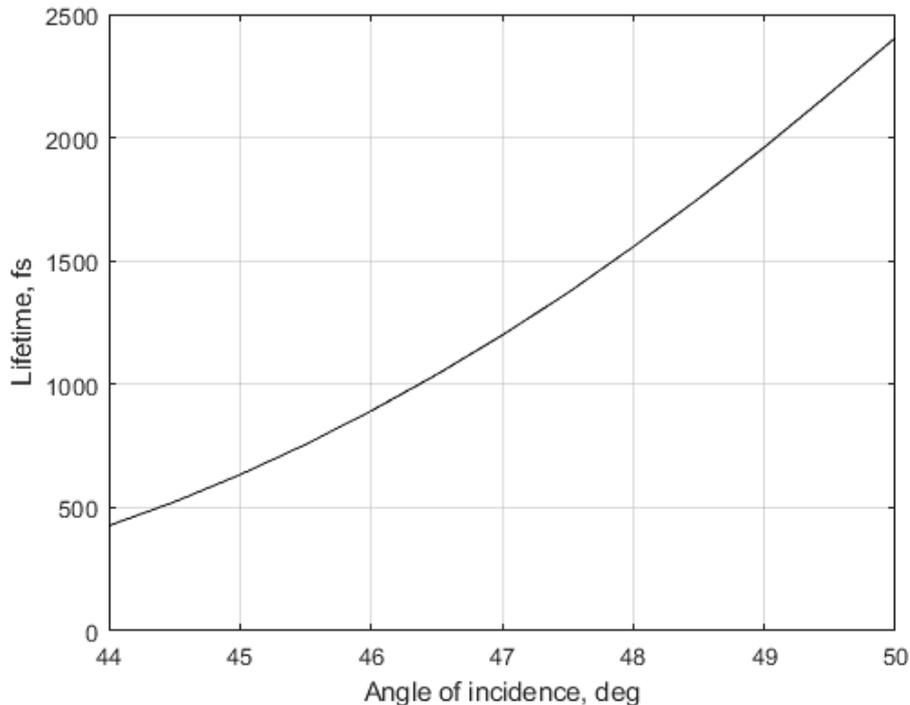


Рис. 2. Зависимость времени жизни связанного состояния от угла падения.

Такое большое время жизни показывает, что на основе подобных структур можно изготавливать перспективные устройства интегральной фотоники с хорошими характеристиками.

Кроме того, была рассчитана зависимость от угла падения и длины волны коэффициента поглощения, который показывает какая доля энергии падающего импульса перешла в связанное состояние. Максимальное значение коэффициента поглощения в области резонанса составило 0.88, среднее значение около 0.44. Это говорит, о том, что структуры, поддерживающие поверхностные волны Блоха, эффективны в передаче энергии связанному состоянию.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 19-01-00593).

ЛИТЕРАТУРА

1. Yeh P., et al. // Appl. Phys. Lett. 1978. V. 32. P. 104.
2. Robertson W.M., May M.S. // Appl. Phys. Lett. 1999. V. 74. P. 1800.
3. Popkova A.A. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2020. V. 1461. P. 012134.
4. W. L. Barnes et al. // Nature 2003. V. 424. P. 824
5. S. Kawata et al. // Nature Photonics 2009. V. 3. P. 388

Плазмон-поляритон в активном графене над фотонным кристаллом

Д.А. Евсеев, Д.И. Семенцов
Ульяновский государственный университет
Comrade-dmitriy@mail.ru

В последнее время активно развивается идея использования материалов в неравновесном состоянии в задачах фотоники и плазмоники. Одним из примеров такого использования является возбужденный графен, в котором реализуется инверсная населенность уровней. Проводимость слоя активного графена задается выражением

$$\sigma = \frac{2e^2 k_b T \tau}{\pi \hbar^2 (1 - i\omega\tau)} \ln \left(1 + e^{\frac{E_F}{k_b T}} \right) + \frac{e^2}{4\hbar^2} \left(\operatorname{tgh} \left(\frac{\hbar\omega - 2E_F}{4k_b T} \right) - \frac{i}{2\pi} \ln \left(\frac{(\hbar\omega + 2E_F)^2}{(\hbar\omega + 2E_F)^2 + (k_b T)^2} \right) \right), \quad (1)$$

в котором действительная часть, отвечающая за поглощение и выделение энергии, отражает неравновесное распределение носителей заряда в разрешенных зонах графена [1-4]. Действительная и мнимая части проводимости графена представлены на рис. 1.

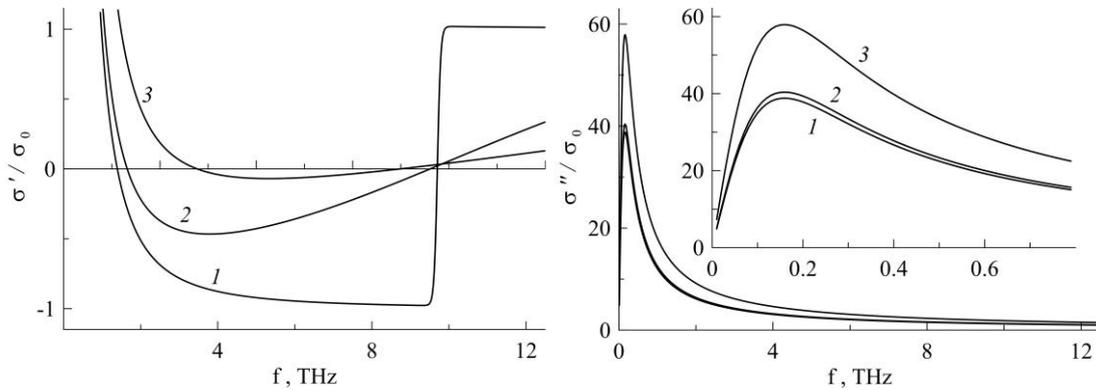


Рис. 1. Проводимость активного графена при температурах $T = 1, 100, 300$ К (1,2,3).

Нас будет интересовать область частот, в которой действительная часть проводимости отрицательна, так как в рассматриваемых условиях становится возможна накачка волны энергией, запасенной возбужденными носителями заряда. В задаче рассматривается поверхностная электромагнитная волна на границе диэлектрического фотонного кристалла (ФК) с воздухом. На границе находится слой активного графена, который позволяет поддерживать существование поверхностного плазмон-поляритона и усиливать его. Предположим, что над каждым из слоев ФК независимо распространяются плазмон-поляритоны с разной величиной констант распространения β_j . Для них можно записать следующие дисперсионные соотношения:

$$\frac{\varepsilon_1}{\sqrt{\beta_1^2 - k_0^2 \varepsilon_1}} + \frac{\varepsilon_3}{\sqrt{\beta_1^2 - k_0^2 \varepsilon_3}} + i \frac{4\pi\sigma}{\omega} = 0, \quad \frac{\varepsilon_2}{\sqrt{\beta_2^2 - k_0^2 \varepsilon_2}} + \frac{\varepsilon_3}{\sqrt{\beta_2^2 - k_0^2 \varepsilon_3}} + i \frac{4\pi\sigma}{\omega} = 0. \quad (2)$$

Величины $\varepsilon_{1,2,3}$ определяют диэлектрическую проницаемость (ДП) каждой из сред. Из-за разницы значений ДП слоев в ФК характеристики плазмон-поляритонов будут существенно различаться, хотя в целом распределение волнового поля должно быть периодически по структуре. Из граничных условий и условий периодичности для полей на границах между слоями ФК вытекает дисперсионное соотношение для эффективной константы распространения:

$$\kappa d = \arccos \left(\cos(\beta_1 \alpha d) \cos(\beta_2 (1-\alpha) d) - \frac{1}{2} \left(\frac{\beta_2 \varepsilon_1}{\beta_1 \varepsilon_2} + \frac{\beta_1 \varepsilon_2}{\beta_2 \varepsilon_1} \right) \sin(\beta_1 \alpha d) \sin(\beta_2 (1-\alpha) d) \right), \quad (3)$$

где d - период ФК, α - доля первого слоя в периоде кристалла.

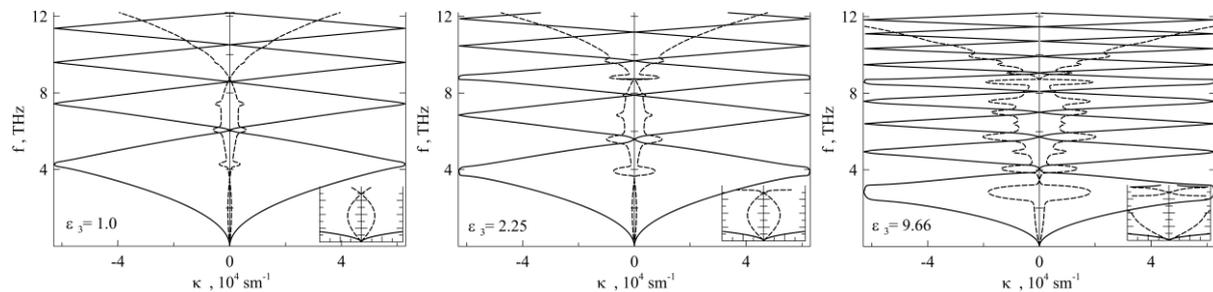


Рис. 2. Зонная структура ФК с активным графеном при различных значениях ДП покровного слоя над границей.

В качестве материалов слоев ФК рассматриваются карбид кремния ($\varepsilon_1 = 9.66$) и оксид кремния ($\varepsilon_2 = 2.25$). Слой графена в данной модели предполагается бесконечно тонким бездефектным проводящим слоем на границе ФК. Плоскость слоя графена перпендикулярна границам слоев диэлектриков. Плазмон-поляритон в данной задаче распространяется вдоль листа графена, но поперек слоев кристалла. Эффективный показатель преломления структуры принимает следующий вид.

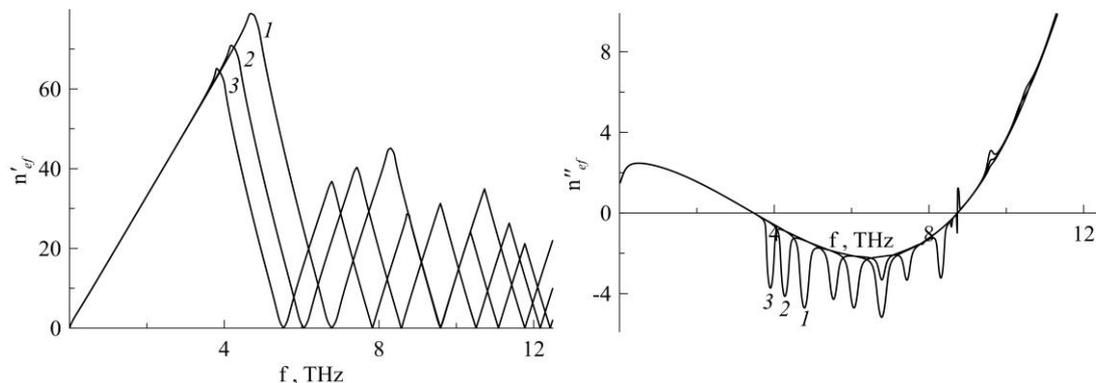


Рис. 3. Эффективный показатель преломления ФК при разном его периоде.

В докладе будут представлены основные характеристики плазмон-поляритонов рассматриваемой структуры: глубины проникновения в среды, групповые и фазовые скорости, длина пробега волн. Работа проводится при финансовой поддержке Минобрнауки России (госзадание 0830-2020-0009).

ЛИТЕРАТУРА

1. W.Xu et al. // OPTICS EXPRESS. 2015. V. 23. No 4. P. 5147.
2. О.В. Полищук, Д.В. Фатеев, В.В. Попов. // Физика и техника полупроводников. 2015. Т. 51. В. 11. С. 1514.
3. М.Ю. Морозов, И.М. Моисеенко, В.В. Попов. // Письма в ЖТФ. 2016. Т 42. В. 1. С. 80.
4. О.В. Полищук, Д.В. Фатеев, В.В. Попов. // Физика и техника полупроводников. 2018. Т. 52. В. 12. С. 1430.

Широкополосные таммовские плазмоны в чирпированных фотонных кристаллах для фотоэлектрохимического расщепления воды

М.В. Пятнов^{1,3}, Р.Г. Бикбаев^{1,3}, И.В. Тимофеев^{1,3}, И.И. Рыжков^{2,3}, С.Я. Ветров^{1,3}

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

²Институт вычислительного моделирования СО РАН – обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН

³Сибирский федеральный университет

MaksPyatnov@yandex.ru

Водород – идеальный элемент для транспорта, хранения и производства электроэнергии с нулевым выбросом углерода. Эти свойства объясняются его очень высокой плотностью энергии (120 МДж/кг), которая в 2,5 раза выше, чем у традиционных ископаемых видов топлива, таких как метан, бензин и дизельное топливо.

Расщепление воды под действием солнечного света для производства водорода является многообещающим способом реализации экологически безопасного преобразования энергии из возобновляемых источников. Фотокаталитические гетеросистемы, применяемые для расщепления воды, используют электронно-дырочное разделение внутри катализатора с дополнительным участием полуреакций выделения кислорода или водорода [1].

Первоочередной задачей в разделении воды является изготовление структур с высокой эффективностью преобразования солнечной энергии. Предложен ряд фотокаталитических конструкций для производства «чистого» водорода, в которых используются различные диапазоны солнечного излучения.

Перспективным способом увеличения эффективности индуцированного светом расщепления воды является введение плазмонно-активных наноструктур в конструкции фотокатализаторов [2]. Такие объекты значительно увеличивают поглощение света и способствуют эффективному разделению воды за счет инжекции горячих электронов, созданных плазмонами, в каталитическую среду.

Неоднократно продемонстрированы абсорбционные свойства структур на основе таммовских плазмон-поляритонов (ТПП) [3]. ТПП представляет собой моду, локализованную между металлическим и брэгговским зеркалами, которая проявляется в виде резонансной линии в энергетических спектрах структуры. Недавно было предложено понятие широкополосного ТПП, который локализован на границе брэгговского отражателя и металла с сильным поглощением, например, Al, Cr, Ti [4]. Особенность такого широкополосного ТПП является то, что ширина резонанса в спектре сопоставима с шириной самой запрещенной зоны брэгговского отражателя.

На основе данной идеи недавно был предложен широкополосный планарный фотоприемник горячих электронов в инфракрасной области, который состоит из кремниевой подложки, брэгговского отражателя и двух тонких 8-нм слоёв полупроводника (Si) и металла (TiN) [5]. Падение солнечного излучения осуществляется на TiN. Сравнение абсорбционных свойств структур на основе Au и TiN убедительно показало превосходство последнего в качестве элемента поглощения.

В рамках данной работы мы изучили свойства аналогической структуры, однако регулярное брэгговское зеркало с постоянным периодом было заменено чирпированным зеркалом, период которого уменьшается по мере удаления от металлического слоя. Цели чирпирования заключались в расширении спектральной области отражения многослойного зеркала, и как следствие, увеличению области поглощения таммовского плазмон-поляритона.

На рис. 1а показаны сравнительные спектры отражения регулярного периодического зеркала из работы [5], имеющего 15 периодов $\text{TiO}_2/\text{Al}_2\text{O}_3$, и того же зеркала, период которого уменьшается по мере удаления от источника излучения. Расчёт выполнен с использованием широко известного матричного метода Берремана. Видно увеличение ширины фотонной запрещённой зоны. На рис. 1б продемонстрировано сравнение поглощения структуры из работы [5] и той же структуры только с chirпированным зеркалом. К сожалению, не удается возбудить такой ТПП, чтобы он заполнил всю запрещённую зону chirпированного зеркала, что связано с возбуждением краевой моды, ярко проявившейся в спектре на длине волны 920 нм. Тем не менее, сравнение спектральных поглощений обеих структур в области от 750 нм до 1450 нм показало, что оно увеличивается с 44 % до 56 %.

Полученные результаты позволяют предполагать, что исследуемая структура сможет послужить в качестве фотокаталитической конструкции для производства «чистого» водорода.

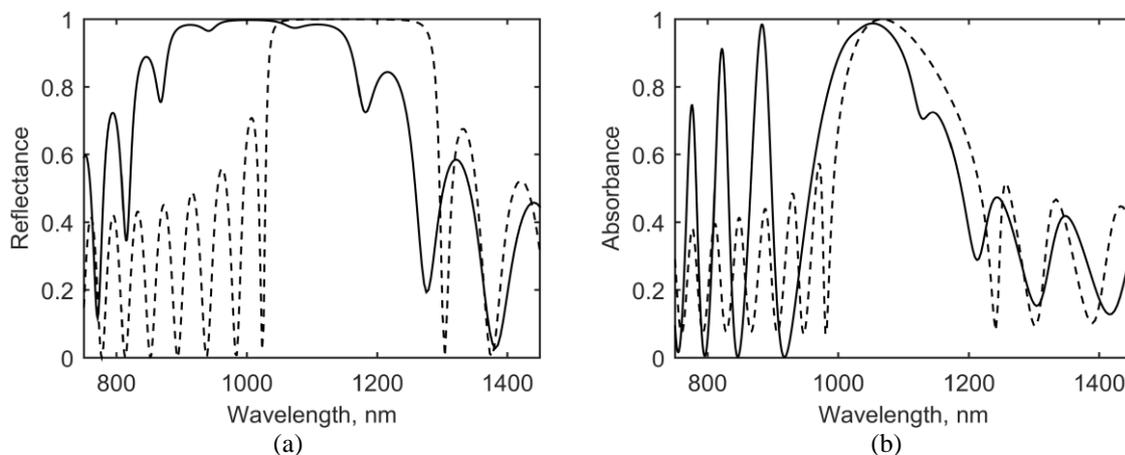


Рис. 1. (а) Отражение регулярного периодического зеркала из 15 периодов $\text{TiO}_2/\text{Al}_2\text{O}_3$, толщины слоёв 115 нм и 170 нм соответственно (штриховая линия) и chirпированного зеркала, толщины слоёв которого меняются от 75 нм до 115 нм и от 130 нм до 170 нм (сплошная линия). (б) Поглощение структуры с регулярным зеркалом (штриховая линия) и chirпированным зеркалом (сплошная линия).

ЛИТЕРАТУРА

1. Y. Lan et al. // Nano Energy 2013. V. 2, P. 1031–1045.
2. L. Mascaretti, et al. // Advanced Materials. 2019. 31, P. 1805513.
3. M.A. Kaliteevski, et al. // Phys.Rev.B. 2007.v.76. p.165415.
4. A. M. Vyunishev et al. // JOSA B. 2019. V. 36. P. 2299-2305.
5. J. Wang et al. // Nanoscale 2020. V. 12. P. 23945-23952.

Таммовские плазмон-поляритоны для органических солнечных элементов

Р.Г. Бикбаев^{1,2}, Д.А. Пыхтин², С.Я. Ветров^{2,1}, И.В. Тимофеев^{1,2}, В.Ф. Шабанов¹

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

²Сибирский Федеральный Университет

bikbaev@iph.krasn.ru

Развитие солнечной энергетики идет по пути увеличения эффективности преобразования энергии, параллельно решая задачи увеличения надежности и снижения себестоимости солнечных элементов. Органические солнечные элементы (ОСЭ) на основе сопряженных полимеров привлекают к себе все большее внимания в связи с их низкой стоимостью, легкостью изготовления и малым весом. ОСЭ содержат объемный гетеропереход, вследствие чего идет поиск компромисса между эффективностями поглощения фотонов и транспортировки носителей заряда. В этом случае толщина активного слоя составляет не больше 100 нм, что значительно ограничивает эффективность поглощения падающего света. В связи с этим широкое распространение получили методы увеличения поглощения в активном слое за счет внедрения в него плазмонных частиц (серебро, золото, медь) или сопряжения ОСЭ с фотонным кристаллом [1].

Новой является идея использования допированного наночастицами активного элемента в качестве зеркала [2] (см. рис. 1). В этом случае на границе активного слоя и фотонного кристалла локализуется таммовский плазмон-поляритон (ТПП) [3].

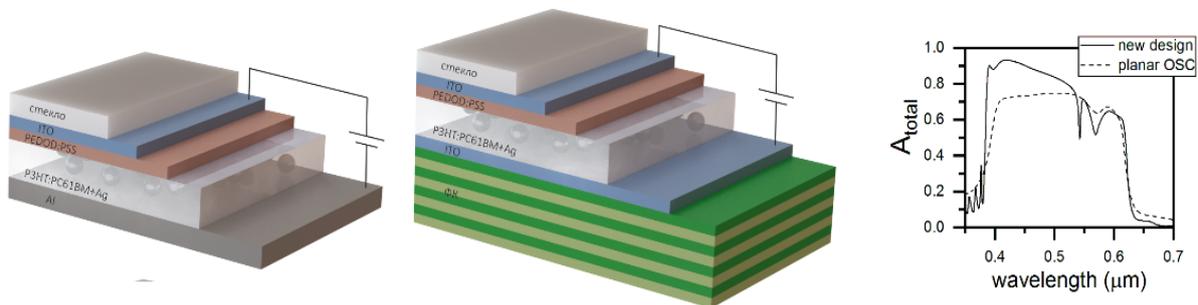


Рис. 1. Схематичное изображение ОСЭ, допированного плазмонными наночастицами (слева), ОСЭ на ТПП (в центре) и зависимости интегрального поглощения в активном слое от длины волны падающего излучения (справа).

Исследуемая нами структура содержит активный слой из P3HT:PC61BM толщиной 50 нм, допированный серебряными наночастицами с объемной концентрацией 20%. В качестве контактов использованы пленки ITO с толщинами 15 нм и 45 нм. Элементарная ячейка фотонного кристалла (ФК) сформирована из двуокиси кремния (SiO₂) и двуокиси титана (TiO₂) с толщинами 75 нм и 40 нм, соответственно. Методом трансфер-матрицы было рассчитано интегральное поглощение в активном слое, нормированное на солнечный спектр. Показано, что в предложенной модели ОСЭ интегральное поглощение в исследуемом интервале длин волн увеличивается на 10% [4], в сравнении с аналогичным планарным ОСЭ (см. рис. 1).

Важно отметить, что если ширина запрещенной зоны фотонного кристалла уже, чем область металлоподобности активного слоя, то часть излучения будет проходить через ФК, не отражаясь от него. В этом случае полоса отражения ФК может быть уширена за счет нанесения на её нижнюю границу дополнительного металлического слоя (см. рис. 2a) или многослойного зеркала (см. рис. 2b). На первом этапе нами было

исследовано влияние толщины металлической пленки на величину интегрального поглощения в активном слое. Результаты расчета приведены на рис. 2с. Мы ограничились рассмотрением пленок алюминия и серебра. Величина интегрального поглощения в активном слое составила 56.98% и 57.39%, соответственно. Спектры поглощения светочувствительного слоя при этих параметрах приведены на вставке рисунка 2а.

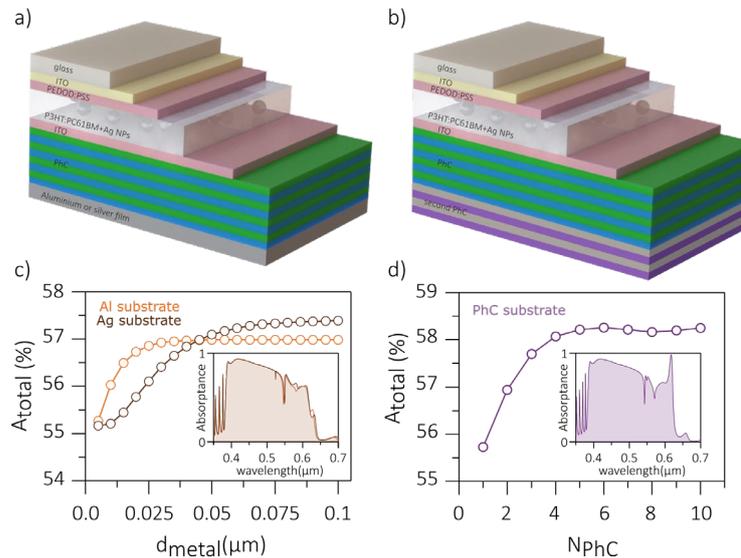


Рис. 2. Схематическое изображение органического солнечного элемента на основе таммовского плазмон-поляритона в сочетании с (а) металлическими или (б) диэлектрическими подложками. Зависимость интегрального поглощения в слое нанокompозита от толщины (в) металлической и (г) диэлектрической подложки.

Несомненно, такой подход позволяет повысить эффективность солнечных элементов, однако потери в таких структурах неизбежны. В связи с этим нами были исследованы спектры поглощения структура, в которой ФК сопряжен со вторым многослойным зеркалом (см. Рис. 2б). В этом случае запрещенная зона второго фотонного кристалла частично перекрывалась с запрещенной зоной исходного фотонного кристалла. Таким образом, обеспечивалось широкополосное отражение от 350 до 700 нм. На рисунке 2д показана зависимость интегрального поглощения в активном слое от числа периодов второго фотонного кристалла. Из рисунка видно, что, в отличие от всех ранее рассмотренных случаев, можно добиться увеличения поглощения в диапазоне от 600 до 620 нм, что обеспечивает дополнительное увеличение интегрального поглощения до 58.24% при $N = 5$. В данном случае интегральное поглощение, в сравнении с исходной структурой, увеличилось на 15% [5].

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых № МК-46.2021.1.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. Qing-Dong Ou et.al. // Adv. Sci. 2016. V. 3. P. 1600123.
2. С.Я. Ветров, Р.Г. Бикбаев, И.В. Тимофеев // ЖЭТФ. 2013. Т. 144. С. 112939.
3. M. Kaliteevski et.al. // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. P. 165415.
4. Р.Г. Бикбаев и др // ДАН. 2020. Т. 492. С. 54-57.
5. R.G. Bikbaev et.al. // Appl. Opt. 2021. V. 60. P. 333843.

Амплитудные профили пучков E_j^m находятся из решения системы уравнений связанных волн (УСВ) в частных производных [4]:

$$\mathbf{N}_{r_0}^m(\mathbf{r}, E) \cdot \nabla E_0^m(\mathbf{r}, E) = -iC_1^m(\mathbf{r}, E)E_1^m(\mathbf{r}, E)n_n(\mathbf{r}) \exp(i\Delta\mathbf{K}^m \cdot \mathbf{r}), \quad (1)$$

$$\mathbf{N}_{r_1}^m(\mathbf{r}, E) \cdot \nabla E_1^m(\mathbf{r}, E) = -iC_0^m(\mathbf{r}, E)E_0^m(\mathbf{r}, E)n_n(\mathbf{r}) \exp(-i\Delta\mathbf{K}^m \cdot \mathbf{r}), \quad (2)$$

где $E_j^m(\mathbf{r})$ – амплитудные профили пучков, $\mathbf{N}_{r_j}^m$ – групповые нормали, $C_j^m(\mathbf{r}, E)$ – амплитудные коэффициенты связи, $n_n(\mathbf{r})$ – нормированный амплитудный профиль показателя преломления структуры, $\Delta\mathbf{K}$ – вектор фазовой расстройки.

Входящие в выражения (1) и (2) коэффициенты связи определяются, как:

$$C_0^m(\mathbf{r}, E) = \frac{1}{4} \frac{\omega}{c_c n_0^m(\mathbf{r}, E)} \mathbf{e}_1^m(\mathbf{r}, E) \cdot \Delta\hat{\varepsilon} \cdot \mathbf{e}_0^m(\mathbf{r}, E), \quad C_1^m(\mathbf{r}, E) = \frac{1}{4} \frac{\omega}{c_c n_1^m(\mathbf{r}, E)} \mathbf{e}_0^m(E) \cdot \Delta\hat{\varepsilon} \cdot \mathbf{e}_1^m(\mathbf{r}, E),$$

где $n_0^{n,m}(\mathbf{r}, E) = n_{lc}^0 n_{lc}^e \cdot \left[n_{lc}^{e^2} \cdot \sin^2(\varphi_E^{ext}(\mathbf{r}, E) - \theta_0^m) + n_{lc}^{0^2} \cdot \cos^2(\varphi_E^{ext}(\mathbf{r}, E) - \theta_0^m) \right]^{-0.5}$, $n_1^{n,m}(\mathbf{r}, E) = n_{lc}^0 n_{lc}^e \cdot \left[n_{lc}^{e^2} \cdot \sin^2(\varphi_E^{ext}(\mathbf{r}, E) - \theta_1^m) + n_{lc}^{0^2} \cdot \cos^2(\varphi_E^{ext}(\mathbf{r}, E) - \theta_1^m) \right]^{-0.5}$, $\Delta\hat{\varepsilon}$ – амплитуда основной гармоники возмущения тензора диэлектрической проницаемости, n_{lc}^e и n_{lc}^0 – необыкновенный и обыкновенный показатели преломления ЖК, c_c – скорость света в вакууме, ω – угловая частота световых волн, $\varphi_E^{ext}(E)$ – угол поворота капсул ЖК в КПЖК, который может быть найден как [4]:

$$\varphi_E^{ext}(\mathbf{r}, E) = \frac{1}{2} \arctg \left[\frac{\cos(2\varphi_0)}{e^2(\mathbf{r}) + \sin(2\varphi_0)} \right],$$

где φ_0 – угол между вектором напряжённости электрического поля и директором капсулы при $E=0$, $e^2(\mathbf{r}) = E(\mathbf{r})R\sqrt{\Delta\bar{\varepsilon}/K_{33}(5.7\delta^2 + 2.1\lambda_k)}$ – параметр, характеризующий действие электрического поля на биполярную капсулу ЖК, R – радиус капли, δ – эксцентриситет капсулы, $\lambda_k = RW_\alpha / K_{33}$ – параметр поверхностного сцепления, W_α – коэффициент азимутального поверхностного сцепления, $\Delta\bar{\varepsilon}$ – эффективная диэлектрическая анизотропия биполярной капсулы.

Критическая напряженность электрического поля фотоиндуцированного перехода Фредерикса, при котором происходит вращение директора ЖК определяется как [4]:

$$E_c = \frac{\pi}{d} \sqrt{\frac{K_{33} \cdot 8\pi}{\varepsilon_{lc}^e - \varepsilon_{lc}^0}},$$

где $\varepsilon_{lc}^e = (n_{lc}^e)^2$ и $\varepsilon_{lc}^0 = (n_{lc}^0)^2$ – компоненты тензора, измеренные при продольной и поперечной ориентации директора ЖК.

Взаимодействие световых полей 0-го и 1-го дифракционных порядков в n -м слое МНГДС представляется в виде [5]:

$$\mathbf{E}^{n,m} = \mathbf{T}^{n,m} \cdot \mathbf{E}^{n-1,m}, \quad (3)$$

где $\mathbf{E}^{n,m} = \begin{bmatrix} E_0^{n,m} \\ E_1^{n,m} \end{bmatrix}$; $\mathbf{E}^{n-1,m} = \begin{bmatrix} E_0^{n-1,m}(E, \Delta K) \\ E_1^{n-1,m}(E, \Delta K) \end{bmatrix}$; $\mathbf{T}^{n,m} = \begin{bmatrix} T_{00}^{n,m}(E, \Delta K) & T_{10}^{n,m}(E, \Delta K) \\ T_{01}^{n,m}(E, \Delta K) & T_{11}^{n,m}(E, \Delta K) \end{bmatrix}$; $\mathbf{T}^{n,m}$ –

матричная передаточная функция n -го слоя МНГДС; $E_j^{n-1,m}(E, \Delta K)$ и $E_j^{n,m}(E, \Delta K)$ – частотно-угловые спектры (ЧУС) на входе и выходе n -го слоя, E – прикладываемое напряжение. Элементы передаточной матрицы $\mathbf{T}^{n,m}$ выражаются как [5]:

$$T_{01}^{n,m}(E, \Delta K) = -i \frac{b_p^{n,m}(E)}{2} \int_{-1}^1 \left(\frac{\exp\left[\frac{-i \cdot \Delta K}{2}(1-q)\right]}{\cosh\left[c\left(s\frac{1-q}{2}-t\right)\right]} \cdot {}_2F_1\left(\frac{-b_p^{n,m}(E)}{c \cdot s}, \frac{b_p^{n,m}(E)}{c \cdot s}, 1, w(q)\right) dq \right),$$

$$T_{00}^{n,m}(E, \Delta K) = 1 - \frac{b_p^{n,m}(E)}{2} A \int_{-1}^1 \frac{\exp(i\Delta K(1-q)/2)}{\sinh^{-1}(c \cdot s \cdot (1+q)/2)} {}_2F_1\left(1 - \frac{b_p^{n,m}(E)}{c \cdot s}, 1 + \frac{b_p^{n,m}(E)}{c \cdot s}, 2, w(q)\right) dq,$$

$$T_{10}^{n,m}(E, \Delta K) = -i \frac{b_p^{n,m}(E)}{2} \int_{-1}^1 \left(\frac{\exp\left[\frac{-i \cdot \Delta K}{2}(1-q)\right]}{\cosh\left[c\left(s\frac{1-q}{2}-t\right)\right]} \cdot {}_2F_1\left(\frac{-b_p^{n,m}(E)}{c \cdot s}, \frac{b_p^{n,m}(E)}{c \cdot s}, 1, w(q)\right) dq \right),$$

$$T_{11}^{n,m}(E, \Delta K) = 1 - \frac{b_p^{n,m}(E)}{2} A \int_{-1}^1 \frac{\exp(i\Delta K(1-q)/2)}{\sinh^{-1}(c \cdot s \cdot (1+q)/2)} {}_2F_1\left(1 - \frac{b_p^{n,m}(E)}{c \cdot s}, 1 + \frac{b_p^{n,m}(E)}{c \cdot s}, 2, w(q)\right) dq,$$

где ${}_2F_1$ – гипергеометрическая функция Гаусса;

$$w(q) = \frac{\sinh(c \cdot s \cdot (1-q)/2) \cdot \sinh(c \cdot s \cdot (1+q)/2)}{\cosh(c \cdot s) \cdot \cosh(c \cdot (s-t))}; \quad A = [c \cdot s \cdot \cosh(c \cdot t) \cdot \cosh(c \cdot (s-t))]^{-1};$$

$b_p^{n,m}(E) = [d_n \cdot C_j^{n,m}(E)] / \sqrt{v_0 \cdot v_1}$; d_n – толщина n -го слоя; $v_0 = \cos(\theta_{ij}^{n,m})$; $\theta_{ij}^{n,m}$ – углы между групповыми нормальными $\mathbf{N}_{ij}^{n,m}$ и осью u .

Параметры c, s, t находятся для каждого слоя отдельно путем аппроксимации нормированного пространственного профиля амплитуды первой гармоники показателя преломления $n_1(y)$ ГДС, полученной при записи МНГДС, функцией $n_1(y, c, s, t) = ch^{-1}[c(sy - t)]$. Параметры c, s, t определяют степень неоднородности, асимметрии и смещения $n_1(y)$.

Промежуточный слой толщиной t_n дает фазовый набег. Будем считать, что показатель преломления промежуточного слоя равен показателю преломления голограммы. Тогда матрица перехода $\mathbf{A}^{n,m}$ с учетом перехода к фазовой расстройке (ΔK) для каждого слоя будет выглядеть как [5]:

$$\mathbf{A}^{n,m} = \exp\left[-i(\mathbf{k}_1^{n,m} \cdot \mathbf{y}_0)t_n\right] \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp[-i \cdot \Delta K \cdot t_n / d_n] \end{bmatrix}.$$

Связь между входным \mathbf{E}_0 и дифракционным \mathbf{E}^N полем из выражения (3) на выходе МНГДС:

$$\mathbf{E}^{N,m} = \mathbf{T}^m \cdot \mathbf{E}_0^m,$$

где $\mathbf{T} = \mathbf{T}^{N,m} \cdot \mathbf{A}^{N-1,m} \cdot \mathbf{T}^{N-1,m} \cdot \dots \cdot \mathbf{A}^{n,m} \cdot \mathbf{T}^{n,m} \cdot \dots \cdot \mathbf{A}^{1,m} \cdot \mathbf{A}^{1,m}$ – матричная передаточная функция всей МНГДС.

В общем случае дифракционная эффективность определяется выражением [5]:

$$\eta_d^m(E, \Delta K) = |E_1^{N,m}(E, \Delta K)|^2, \quad (4)$$

где $E_1^{N,m}(E, \Delta K)$ – выражается через элементы $T_{ij}^{n,m}$ матричных передаточных функций.

Численное моделирование. Численное моделирование дифракционных характеристик МНГДС проводилось по выражению (4). Для моделирования использовалась ГДС с оптимизированным составом и без. Оптимизированный состав позволял достигать практически равные профили решеток для каждого слоя ГДС, тем самым уменьшая возможные неоднородности. ГДС состояли из двух слоев ФПМ-ЖК

толщиной $d_n=10$ мкм, разделенных промежуточным слоем $t_n=30$ мкм. Также использовались следующие параметры: $\lambda=1.55$ мкм – длина волны излучения; $n_{lc}^0=1.535$ – обыкновенный показатель преломления ЖК; $n_{lc}^e=1.680$ – необыкновенный показатель преломления ЖК; $n_p=1.535$ – показатель преломления полимера; $\theta_b=20$ градусов – угол Брэгга; $K_{33}=7.45 \cdot 10^{-2}$; $c=1.19; 1.96$, $s=1.06; 0.87$, $t=0.68; 0.67$ – параметры для профилей решеток неоптимизированной ГДС; $c=0.58; 0.6$, $s=1.65; 1.19$, $t=-0.56; -0.41$ – параметры для профилей решеток оптимизированной ГДС.

По выражению (4) получены зависимости дифракционной эффективности двухслойных дифракционных структур от фазовой расстройки и приложенного электрического поля.

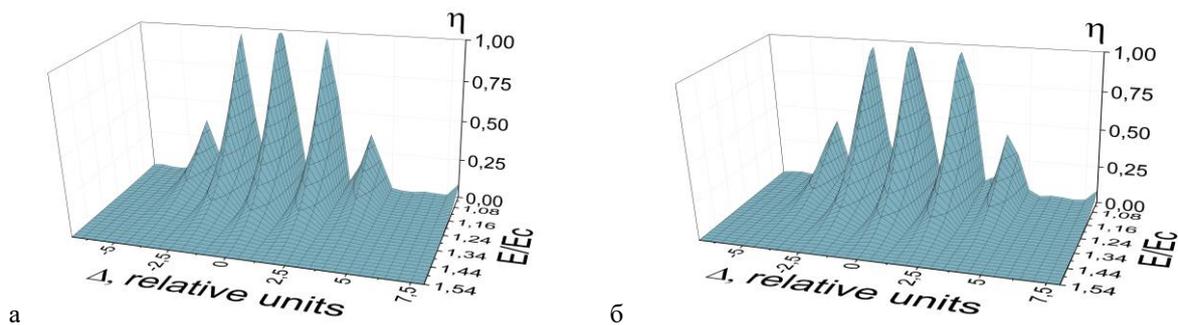


Рис. 2. Зависимость дифракционной эффективности голографической структуры с (а) оптимизированным и (б) одинаковым составом от обобщенной фазовой расстройки и приложенного электрического поля

Как видно из рис. 2б, вследствие неоднородностей профилей решеток по глубине, вызванных ФИП, локальные минимумы более подняты по уровню и не достигают нуля. Данное явление также наблюдалось в работе [2]. Однако, при оптимизации состава для каждого слоя, возможно достичь практически одинаковых профилей и уменьшить тем самым искажения характеристики селективности (рис. 2а).

Вместе с тем, при увеличении значения внешнего электрического поля более, чем пороговое (переход Фредерикса), ориентация директора капсул с ЖК изменяется, и дифракционная характеристика уменьшается по амплитуде.

Таким образом, использование ЖК в составе с ФПМ позволяет создавать на основе многослойных голографических дифракционных структур динамически управляемые оптические элементы, которые возможно применить в оптических устройствах связи. А оптимизация состава для каждого слоя такой структуры позволяет улучшить вид селективного отклика.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках Госзадания на 2020–2022 годы (задание FEWM-2020-0038/3).

ЛИТЕРАТУРА

1. Y. Aimin, L. Liren // Opt. Soc. Am. 2009. V. 26. No 1. P. 135.
2. Е.Ф. Пен, М.Ю. Родионов // Квантовая электроника. 2010. Т. 10. № 10. С. 919.
3. Д.И. Дудник, С.Н. Шарангович // Сборник трудов XI Международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики –2019». 2019. С. 176.
4. А.О. Семкин // Известия вузов. Физика. 2018. Т. 61. № 1. С. 51.
5. Д.И. Дудник, С.Н. Шарангович // Известия РАН. Серия физическая. 2021. Т. 85. № 1. С. 14.

Модификация взаимодействия электрона с собственным полем излучения в одномерных фотонных кристаллах с большим показателем преломления

Р.Х. Гайнутдинов^{1,2}, А.И. Гарифуллин¹, М.А. Хамадеев^{1,2}
¹Казанский федеральный университет, 420008, Казань, ул. Кремлевская, 18
²Академия наук Республики Татарстан, 420111, Казань, ул. Баумана, 20
adel-garifullin@mail.ru

Фотонные кристаллы (ФК), образованные периодическим расположением в пространственных направлениях двух и более диэлектриков с различными показателями преломления, представляют большой интерес для фотоники и квантовых технологий благодаря возможности управления в широком спектральном диапазоне такими оптическими характеристиками и свойствами, как дисперсионные соотношения, ширина фотонной запрещенной зоны, плотность состояний и др. [1]. ФК являются уникальной средой для наблюдения и изучения квантово-электродинамических эффектов как управление спонтанной эмиссией атомов, квантовых точек, кубитов, помещенных в периодическую структуру ФК [2], усиление квантовой интерференции и создание темных состояний [3], изменение массы электрона в ФК [4].

В работе [4] был предсказан эффект, заключающийся в том, что сильная модификация электромагнитного взаимодействия в полостях ФК приводит к изменению электромагнитной массы помещенных в них электронов. Согласно принципу Крамерса, физически наблюдаемая масса электрона m_e представляется в виде суммы механической или затравочной массы m_0 и электромагнитной массы m_{em} , которая формируется благодаря взаимодействию электрона с собственным полем излучения. Электромагнитная масса не измерима в эксперименте в связи с неперенормируемой ультрафиолетовой расходимостью [5]. Модификация электромагнитного взаимодействия в среде ФК приводит к поправке δm_{pc} электромагнитной массы m_{em} , которая не наблюдается в свободном пространстве. Данная поправка δm_{pc} является конечной величиной и может быть рассчитана. Отличительной особенностью вклада δm_{pc} является его зависимость от направления импульса электрона в ФК, и данная зависимость приводит к значительному сдвигу уровней энергии атомов, помещенных в полость периодической структуры, сопоставимому по величине с обычными атомными переходами.

Имея возможность управления уровнями энергий атомов, мы можем управлять их энергией ионизации. В связи с этим, целью данной работы было исследование поправок к энергии ионизации атомов водорода, щелочных и щелочноземельных металлов, помещенных в полости одномерного фотонного кристалла. Мы показываем, как изменяется поправка к энергии ионизации данных атомов от показателя преломления оптически плотных слоев одномерного ФК. В качестве данных слоев взят метаматериал, состоящий из золотых наночастиц с диэлектрической матрицей на основе HfO_2 [6, 7]. Расчет дисперсионных соотношений проводился численно по методу матриц перехода (ТММ) [8], расчет электромагнитного поля осуществлялся с применением метода плоских волн (PWE) [1].

В связи с модификацией взаимодействия заряженной частицы с собственным полем излучения вклад в энергию электрона в среде ФК будет отличаться от вклада в случае вакуума. Это проявляется в изменении массы электрона и сдвиге энергетических уровней изолированного атома, помещенного в вакуумную полость ФК

[4]. Наблюдаемой поправки соответствует оператор, зависящий от импульса электрона \mathbf{p} :

$$\begin{aligned} \delta m_{pc}(\hat{\mathbf{I}}_{\mathbf{p}}) &= \Delta m_{em}^{pc}(\hat{\mathbf{I}}_{\mathbf{p}}) - \Delta m_{em} = \\ &= \frac{\alpha}{\pi^2} \left[\sum_n \int_{FBZ} \frac{d^3\mathbf{k}}{\omega_{kn}^2} \sum_{\mathbf{G}} |\hat{\mathbf{I}}_{\mathbf{p}} \cdot \mathbf{E}_{kn}(\mathbf{G})|^2 - \int \frac{d^3\mathbf{k}}{2\mathbf{k}^2} \sum_{\lambda=1}^2 |\hat{\mathbf{I}}_{\mathbf{p}} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}_{\lambda}(\mathbf{k})|^2 \right], \end{aligned} \quad (1)$$

где $\hat{\mathbf{I}}_{\mathbf{p}} = \mathbf{p}/|\mathbf{p}|$ – оператор направления импульса электрона, α – постоянная тонкой структуры, $\omega_{kn}(\mathbf{k})$ – дисперсионные соотношения, определяющие связь энергии фотона с его импульсом в рассматриваемой среде, $\mathbf{E}_{kn}(\mathbf{G})$ – вектор электрической компоненты блоховского фотона, $\boldsymbol{\varepsilon}_{\lambda}(\mathbf{k})$ – единичный вектор поляризации электрического поля в вакууме, суммирование в ряд по плоским волнам выполняется по семейству векторов обратной решетки $\mathbf{G} = N_1\mathbf{b}_1 + N_2\mathbf{b}_2 + N_3\mathbf{b}_3$, интегрирование в обратном пространстве осуществляется в первой зоне Бриллюэна (FBZ) [8].

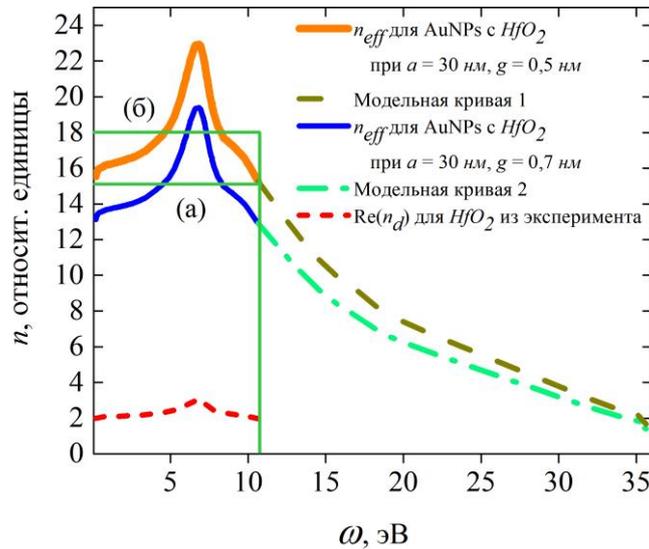


Рис. 1. Функции дисперсии $n_{eff}(\omega)$ для метаматериала, состоящего из ансамбля наночастиц золота (AuNPs), покрытого HfO_2 (толстая сплошная оранжевая и голубая линии). Зависимости получены из экспериментальной кривой ($n_d(\omega) \approx \sqrt{\varepsilon_d(\omega)}$ для HfO_2) (красная штриховая кривая) [7] с использованием модели эффективной среды, при которой $n_{eff}(\omega) = [(a/g)\varepsilon_d(\omega)]^{1/2}$ [6], $a = 30$ нм, $g = 0,5$ нм (толстая сплошная оранжевая линия) и $a = 30$ нм, $g = 0,7$ нм (толстая сплошная голубая линия). Оставшиеся части кривых были продолжены таким образом, что при высоких энергиях фотонов $n_{eff} \rightarrow 1$ (коричневая пунктирная и зеленая штрих-пунктирная линии). Средние значения показателя преломления (а) $n_{eff} = 15$ и (б) $n_{eff} = 18$ даны для первой и второй спектральных линий при максимальной частоте фотонов $\omega_{kn}^{max} = 10,65$ эВ.

Рассмотрим процесс ионизации, определяемый переходом внешнего, валентного электрона, атома водорода, щелочных и щелочноземельных металлов, помещенных в полости одномерного ФК. Нижнее состояние является основным состоянием атома (S -состояние), верхнее состояние является свободных состоянием. Разница между энергиями этих состояний определяет энергию связи электрона. В случае среды ФК энергия связи зависит от направления импульса свободного электрона \mathbf{p} , при этом данная энергия влияет на конфигурации связей в молекулах. Однако первоначально,

среда ФК влияет на энергию ионизации атомов, которая определяется как минимальная энергия, необходимая для отрыва электрона из атома и его перемещения на бесконечность. Тогда поправка к энергии ионизации принимает вид:

$$\delta E_{ion}^{pc} = \delta m_{pc}^{min} - \delta m_{pc}^{l,m}, \quad (2)$$

где δm_{pc}^{min} – минимальная поправка к массе свободного электрона, определяемая выражением (1), $\delta m_{pc}^{l,m} = \langle \Psi | \delta m_{pc}(\hat{\mathbf{I}}_p) | \Psi \rangle = \langle l, m_l | \delta m_{pc}(\hat{\mathbf{I}}_p) | l, m_l \rangle$. Для случая атома водорода, щелочных и щелочноземельных металлов $l = 0$, $m_l = 0$. Таким образом, поправка к энергии ионизации может быть представлена в виде [9]:

$$\delta E_{ion}^{pc} = -\frac{2\alpha}{3\pi} \sum_{n,G} \left[\int k_p dk_p \int_{FBZ} dk_z \left(\frac{|E_{kn1}(G)|^2}{\omega_{kn1}^2} \cdot \frac{k_{Gz}^2 - 2k_p^2}{k_p^2 + k_{Gz}^2} + \frac{|E_{kn2}(G)|^2}{\omega_{kn2}^2} \right) \right], \quad (3)$$

где интегрирование в обратном пространстве выполняется в цилиндрической симметрии одномерного ФК, $E_{kn\lambda}(G)$ – поперечные компоненты электрического поля ($\lambda = 1, 2$), $k_{Gz} = k_z + G$.

Функции дисперсии оптически плотных слоев одномерного ФК – слоев метаматериала, состоящего из золотых наночастиц с диэлектрической матрицей на основе HfO_2 [6, 7], представлена на рис. 1. Рассчитанные по данным функциям поправки к энергии ионизации атомов представлены на рис. 2.

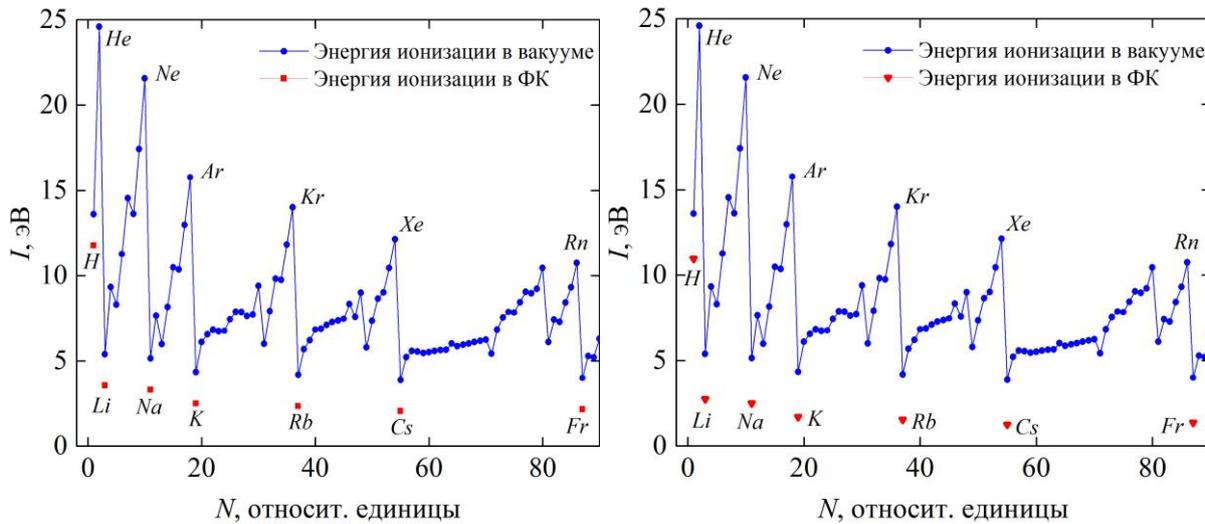


Рис. 2. Сравнение энергии ионизации атома водорода, щелочных и щелочноземельных металлов для случая вакуума (синие точки) и среды ФК (красные квадраты и треугольники) на основе метаматериала с $a = 30$ нм, $g = 0,7$ нм (квадраты) и $a = 30$ нм, $g = 0,5$ нм (треугольники). Поправка к энергии ионизации равна $\delta E_{ion1}^{pc} = -1,82$ эВ (квадраты) и $\delta E_{ion2}^{pc} = -2,64$ эВ (треугольники).

Мы показали, что модификация взаимодействия атома, помещенного в вакуумные полости фотонного кристалла, с собственным полем излучения приводит к значительному изменению его энергии ионизации. Абсолютная величина поправки к энергии ионизации значительно возрастает вместе с увеличением показателя преломления оптически плотных слоев фотонного кристалла. Вместе с этим, исследуемые эффект значительно усиливается и является контролируемым при использовании в качестве таких слоев – метаматериалов с высоким показателем

преломления. Контроль геометрических и оптических параметров метаматериала может позволить контролировать химические реакции, которые значительно зависят от энергии ионизации взаимодействующих атомов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sakoda K. "Optical Properties of Photonic Crystals" Springer, 2001. P. 213.
2. Wang W. et al. // Appl. Phys. Lett. 2019. V. 114. P. 021103.
3. Song G., Xu J., Yang Y. // Phys. Rev. A. 2014. V. 89. P. 053830.
4. Gainutdinov R.Kh., Khamadeev M.A., Salakhov M.Kh. // Phys. Rev. A. 2012. V. 85. 053836(1-7).
5. Bjorken, J. D., Drell, S. D. "Relativistic quantum mechanics" McGraw-Hill, 1965. P. 178.
6. Chung K. et al. // Appl. Phys. Lett. 2016. V. 109. P. 021114.
7. Franta D., Nečas D., Ohlídal I. // Appl. Opt. 2015. V. 54. P. 9108-9119.
8. Skorobogatiy M., Yang J. "Fundamentals of Photonic Crystal Guiding" Cambridge Univ. Press. 2009. P. 72.
9. Gainutdinov R. K. et al. // arXiv preprint arXiv: 1912.05336. 2019. P. 1-13.

Влияние постоянного электрического поля на циркулярный фотогальванический эффект в анизотропной графеновой сверхрешетке при нормальном падении

П.В. Бадикова, Д.В. Завьялов, В.И. Конченков

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Волгоградский государственный технический университет", Волгоград, Россия

polin.badicova@gmail.com

Сверхрешетки на основе графена (ГСР) привлекают внимание исследователей благодаря уникальным физическим свойствам, возможностью проявления новых нелинейных эффектов и перспективой создания на их основе приборов микроэлектроники. В данной работе исследовано влияние постоянного электрического поля на циркулярный фотогальванический эффект в анизотропной ГСР при нормальном падении. Получено выражение для плотности тока в такой сверхрешетке.

Энергетический спектр рассматриваемой структуры в низкоэнергетическом приближении имеет следующий вид [1]

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \pm 2F \sqrt{\sin^2\left(\frac{p_x}{2}\right) + \frac{1}{4}(p_y^2 + \Delta_{eff})^2} \quad (1)$$

где $\Delta_{eff} = \frac{\Delta_1 + n\Delta_2}{1+n}$, $F = \frac{Q}{shQ}$, $Q = \frac{n(\Delta_1 - \Delta_2)}{(1+n)^2}$, $n=b/a$, a – высота ямы, b – ширина барьера, $p_x = p_x/d$, $p_y^2 = \alpha p_y^2 d/v_F$, $d=a+b$. Разные знаки относятся к валентной зоне и зоне проводимости.

Будем рассматривать отклик сверхрешетки на действие постоянного и переменного электрических полей. $\vec{E} = (E_{0x} \cos(\omega t) + E_0; E_{0y} \cos(\omega t + \varphi))$ где E_0 – модуль напряженности постоянного электрического поля, $E_{0x,y}$, ω – амплитуда и частота переменного электрического поля.

Плотность тока j_y , текущего вдоль оси y определяется по формуле:

$$j_y = \langle e \sum_p v_y f(\mathbf{p}, t) \rangle_t \quad (2)$$

где e – заряд электрона, $f(\mathbf{p}, t)$ – неравновесная функция распределения носителей.

Функцию распределения будем находить при помощи классического уравнения Больцмана

$$\frac{\partial f(\mathbf{p}, t)}{\partial t} + e\mathbf{E} \frac{\partial f(\mathbf{p}, t)}{\partial \mathbf{p}} = -\nu [f(\mathbf{p}, t) - f_0(\mathbf{p})] \quad (3)$$

где $f_0(\mathbf{p})$ – равновесная функция распределения.

Скорость движения электронов вдоль оси y имеет вид

$$v_y = \frac{\partial \varepsilon(\mathbf{p})}{\partial p_y} = \frac{F p_y (p_y^2 + \Delta_{eff})}{\sqrt{\sin^2\left(\frac{p_x}{2}\right) + \frac{1}{4}(p_y^2 + \Delta_{eff})^2}} \quad (4)$$

После разложения скорости по p_y получаем следующее выражение:

$$v_y \approx \frac{2F\Delta_{eff} p_y}{\sqrt{\sin^2\left(\frac{p_x}{2}\right) + \Delta_{eff}^2}} \quad (5)$$

$$v'_y(x) = \frac{1}{\sqrt{\sin^2\left(\frac{p_x}{2}\right) + \Delta_{eff}^2}} \quad (6)$$

Раскладываем (6) в комплексный ряд Фурье

$$v'_y(x) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \hat{a}_m e^{imx} \quad (7)$$

$$\text{где } \hat{a}_m = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{e^{imx} dx}{\sqrt{\sin^2(\frac{px}{2}) + \Delta_{eff}^2}} = \frac{{}_3\tilde{F}_2(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 1; 1-m, m+1; 4/(\Delta_{eff}^2+4))}{\sqrt{\Delta_{eff}^2+4}}$$

Решая уравнение (3) методом характеристик, подстановки его и (4) в (2), получается выражение для постоянной составляющей тока.

$$j_y = \frac{2ev}{(2\pi\hbar)^2} \left\langle \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^t e^{-v(t-t')} v_y(p_x; p_y) \times \right. \\ \left. \times f_0(p_x - \frac{e}{c}(A_x(t) - A_x(t')); p_y - \frac{e}{c}(A_y(t) - A_y(t'))) d^2 p dt' \right\rangle_t \quad (8)$$

Подставляем (5) с учётом разложения (7) в (8):

$$j_y = \frac{4evF\Delta_{eff}\hbar}{(2\pi\hbar)^2} \frac{1}{d} \sqrt{\frac{v_F\hbar}{\alpha d}} \left\langle \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^t e^{-v(t-t')} \times \right. \\ \times \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \hat{a}_m \exp\left[im\left(x - \frac{edE_{0x}}{\hbar\omega}(\sin(\omega t) - \sin(\omega t')) - \frac{edE_0}{\hbar}(t - t')\right)\right] \times \\ \left. \times \left(y - \sqrt{\frac{\alpha d}{v_F\hbar}} \frac{e}{\omega} E_{0y}(\sin(\omega t + \varphi) - \sin(\omega t' + \varphi))\right) f_0(x, y) dx dy dt' \right\rangle_t \quad (9)$$

$$\text{где } p'_x = x, p'_y = y, \alpha_{0x} = \frac{medE_{0x}}{\hbar\omega}, \alpha_0 = \frac{medE_0}{\hbar}, \beta_{0y} = \sqrt{\frac{\alpha d}{v_F\hbar}} \frac{e}{\omega} E_{0y}.$$

Перейдём к новым переменным : $t - t' = \tau, \omega t = k$ и, воспользовавшись тем что $e^{\pm iz\sin(t)} = \sum_{l=-\infty}^{\infty} J_l(z) e^{\pm illt}$, где $J_l(z)$ – функция Бесселя, получаем:

$$j_y = \frac{evF\Delta_{eff}n_0\hbar}{I_0} \frac{1}{d} \sqrt{\frac{v_F\hbar}{\alpha d}} \frac{1}{2\pi\omega} \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \int_{-\pi}^{\pi} e^{-v(\tau)} e^{-\frac{\varepsilon(x,y)}{kT}} \times \\ \times \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \hat{a}_m e^{imx} * e^{-i\alpha_0\tau} * \sum_{l=-\infty}^{\infty} J_l(\alpha_{0x}) e^{-ilk} * \sum_{z=-\infty}^{\infty} J_z(\alpha_{0x}) e^{iz(k-\omega\tau)} \\ \times (y - \beta_{0y}(\sin(k + \varphi) - \sin(k - \omega\tau + \varphi))) dk d\tau dx dy \quad (10)$$

После интегрирования по k и τ , некоторых преобразований выражение (10) принимает вид:

$$j_y = j_0 \text{Re} \left[\sum_{m=-\infty}^{+\infty} \hat{a}_m C_m \sum_{l=-\infty}^{\infty} \frac{\beta_{0y} J_l J_{l+1}(\alpha_{0x}) \{e^{i\varphi} + e^{-i\varphi}\}}{(\tilde{\alpha}_0 - i\tilde{\nu} + l)(\tilde{\alpha}_0 - i\tilde{\nu} + (l+1))} dx dy \right] \quad (11)$$

$$\text{где } \tilde{\nu} = v/\omega, \tilde{\alpha}_0 = \alpha_0/\omega, C_m = \frac{1}{I_0} \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{\varepsilon(x,y)}{kT}} e^{imx}, I_0 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\pi}^{\pi} e^{-\frac{\varepsilon(x,y)}{kT}} dx dy, j_0 = \frac{\hbar e v F \Delta_{eff} n_0}{d} \sqrt{\frac{v_F \hbar}{\alpha d}}, v_F = 10^8 \text{ см/с}$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Е.И. Kukhar, S.V.Kryuchkov // Superlattices and Microstructures. 2019. V.133. P.106183.
2. Д.В Завьялов и др. //Физика и техника полупроводников. 2012 Т. 46. № 1. С. 113-120.

Усиление поглощения электромагнитного излучения в GaAs/AlGaAs-гетероструктуре в присутствии частиц-микрорезонаторов SiC на поверхности

Л. Н. Григорьева^{1,2}, В. С. Кривобок², А. Д. Кондорский², Д. А. Пашкеев³, Е. А. Екимов⁴,
А. Д. Шабрин³, Д. А. Литвинов², С. А. Колосов², М. А. Чернопицкий²,
А. В. Клековкин², П. А. Форш⁵

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, ул. Ленинские Горы, д. 1, Москва, 119991

²Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН, Ленинский пр-т, д. 53, Москва, 119991

³НПО Орион, ул. Косинская, д. 9, Москва, 111538

⁴Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН, Калужское ш., стр. 14, Троицк, Москва, 108840

⁵НИЦ «Курчатовский институт», пл. Академика Курчатова, д. 1, Москва, 123182

ln.grigorjeva@physics.msu.ru

Полупроводниковые гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) используются для разработки фотоприемных устройств (ФПУ) для средневолновой и длинноволновой областей ИК-спектра излучения [1]. Наиболее привлекательной и отработанной системой для таких ФПУ является GaAs/Al_xGa_{1-x}As. Детектирование фотона происходит за счет перехода электрона с основного квантово-размерного уровня E₁ на первый возбужденный уровень E₂, расположенный резонансно с дном зоны проводимости барьера. В стандартной геометрии «на просвет», когда свет падает перпендикулярно на поверхность образца, электромагнитное поле имеет только лежащие в плоскости квантовой ямы компоненты, и межподзонные переходы не разрешены правилами отбора. Это делает необходимым поиск технологических решений для увеличения коэффициента поглощения детектируемого излучения. Одним из возможных вариантов для области среднего ИК-диапазона является использование ближнего поля фоновых поляритонов нано- или микрочастиц полярных кристаллов.

В данной работе впервые реализовано гибридное однопиксельное ФПУ, в котором для увеличения взаимодействия электромагнитного поля с электронной подсистемой квантовых ям используется ближнее поле субмикронных частиц карбида кремния, нанесенных на поверхность QWIP-структуры.

Гетероструктуры GaAs/AlGaAs с КЯ были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs (100) на установке Riber Epineat 3-5. Барьеры в гетероструктуре были образованы слоями AlGaAs толщиной 50 nm, ямы – слоями GaAs толщиной 5.5 nm. В центре каждой КЯ был размещен δ-слой кремния с концентрацией $1.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Для реализации верхнего и нижнего контакта в структуре были предусмотрены слои GaAs толщиной до 200 nm, легированные кремнием до 10^{17} cm^{-3} . Из выращенных гетероструктур с помощью фотолитографии были изготовлены однопиксельные ФПУ с размером пикселя $2 \times 4 \text{ nm}$.

Для получения частиц SiC, пригодных для нанесения на гетероструктуру с КЯ, была специально разработана методика на основе пиролиза додекаметилциклогексасилана C₁₂H₃₆Si₆ при давлениях 8-9 GPa и температурах до 2000 K, позволяющая получать субмикронные кристаллы SiC с низкой дисперсией размеров и выраженными решеточными резонансами для отдельных частиц. Микрочастицы SiC наносились на верхнюю поверхность ФПУ и формировали покрытие, включающее как отдельные частицы размером $\sim 0.5 \text{ }\mu\text{m}$, так и их агломераты размером $\sim 1 - 1.5 \text{ }\mu\text{m}$. Среднее расстояние между соседними частицами (агломератами) составляло $\sim 3 \text{ }\mu\text{m}$.

Измерения спектров стационарной фотопроводимости производились при температуре 67 K по стандартной схеме с согласованной нагрузкой 6 kΩ и напряжении на образце 3 V. Образец освещался модулированным (12.5 Hz) излучением глобара через монохроматор ИКС-31. Для теоретического анализа экспериментальных данных были

проведены расчеты ближнего поля частиц методом конечных разностей во временной области с использованием пакета программ с открытым исходным кодом. Расчет производился для системы с плоской электромагнитной волной, падающей перпендикулярно поверхности GaAs (ось Z) и поляризованной вдоль оси X.

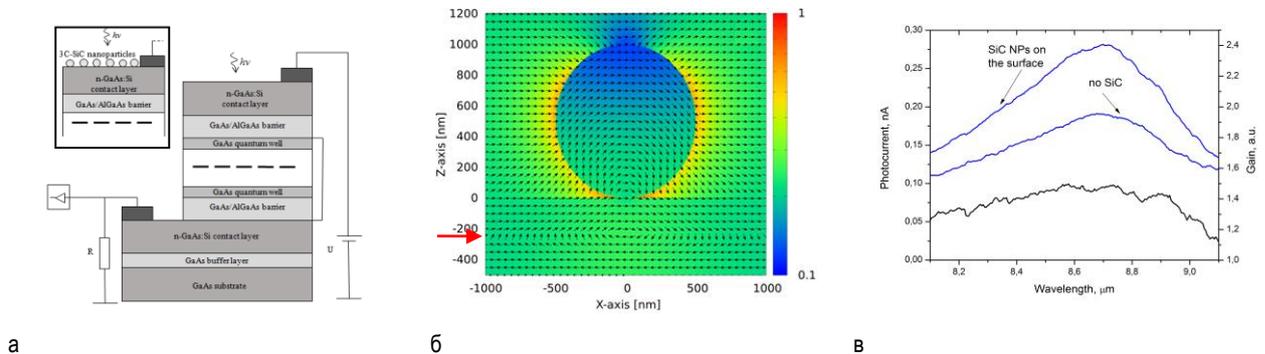


Рис. 1. а) Схема гибридного ФПУ. Во вставке к рисунку представлена конфигурация ФПУ с нанесенными на поверхность микрочастицами SiC. б) Пространственное распределение плотности электромагнитной энергии в плоскости, перпендикулярной плоскости роста КЯ, на длине волны 8.5 μm . в) Изменение фототклика ФПУ в результате нанесения микрочастиц SiC.

Электрофизическую схему эксперимента иллюстрирует рис. 1а. На рис. 1б представлено пространственное распределение плотности электромагнитной энергии в плоскости XZ, перпендикулярной плоскости роста КЯ, на длине волны 8.5 μm . Стрелки на рисунке показывают направления электрического поля, красная стрелка указывает слой внутри GaAs вблизи микрочастицы, где возникает поворот направления вектора электрического поля. Это приводит к возникновению компоненты электрического поля, перпендикулярной плоскости роста структуры с квантовыми ямами. На рис. 1в изображены спектры фотопроводимости гетероструктуры в диапазоне, отвечающем E_1 - E_2 переходу в КЯ. Спектр посередине соответствует исходному ФПУ, верхний спектр – ФПУ, покрытому частицами SiC. Из этого рисунка видно, что пиковое значение фототклика после нанесения микрочастиц выросло приблизительно в полтора раза. Кроме этого, спектры фотопроводимости образца до и после покрытия микрочастицами заметно отличаются, что, в частности, следует из спектральной зависимости коэффициента усиления, см. нижнюю кривую на рисунке 1в. Подобного поведения можно ожидать, если при усилении поглощения имеется вклад за счет взаимодействия падающего излучения с частицей SiC в ее ближней зоне.

Реализовано гибридное однопиксельное ФПУ, в котором для увеличения взаимодействия электромагнитного поля с электронной подсистемой КЯ используются микрочастицы карбида кремния. Полученные экспериментальные данные создают предпосылки для разработки гибридных ФПУ, в которых реализована резонансная ближнепольная связь между локализованным фононным поляритонном и электронной подсистемой полупроводниковой квантовой ямы.

Работа была выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 18-29-20122).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Rogalski, P. Martyniuk, and M. Kopytko // Appl. Phys. Rev. 2017. V. 4. No. 3. P. 031304.

Усиление фотокаталитической активности диэлектрических и металл-диэлектрических наночастиц за счет локализации электромагнитных полей

С.Р. Пономарева, Е.А. Гурвиц, К.С. Ладутенко

Университет ИТМО
sophi.sombre@gmail.com

Фотокатализом называется изменение скорости протекания химической реакции благодаря генерации катализатором электрон-дырочных пар под действием электромагнитного излучения. Он может применяться для широкого спектра актуальных проблем. Например, с помощью фотокатализа может производиться очищение воды [1] и воздуха [2] от промышленных выбросов, также он может быть использован в области медицины для стерилизации оборудования [3] и создания антимикробных покрытий [4]. Интересен он и с точки зрения энергетики, поскольку одним из способов получения молекулярного водорода является фотокаталитическое расщепление воды [5]. Эффективность фотокатализа определяется большим числом параметров. Некоторые из них зависят от свойств используемого материала. Это, например, скорость рекомбинации электронов и дырок в фотокатализаторе и длина их свободного пробега. Помимо этого важны и геометрические свойства образца, поскольку они влияют на такие важные параметры как, например, площадь поверхности, контактирующей со средой, в которой протекает химическая реакция. Диоксид титана является одним из популярных материалов, используемых для создания фотокатализаторов. Он доступен, нетоксичен, химически стабилен, что делает его отличным кандидатом для различных применений. Однако ширина его запрещённой зоны соответствует ультрафиолетовой части спектра и это значительно уменьшает эффективность его применения под воздействием солнечного света. Исследования, в которых рассматриваются эффективность фотокатализа с использованием диоксида титана обычно концентрируются на увеличении его чувствительности к свету в видимом диапазоне. Для решения этой проблемы было выдвинуто множество решений, например, добавление металлических [6] и неметаллических примесей [7], его поверхностная модификация [8], создание многокомпонентных фотокатализаторов в виде гетероструктур [9]. Однако ещё одной важной проблемой является то, что оптическая активность фотокатализатора может снижаться из-за поглощения вне активных областей, генерирующих электрон-дырочные пары, в последствии участвующие в фотокатализе. Поэтому важно анализировать способы увеличения поглощения фотокатализатора именно в активных областях.

В статье [10] рассматривались цилиндрические частицы в водной среде и было предложено использовать анапольные состояния для увеличения поглощения энергии фотокатализатором, поскольку такие состояния сопровождаются концентрацией энергии внутри частицы. Однако концентрация энергии внутри не является критерием максимальной эффективности фотокатализа. Поскольку если заряды генерируются в центре частицы, а не у ее поверхности, велика вероятность их рекомбинации и не участия в химической реакции. Поскольку распределение полей в части из рассмотренных анапольных состояниях характеризуются максимумами интенсивности в середине частицы, было выдвинуто предположение, что использование возбуждения анапольным состоянием не является лучшим выбором для увеличения фотокаталитической активности. Поэтому в нашей работе было рассмотрено способность частиц концентрировать энергию в приповерхностном слое диоксида титана. Сначала анализировались цилиндрические частицы из TiO_2 в воде, как. Были промоделированы

частицы с различными размерными параметрами и для каждой из них было вычислена величина электромагнитной энергии, сконцентрированной в 10 nm приповерхностном слое, нормированная на энергию в слое окружающей частицы среды такого же объема:

$$W_{norm} = \frac{\Re(\epsilon_{TiO_2}) \int_V |E(r)|^2 d^3r}{4 \frac{|E_0|^2}{2} \epsilon_{water} V} \quad (1)$$

Полученное распределение представлено на Рис. 1. Максимальное значение концентрации энергии в приповерхностном слое не соответствует анапольному состоянию, что было подтверждено с помощью мультипольного разложения. Значение целевой функции в нем оказывается примерно в 1.5 раза больше, чем в рассмотренных в статье [10] состояниях. Помимо этого были промоделированы слоистые частицы с добавлением SiO₂ (Рис. 1) и было получено, что для некоторых областей размерных значений такие частицы являются до 5 раз более эффективными, чем частицы только из TiO₂.

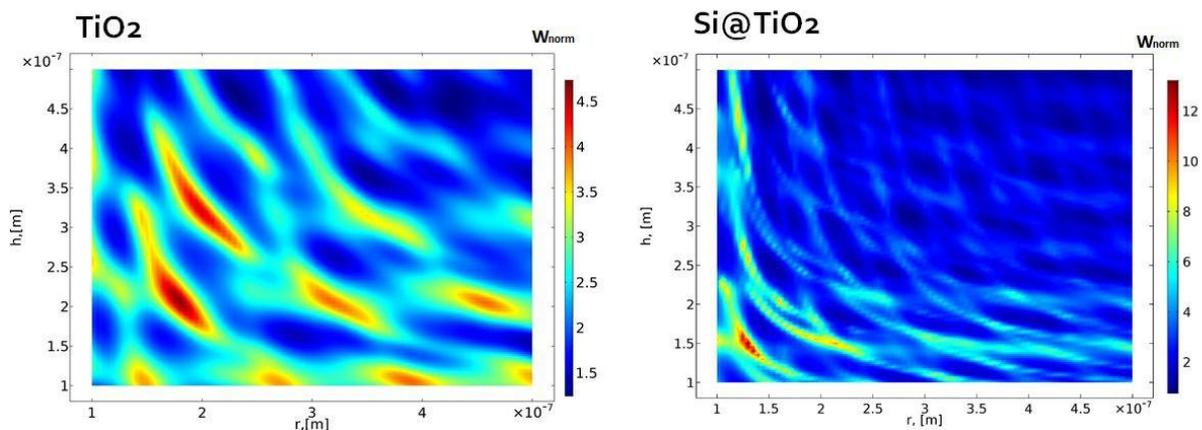


Рис. 1. Распределение нормированной величины энергии в приповерхностном слое цилиндрических частиц.

Вдобавок были промоделированы частицы в форме параллелепипеда, а также конической и сферической формы, в том числе с добавлением металлических частей. Полученные карты могут быть использованы для выбора оптимальных параметров частиц в зависимости от необходимой формы и размеров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lin Z. et al. // Chem. Engineering Journal. 2021. V. 412. P. 128715.
2. H. Ren et al. // J. Hazard. Mat. 2017. V. 325. P. 340-366.
3. Jalvo B. et al. // J. Hazard. Mater. 2017. V. 340. P. 160–170.
4. Ohko Y. // J. Biomed. Mater. Res. 2001. V. 58. No 1. P. 97-101.
5. Kumaravel V. et al. // Appl. Catal. B. 2019. V. 244. P. 1021-1064.
6. Abbad S. et al. // J. Environ. Chem. Eng. 2020. V. 8. P. 103718.
7. Byrne C. et al. // Appl. Catal. B. 2019. V. 246. P. 266-276.
8. Zhao H. et al. // J. Phys. Chem. C. 2018. V. 122. No 33. P. 18949-18956.
9. Gao C. et al. // Adv. Mater. 2019. V. 31. P. 1806596.
10. Huttenhofer L. et al. // ACS Nano. 2020. V. 14 No 2. P. 2456–2464.

Магнитный фотонный кристалл с гибридным магнитооптическим резонансом для одновременного измерения объемного и поверхностного показателя преломления

Головко П.В.¹, Игнатъева Д.О.^{1,2,3}, Капралов П.О.², Шилина П.В.^{4,5}, Храмова А.Е.^{1,2}, Секацкий С.⁶, Нюр-Е-Алам М.⁷, Аламех К.⁷, Васильев М.⁷, Калиш А.Н.^{1,2}, Белотелов В.И.^{1,2,3}

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

²Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

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

⁴Физический факультет НИУ ВШЭ, Москва, Россия

⁵Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

⁶Федеральная политехническая школа Лозанны, Лозанна, Швейцария

⁷Университет Эдит Коуэн, Перт, Австралия

golovko.pv18@physics.msu.ru

Предлагается полностью диэлектрический магнитный фотонный кристалл с гибридным магнитооптическим резонансом, позволяющий проводить одновременное измерение объемного и поверхностного показателя преломления анализируемого вещества. В настоящем исследовании фокус был на полностью диэлектрической структуре на основе магнитного фотонного кристалла (МФК) с гибридным магнитооптическим откликом, который позволяет нам преодолеть ограничение в виде наблюдения экваториального эффекта Керра только в р-поляризации падающего света и невозможности проведения магнитооптических измерений в двуканальном режиме [1, 4-6].

Эксперимент был проведен с использованием р- и s- поляризованного падающего света с целью получения двух резонансов магнитооптического эффекта: связанного с полным внутренним отражением и с поверхностной модой Тамма. Параметры предложенного МФК, состоящего из двух пар слоев Ta_2O_5 и SiO_2 с толщинами слоев 143 нм и 243 нм соответственно и слоя пленки висмут замещенного феррита-граната с толщиной 220 нм, подбирались таким образом, чтобы была обеспечена поверхностная мода на рабочей длине волны лазерного диода. (рис. 1).

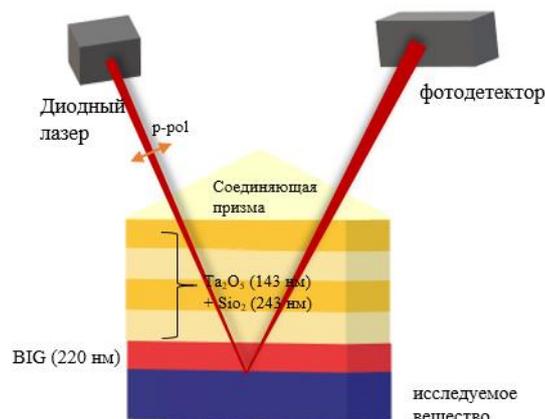


Рис.1 Принципиальная схема магнитооптических измерений

Полностью диэлектрический МФК с висмутзамещенной пленкой феррита-граната демонстрирует ступенчатое поведение коэффициента отражения вблизи угла

полного внутреннего отражения в р-поляризации падающего света (рис. 2(a)). Положение этой спектральной особенности определяется углом полного внутреннего отражения между материалом призмы и анализируемым веществом. Спектры отражения р-поляризованного света чувствительны к внешнему магнитному полю, приложенному в поперечной конфигурации. Это вызывает резонанс в магнитооптических спектрах (рис. 2(б)). Положение резонанса преимущественно связано с объемным показателем преломления анализируемого вещества.

С другой стороны, МФК разработан для поддержки ТЕ-поляризованной поверхностной моды Тамма, которая проявляется как провал в спектрах отражения s-поляризованного падающего света (рис. 2(a)). Сама эта мода совершенно нечувствительна к составляющей магнитного поля. Однако, если приложить магнитное поле в полярной конфигурации, собственная поляризация моды изменяется, и она приобретает ТМ-компоненты, которые отсутствовали в немагнитном случае. Возникающие ТМ-компоненты чувствительны к переключению направления компоненты внешнего магнитного поля. Таким образом, это смешение ТЕ- и ТМ-компонентов электромагнитного поля из-за изменения собственной поляризации наблюдается как резонанс в магнитооптических спектрах s-поляризованного света (рис. 2(б)). В отличие от ранее изученных различных конфигураций магнитооптических датчиков [2, 3], предложенная конфигурация позволяет измерять магнитооптический отклик в двухканальном режиме, в р- и s-поляризациях независимо.

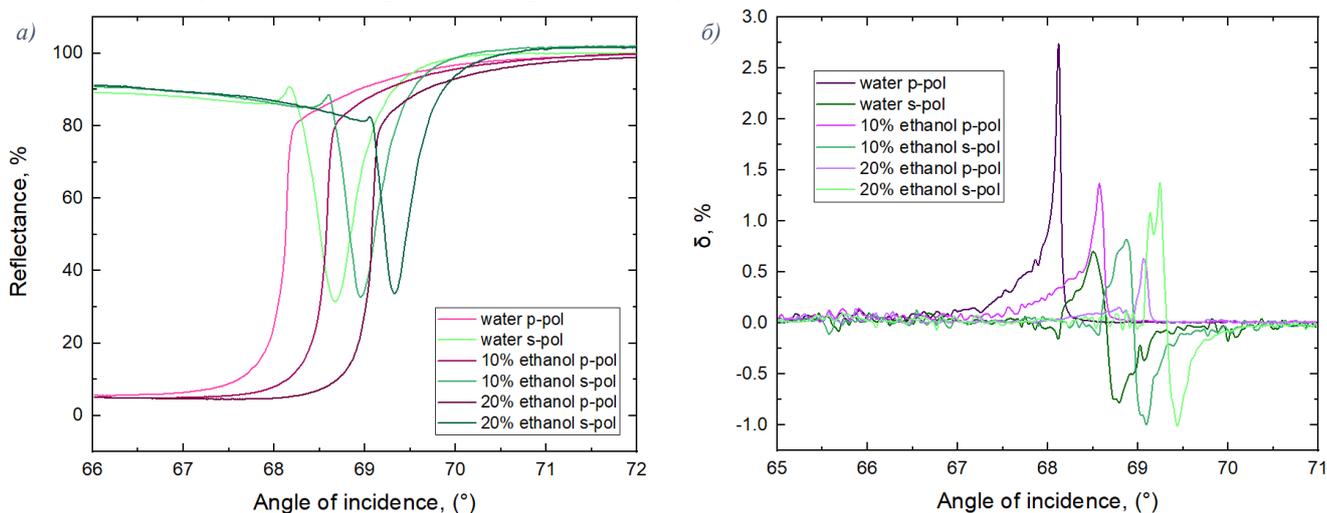


Рис. 2 Угловые спектры отражения (а) и магнитооптические угловые спектры (б) МФК в р- и s-поляризациях падающего света, измеренные для различных концентраций этанола.

Стоит отметить, что измерения проведены с использованием жидкостей в качестве исследуемых веществ, поэтому продемонстрированный сенсор с гибридным магнитооптическим откликом готов к работе с реальными биологическими образцами.

Работа выполнена при поддержке РФФ 19-72-10139.

Литература

1. Manera, M.G et al. Biosens. Bioelectron. **2014**, *58*, 114–120.
2. Konopsky, et al. Sensors **2013**, *13*, 2566-2578.
3. Konopsky, V.N.; Alieva, E.V.. Anal. Chem. **2007**, *79*, 4729-4735.
4. Kalish, A.N., et al Las. Phys. **2014**, *24*, 094006.
5. Ignatyeva, D.O et al Sci. Rep. **2016**, *6*, 28077.
6. Ignatyeva, D.O et al. JETP Lett. **2016**, *104*, 679-684.