

СЕКЦИЯ 3. НАНОФОТОНИКА И ПЛАЗМОНИКА

Плазменные волны в сверхрешетке на основе графена в присутствии сильного статического электрического поля	
<i>С.Ю. Глазов, Н.Е. Мещерякова, А.А. Ковалев.....</i>	<i>2</i>
Моделирование дифракционных характеристик ФПМ-ЖК фотонных структур при воздействии знакопеременного электрического поля	
<i>А.О. Семкин, С.Н. Шарангович.....</i>	<i>5</i>
Увеличение эффекта Фарадея в магнитофотонных кристаллах при возбуждении поверхностных плазмон-поляритонов	
<i>Д.А. Сылгачева, Н.Е. Хохлов, В.И. Белотелов.....</i>	<i>9</i>
Взаимодействие поверхностных плазмонов-поляритонов и суб-терагерцовых акустических волн в гибридной металл-полупроводниковой структуре	
<i>Н.Е. Хохлов, В.И. Белотелов, Б.А. Главин.....</i>	<i>11</i>

ПЛАЗМЕННЫЕ ВОЛНЫ В СВЕРХРЕШЕТКЕ НА ОСНОВЕ ГРАФЕНА В ПРИСУТСТВИИ СИЛЬНОГО СТАТИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

С.Ю. Глазов¹, Н.Е. Мещерякова², А.А. Ковалев¹

¹ Волгоградский государственный социально-педагогический университет

² Волгоградский Институт Бизнеса

kovalev-sith@yandex.ru

В работе исследовано влияние сильного постоянного электрического поля на плазменные волны в сверхрешетке (СР) на основе графена на полосчатой подложке. Расчеты выполнены с использованием квантовой теории плазменных волн в приближении случайных фаз с учетом процессов переброса.

Графен и новые структуры на его основе привлекают исследователей благодаря своим замечательным электронным свойствам. В последнее время активно изучаются СР на основе графена. В [1] предложена модель СР на основе графена, образующаяся за счет периодической модуляции запрещенной зоны. Такая модуляция возможна в графене, осажденном на подложку из периодически чередующихся полосок, например, SiO₂ и SiC. Материал SiO₂ не влияет на зонную структуру графена, в то время как SiC способствует возникновению запрещенной зоны в спектре графена, т.е. образованию щелевой модификации графена. Слои SiC расположены таким образом, что его гексагональная кристаллическая решетка располагается под гексагональной решеткой графена. При этом в областях графенового слоя над слоями SiC образуется энергетическая щель в зонной структуре графена, равная 0,26 эВ.

Закон дисперсии носителей заряда в СР на основе графена на полосчатой подложке в одноминизонном приближении хорошо описывается следующим выражением:

$$\varepsilon(\vec{p}) = \Delta \left(f_1 + \sqrt{f_2^2 + f_3^2 (p_y d)^2} + \frac{f_4^2 (1 - \cos(p_x d))}{2\sqrt{f_2^2 + f_3^2 (p_y d)^2}} \right), \quad (1)$$

где Δ - полуширина запрещенной зоны щелевой модификации графена, p_x , p_y - компоненты квазиимпульса электрона, $d = d_1 + d_2$ - период СР, d_1 и d_2 - ширины полосок бесщелевого и щелевого графена, а коэффициенты f_i подбираются численно на основе непосредственного решения дисперсионного соотношения из [1] (здесь и далее $\hbar = 1$).

На основе квантовой теории плазменных волн в приближении случайных фаз с учетом процессов переброса получено выражение для нахождения закона дисперсии плазменных волн в 2D электронном газе СР

в присутствии сильного ($\Omega \gg \Delta f_4^2 / f_2$) постоянного электрического поля

$$\frac{2\pi e^2}{\chi} \Pi(\vec{k}, \omega) S(\vec{k}) = 1,$$

$$\Pi(\vec{k}, \omega) = \sum_{\vec{p}} \frac{n_{\vec{p}+\vec{k}} - n_{\vec{p}}}{\varepsilon(p_y + k_y) - \varepsilon(p_y) - \omega}, \quad (2)$$

$$\varepsilon(p_y) = \Delta \left(\sqrt{f_2^2 + f_3^2 (p_y d)^2} + \frac{f_4^2}{2\sqrt{f_2^2 + f_3^2 (p_y d)^2}} \right),$$

где $n_{\vec{p}}$ – равновесная функция распределения, T – температура, χ – диэлектрическая проницаемость кристаллической решетки. Множитель $S(\vec{k})$ определяется потенциалом межэлектронного взаимодействия. В данной работе выбран модельный потенциал межэлектронного взаимодействия аналогично потенциалу в двумерном случае, и

$$S(k_x, k_y) = 2d \sum_n \frac{1 - \cos(k_x d)}{(k_x d + 2\pi n)^2 \sqrt{(k_x d + 2\pi n)^2 + (k_y d)^2}}. \quad (3)$$

При произвольных значениях \vec{k} сумма в (3) не выражается через табулированные функции. Однако при малых значениях k ($k_x, k_y \ll \pi/d$) $S(\vec{k})$ ведет себя как $1/|\vec{k}|$.

В сверхрешетке на основе графена возможно бесстолкновительное затухание плазменных волн. В сильном статическом поле этот реализуется при выполнении условия

$$\omega / \Delta < f_3 k_x d. \quad (4)$$

Физический механизм затухания Ландау связан с поглощением (излучением) плазмона частицей. Закон сохранения энергии для этого процесса имеет вид $\varepsilon_n(p_y) - \varepsilon_m(p_y \pm k_y) = \mp \omega$. В нашем предельном случае индексы n и m снимаются ($n=m=0$).

По результатам численного анализа (2) построены графики зависимости $\omega(k_x)$ при $T \approx 70$ К, $\Delta/\Omega \approx 1$, $d = 10^{-6}$ см, $2\Delta = 0.26$ eV (SiC). На рис.1 приведены дисперсионные кривые для разных значений поверхностной плотности 2D электронного газа. Влияние сильного статического электрического поля приводит к характерной зависимости $\omega(k_x)$, с увеличением компоненты волнового вектора k_x частота плазменных колебаний уменьшается. Отметим, что при $n = 10^{11}$ см $^{-2}$ (график б) затухание Ландау отсутствует. В случае, когда $n = 5 \cdot 10^{10}$ см $^{-2}$ (график а)

реализуется выполнение условия (4) при $k_x d \geq 1.5$, т.о. спектр плазменных колебаний, начиная с определенного значения волнового числа, сливается с одночастичным спектром.

Исследована зависимость $\omega(k_x)$ для разных соотношений ширины полосок бесщелевой и щелевой модификации графена. Увеличение ширины полоски щелевой модификации графена приводит к уменьшению частоты плазменных колебаний. Задавая определенную ширину полосок бесщелевой и щелевой модификации графена можно добиваться нужных частотных характеристик образца.

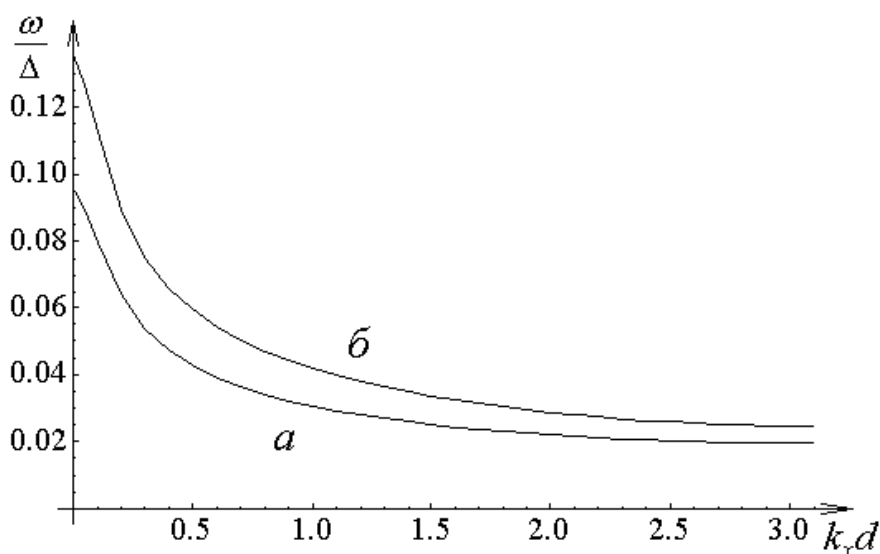


Рис.1. Дисперсионная зависимость $\omega(k_x)$, $d_1 = d_2$: a) $n = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, b) $n = 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Для использования одноминизонного приближения достаточно выполнения условий $T < 70 \text{ K}$, $(\hbar v_f)/(\Delta d) \leq 1$, где $v_f \approx 10^8 \text{ см/с}$ - скорость Ферми в графене.

Настоящая задача решалась в пренебрежении столкновениями электронов с решеткой. Такое возможно, когда период плазменных колебаний мал по сравнению со временем свободного пробега электрона τ ($\omega\tau \gg 1$). Для проявления штарковского квантования необходимо выполнение условия $\Omega\tau \gg 1$. Два последних условия могут быть удовлетворены при $\tau \geq 10^{-12} \text{ с}$, что является легко выполнимым для графена и структур на его основе.

Работа поддержана грантом РФФИ № 13-02-97033 р_поволжье_a, проектом государственных заданий на научно-исследовательскую работу Министерства образования и науки РФ на 2013 год № 2.8298.2013.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. В. Ратников // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т.90. N.6. С.515.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИФРАКЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ФПМ-ЖК ФОТОННЫХ СТРУКТУР ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЗНАКОПЕРЕМЕННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

А.О. Семкин, С.Н. Шарангович

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
a.o.semkin@gmail.com, shr@tusur.ru

С ростом популярности оптоволоконных систем связи в настоящее время очень актуальным является вопрос создания полностью оптических управляемых элементов коммутации, фильтрации и мультиплексирования. Их основу должны составить принципиально новые материалы, позволяющие обеспечить широкополосность, малое время приключения и малое управляющее напряжение. Ярким примером подобного рода материалов является композитный фотополимерный материал с жидкокристаллической компонентой (ФПМ-ЖК). Благодаря характерным физико-химическим свойствам компонентов, в нем возможно голографическое формирование управляемых электрическим полем дифракционных структур (ДС).

В настоящее время получены аналитические модели дифракции света на ДС в ФПМ-ЖК [1,2]. Однако они не учитывают влияние полярности управляющего напряжения на дифракционные характеристики. В связи с этим, целью данной работы явилось исследование влияния знакопеременного управляющего напряжения на характеристики голографических дифракционных структур, сформированных в ФПМ-ЖК.

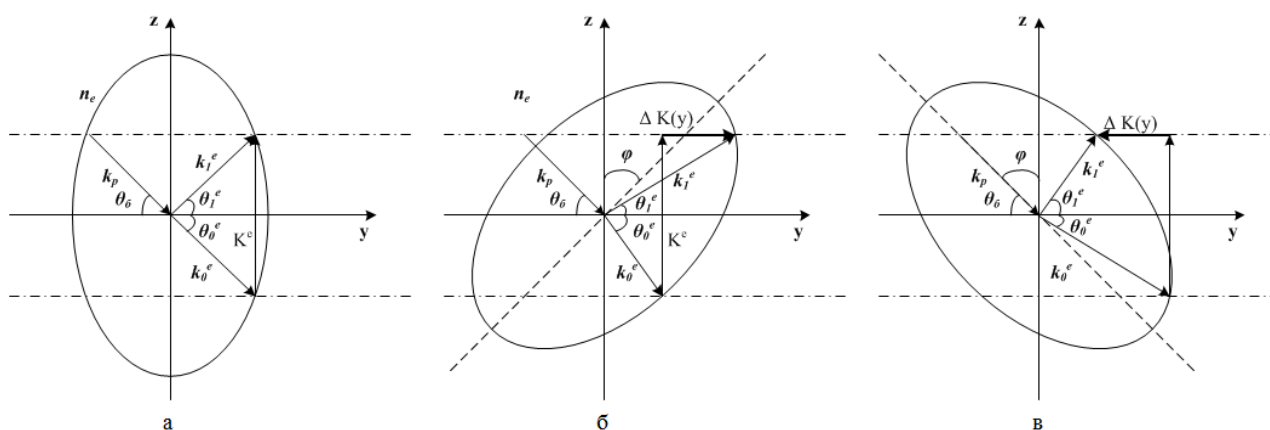


Рис.1. Локальные векторные диаграммы дифракции на ДС в ФПМ-ЖК:
а – в отсутствие управляющего напряжения, б,в – при подаче управляющего напряжения разной полярности

Голографическая запись ДС в ФПМ-ЖК сопряжена с формированием в образце периодической и плавной неоднородности оптических свойств. Периодическая неоднородность вызвана записью двух дифракционных

решеток – фотополимерной и жидкокристаллической, плавная определяется способностью молекул ЖК менять свою ориентацию под действием внешнего электрического поля. Кроме этого, жидкий кристалл проявляет анизотропию оптических свойств, что обуславливает расщепление падающего света на границе раздела двух сред на необыкновенную и обыкновенную волны. При этом каждая из этих волн испытывает дифракцию на оптических неоднородностях образца.

Геометрия дифракции необыкновенных волн на ДС в ФПМ-ЖК при отсутствии управляющего напряжения и при ненулевых управляющих напряжениях противоположных полярностей приведена на рисунке 1.

На рисунке 1 k_p – волновой вектор падающего пучка; $\mathbf{k}_j^e(\mathbf{r}, E) = (\omega/c)n_j^e\mathbf{N}_j^e$ – волновые векторы дифрагирующих пучков; $j = 0, 1$ – порядок дифракции; n_j^e – показатели преломления, \mathbf{N}_j^e – волновые нормали; e соответствует необыкновенной волне; \mathbf{K} – вектор решетки; $\Delta\mathbf{K}(\mathbf{r}, E)$ – локальная фазовая расстройка, φ – угол поворота оси директора ЖК.

Как видно из рисунка 1, воздействие управляющего напряжения приводит к изменению геометрии дифракции (рисунок 1б, 1в), и как следствие к пространственной неоднородности фазовой расстройки $\Delta\mathbf{K}$. Величина локальной фазовой расстройки $\Delta\mathbf{K}(\mathbf{r}, E)$ определяется из векторного уравнения:

$$\Delta\mathbf{K}(\mathbf{r}, E) = k \left[n_0^e(\mathbf{r}, E)(\mathbf{N}_0^e \cdot \mathbf{y}_0) - n_1^e(\mathbf{r}, E)(\mathbf{N}_1^e \cdot \mathbf{y}_0) \right] + \mathbf{K} \cdot \mathbf{y}_0. \quad (1)$$

Входящие в (1) зависимости $\mathbf{N}_j^e(\mathbf{r}, E)$ находятся из уравнений эйконала. При этом пространственная зависимость $n_j^e(\mathbf{r}, E)$ дается выражением:

$$n_j^e(\mathbf{r}, E) = n_o n_e \left[n_e^2 \cdot \sin^2(\varphi(\mathbf{r}, E) \pm \theta_j^e) + n_o^2 \cdot \cos^2(\varphi(\mathbf{r}, E) \pm \theta_j^e) \right]^{-1/2}, \quad (2)$$

где $\theta_{1,0}^e$ – углы падения и дифракции необыкновенных волн нулевого и первого порядков соответственно, а зависимость $\varphi(\mathbf{r}, E)$ определяется из уравнения Фредерикса [3]:

$$\frac{1}{\xi_E(E)} \left(\frac{d}{2} + y \right) = \int_0^{\varphi} \left(\sin^2 \varphi_m(\mathbf{r}, E) - \sin^2 \varphi \right)^{-1/2} d\varphi, \quad (3)$$

где $\xi_E(E)$ – оптическая когерентная длина, d – толщина образца, φ_m – максимальный угол поворота директора ЖК.

Изменение полярности управляющего напряжения на противоположную и соответствующий поворот оси директора ЖК в противоположном направлении учитывается внесением в выражение (2)

дополнительного сдвига на π (рисунок 1):

$$n_{1,0}^e = n_o n_e \left[n_e^2 \cdot \sin^2(\pi - \varphi(r, E) \pm \theta_{1,0}^e) + n_o^2 \cdot \cos^2(\pi - \varphi(r, E) \pm \theta_{1,0}^e) \right]^{1/2}. \quad (4)$$

Для количественной оценки степени влияния пространственной неоднородности $\Delta K(\mathbf{r}, E)$ на условия дифракции световых волн на ДС в ФПМ-ЖК используем величину интегральной фазовой расстройки:

$$\Theta(y, E) = \int_0^y \Delta K(y', E) dy'. \quad (5)$$

Численное моделирование проводилось по выражениям (1)-(5) при дифракции необыкновенных волн на ДС в ФПМ-ЖК для двух случаев: при $E > 0$ и $E < 0$, что соответствует повороту оси директора ЖК вправо (рисунок 1б) и влево (рисунок 1в).

На рисунке 2 приведены зависимости локальной и интегральной фазовых расстроек при воздействии управляющих напряжений разных полярностей.

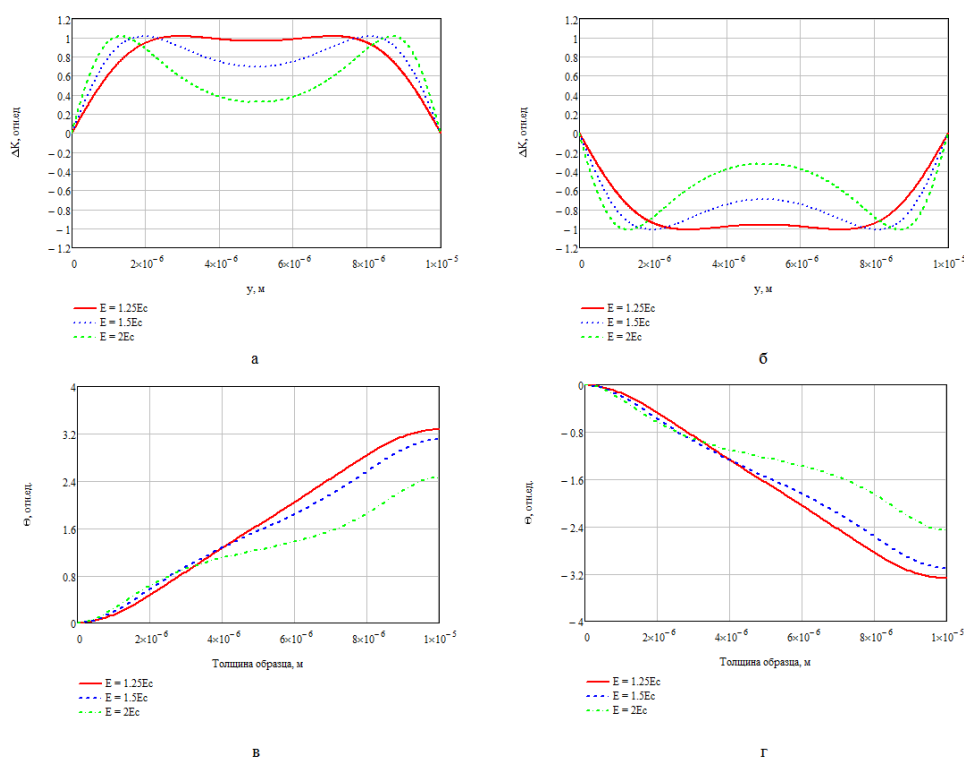


Рис. 2. Изменение локальной фазовой расстройки и интегральной фазовой расстройки по толщине образца в зависимости от приложенного электрического поля, при вращении оси ЖК по часовой стрелке (а,в) и против часовой стрелки (б,г).

Для анализа влияния полярности управляющего напряжения на характеристики ФПМ-ЖК ДС воспользуемся решением уравнений связанных волн [2] в оптически неоднородной среде в приближении заданного поля. В этом случае передаточная функция (ПФ) ДС имеет вид:

$$T_d(\Delta, E) = \left[\frac{1}{d} \cdot \left| \int_0^d C(y, E) \cdot \exp \left[i \cdot \left(\Delta \cdot \frac{y}{d} + \Theta(y, E) \right) \right] dy \right|^2 \right], \quad (6)$$

где $C(y, E)$ – амплитудный коэффициент связи [2]; $\Delta(\delta\theta)$ – относительная фазовая расстройка, $\delta\theta = \theta - \theta_0$ – отклонение от угла Брэгга θ_0 .

Результаты моделирования ПФ $T_d(\Delta, E)$, иллюстрирующие влияние полярности управляющего напряжения на характеристики ДС в ФПМ-ЖК, представлены на рисунке 3.

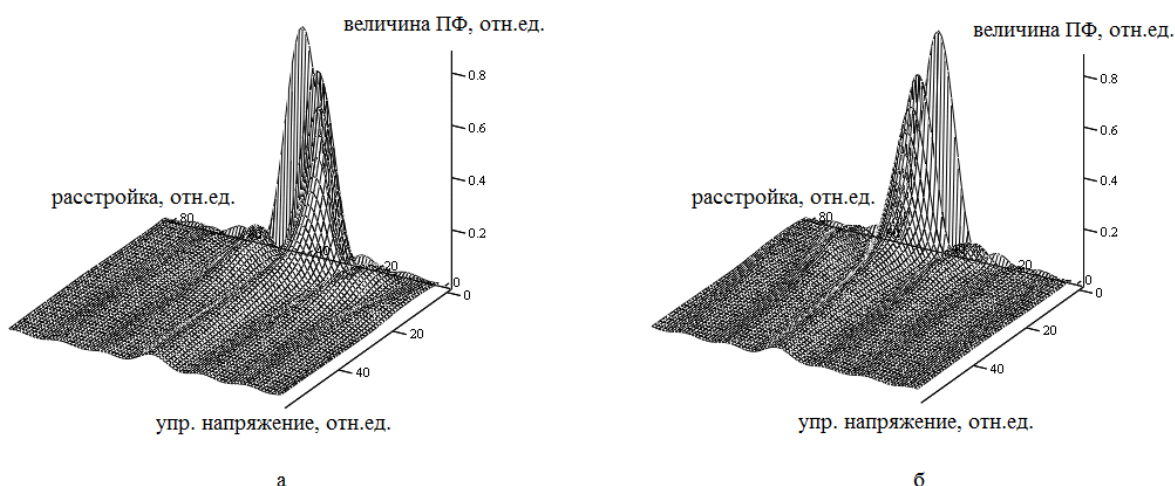


Рис.3. Зависимости ПФ от относительной расстройки и управляющего напряжения

Приведенные на рисунке 3 зависимости показывают, что изменение полярности управляющего напряжения приводит к сдвигу характеристик $T_d(\Delta, E)$ в противоположные стороны.

Таким образом, результаты моделирования показывают возможность дополнительного управления дифракционными характеристиками ФПМ-ЖК ДС при воздействии на структуру знакопеременного управляющего напряжения, которое может быть осуществлено путем формирования неоднородной пространственной топологии электродной структуры.

Работа выполнена в рамках Госзадания Минобрнауки РФ на 2013 г. (проект № 7.2647.2011).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ноздреватых Б.Ф., Устюжанин С.В., Шарангович С.Н. // Доклады ТУСУРа. 2010. № 1(21), часть 2. С. 109.
2. Ноздреватых Б.Ф., Устюжанин С.В., Шарангович С.Н. // Доклады ТУСУРа. 2007. № 2(16). С. 192.
3. Сонин А.С. «Введение в физику жидких кристаллов». М.: Наука, 1983.

УВЕЛИЧЕНИЕ ЭФФЕКТА ФАРАДЕЯ В МАГНИТОФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ

Д.А. Сылгачева, Н.Е. Хохлов, В.И. Белотелов
Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия
sylgacheva.darjja@physics.msu.ru

Плазмоника является быстро развивающейся областью оптики. Это связано с практически важными перспективами, которые она открывает. Несмотря на то, что свойства поверхностных плазмон-поляритонов и фотонных кристаллов исследуются уже несколько десятилетий, практический потенциал плазмоники все еще не раскрыт до конца [1].

Фотонные кристаллы – периодические диэлектрические структуры, взаимодействие света с которыми аналогично взаимодействию электронов с периодическим потенциалом кристаллической решетки. Результатом такого взаимодействия является наличие фотонной запрещенной зоны (ФЗЗ) [2]. Из-за ФЗЗ в спектре пропускания фотонного кристалла наблюдается широкий провал.

Поверхностные плазмон-поляритоны (ППП) - связанные колебания электромагнитного поля и электронного газа металла, распространяющиеся вдоль границы раздела между металлом и диэлектриком [3]. На практике для возбуждения ППП один из слоев (металл или диэлектрик) периодически перфорируют.

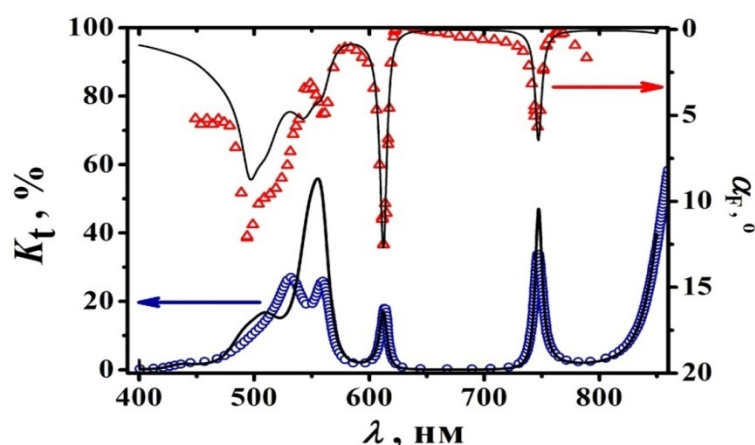


Рис. 1. Спектр пропускания исследуемого фотонного кристалла

В данной работе исследовался фотонный кристалл с дефектом из магнитного материала: кварц/ $(\text{TiO}_2/\text{SiO}_2)^4/\text{Bi:YIG}/(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)^4$, т.е. восемь (по четыре сверху и снизу магнитного слоя) пар диэлектрических зеркал $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$, толщина каждого слоя $\lambda/4$, где λ – длина волны света в веществе. Толщина магнитного слоя Bi:YIG равна 315 нм.

Экспериментально измеренный спектр пропускания структуры показал, что центр ФЗЗ находится на длине волны 674 нм (рис. 1).

Внутри ФЗЗ на длине волны 612 нм наблюдается узкий пик коэффициента пропускания, обусловленный наличием дефекта в фотонном кристалле. Результаты экспериментального измерения угла поворота Фарадея показали, что максимум фарадеевского вращения внутри ФЗЗ совпадает с пиком коэффициента пропускания.

Также в работе рассматривается совмещение двух периодических структур: фотонного кристалла и периодически перфорированной золотой пленки. Геометрические параметры золотого слоя (толщина, период решетки, ширина щелей) подбирались таким образом, чтобы в структуре возбуждался ППП на границе золота и верхнего слоя TiO_4 . Аналитическое решение уравнений Максвелла в подобной структуре невозможно, поэтому расчет параметров решетки проводился при помощи численного моделирования методом связанных волн в пространстве Фурье (Rigorous coupled-wave analysis, RCWA) [4].

Результаты показали, что при нанесении слоя золота внутри ФЗЗ появляется второй пик пропускания, связанный с плазмонным резонансом. При этом также появляется дополнительный пик в спектре фарадеевского вращения в районе плазмонного резонанса. Подбором геометрических параметров золотой решетки можно добиться ситуации, когда максимумы обоих резонансов структуры находятся на одной длине волны. В этом случае максимальное значение угла фарадеевского вращения вблизи резонанса пропускания увеличивается по сравнению со случаем, когда золотая пленка отсутствует.

Также положение пика пропускания, обусловленного возбуждением ППП, зависит от угла падения и поляризации света. Таким образом, изменяя эти параметры можно управлять углом поворота Фарадея (и, соответственно, поляризацией) прошедшего через кристалл излучения. Это может быть использовано для создания оптических невзаимных элементов нового типа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Стефан А. Майер «Плазмоника: теория и приложения» - М. – Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2011. – 296 с
2. В.И. Белотелов, А.К. Звездин «Фотонные кристаллы и другие метаматериалы». – М.:Бюро Квантум, 2006. – 144 с
3. S.A. Maier “Plasmonics - Fundamentals and applications“// New York: Springer, 2007
4. Li L. Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures. // J.Opt.Soc.Am. A. 13, 1996 p. 1870-1875.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ
ПЛАЗМОНОВ-ПОЛЯРИТОНОВ И СУБ-ТЕРАГЕРЦОВЫХ
АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ГИБРИДНОЙ
МЕТАЛЛ-ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СТРУКТУРЕ

Н.Е. Хохлов¹, В.И. Белотелов¹, Б.А. Главин²

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

² *Институт физики полупроводников имени В. Е. Лашкарева НАН, Украина
n.e.khokhlov@gmail.com*

В настоящее время плазмоника привлекает все большее внимание исследователей. Растущий интерес связан с возможностями, которые она открывает: новые способы обработки информации в наносхемах [1], создание био-сенсоров [2] и т.д. Современные системы передачи информации требуют создания «активных» плазмонных систем, оптические свойства которых можно изменять посредством внешнего воздействия. В качестве внешнего воздействия для управления распространением поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) могут использоваться электрическое [3], магнитное [4] поля и др. Также изменение волнового вектора ППП может происходить при модуляции геометрических параметров плазмонной структуры при распространении в ней акустических волн [5]. Максимальная частота эффективной модуляции электромагнитной волны в стандартных акусто-оптических устройствах фундаментально ограничена законами сохранения энергии и импульса при фонон-фотонном взаимодействии и составляет порядка нескольких десятков ГГц. Подобная акустическая модуляция ППП в плазмонных структурах наблюдалась экспериментально и составляет до 10 ГГц [6].

В работе предлагается новый подход к высокочастотной (до нескольких ТГц) акустической модуляции параметров плазмонных структур. Эффективное фонон-фотонное взаимодействие на таких высоких частотах возможно благодаря взаимодействию мод акустической полости и плазмонной решетки. Полость образована полупроводниковым слоем, нанесенным на поверхность полупроводниковую одномерную сверхрешетку. Такая полость является дефектом фононного кристалла, что приводит к образованию узкого уровня внутри акустической запрещенной зоны. Благодаря этому, акустическая мода локализована, в основном, в приповерхностном слое структуры. На поверхность полупроводниковой структуры нанесена металлическая решетка, геометрические параметры которой подбираются таким образом, чтобы на определенной длине волны в спектре отражения наблюдался резонанс, связанный с возбуждением ППП. При распространении в структуре акустической волны происходит модуляция высоты решетки и изменение диэлектрической проницаемости

полупроводниковых слоев. Оба эти эффекта приводят к смещению плазмонного резонанса и, как следствие, модуляции коэффициента отражения структуры. Так как взаимодействие акустической и электромагнитной волн происходит в основном в ближней зоне, то это позволяет увеличить частоту эффективной модуляции отраженного света.

В ходе работы исследовалась структура, состоящая из золотой решетки, нанесенной на сверхрешетку GaAs/AlAs с акустической полостью из GaAs. В результате численного моделирования получено, что на частоте модуляции акустической модуляции геометрических параметров решетки 100 ГГц относительное изменение показателя отражения структуры может составлять несколько процентов при амплитуде напряжения в акустической моде порядка 10^{-4} . Такое значение амплитуды характерно для акустических волн, возбуждаемых пикосекундными лазерным импульсом.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.L. Brongersma, V.M. Shalaev *Science*. 328. P. 440-441, (2010).
2. Kabashin A.V., Evans P., Pastkovsky S., Hendren W., Wurtz G.A., Atkinson R., Pollard R., Podolskiy V.A., Zayats A.V. *Nature Materials*.8. P. 867 – 871, (2009).
3. N. M. Hassan, V. V. Mkhitarian, and E. G. Mishchenko, *Phys. Rev. B* 85, 125411 (2012).
4. V. V. Temnov, G. Armelles, U. Woggon, D. Guzatov, A. Cebollada, A. Garcia-Martin, J. M. Garcia-Martin, T. Thomay, A. Leitenstorfer, and R. Bratschitsch, *Nature Photon.* 4, 107 (2010).
5. Y.-L. Chiang, C.-W. Chen, C.-H. Wang, C.-Y. Hsieh, Y.-T. Chen, H.-Y. Shih, and Y.-F. Chen, *Appl. Phys. Lett.* 96, 041904 (2010)
6. H.-P. Chen, Y.-C. Wen, Y.-H. Chen, C.-H. Tsai, K.-L. Lee, P.-K. Wei, J.-K. Sheu, and C.-K. Sun, *Appl. Phys. Lett.* 97, 201102 (2010).