

СЕКЦИЯ 2. НАНОФОТОНИКА И ПЛАЗМОНИКА

Устойчивый алгоритм для расчета электромагнитного поля мод периодических волноводов	
<i>Е.А. Безус, Л.Л. Досколович, Н.Л. Казанский</i>	3
Интенсивностные магнитооптические эффекты в металло-диэлектрических структурах	
<i>В.И. Белотелов, А.Н. Калиш, Л.Е. Крелькамп, И.А. Акимов, М. Байер, А.К. Звездин</i>	6
Ток увлечения при межзонном поглощении света полупроводниковой гетероструктурой, свернутой в рулон	
<i>М.В. Вязовский, Г.А. Сыродоев</i>	8
Применение эффектов самовоздействия лазерного излучения для диагностики наночастиц металлооксидов в диэлектрических матрицах	
<i>В.Я. Гайворонский</i>	12
Связанные плазменные волны в системе двух двумерных сверхрешеток в присутствии квантующего электрического поля	
<i>С.Ю. Глазов, Е.С. Кубракова, Н.Е. Мещерякова</i>	14
Численное исследование закона дисперсии плазменных волн в сверхрешетке на основе графена	
<i>С.Ю. Глазов, Н.Е. Мещерякова, А.А. Ковалев</i>	17
Поляризационные характеристики аномального пропускания света проводящими пленками	
<i>С.Э. Григас, А.Г. Ржанов, В.Н. Семенов, В.А. Чистяев</i>	19
Электролюминесценция одиночных нанокристаллов CdSe, возбуждаемых туннельным током сканирующего туннельного микроскопа	
<i>И.С. Езубченко, А.С. Трифонов, И.С. Осадько, И.Г. Прохорова, О.В. Снигирев, Е.С. Солдатов</i>	23
Эффект полного внутреннего отражения плазмонов в нелинейных средах	
<i>Д.О. Игнатьева, А.П. Сухоруков</i>	26

Управление излучением квантовых точек с помощью ансамбля оптических наноантенн Яги-Уда

С.В. Лобанов, T. Weiss, D. Dregely, H. Giessen, H.A. Funmiyic, С.Г. Тиходеев 28

Использование локализованных плазмонов для модификации оптических свойств и конформационных перестроек органических молекул

Н.А. Торопов, А.А. Старовойтов, Е.Н. Калитеевская, В.П. Крутякова, Н.Б. Леонов, Т.К. Разумова, Т.А. Вартамян 31

Управление импульсами поверхностных плазмон-поляритонов в плазмонных кристаллах

Н.Е. Хохлов, В.И. Белотелов..... 35

Сравнение эффектов самовоздействия непрерывного лазерного излучения в матрице KDP с инкорпорированными наночастицами оксидов титана(IV) и алюминия

В.А. Яцына, М.А. Копыловский, В.Я. Гайворонский 37

УСТОЙЧИВЫЙ АЛГОРИТМ ДЛЯ РАСЧЕТА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ МОД ПЕРИОДИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ

Е.А. Безус^{1,2}, Л.Л. Досколович^{1,2}, Н.Л. Казанский^{1,2}

¹Институт систем обработки изображений РАН

²Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королева (национальный исследовательский университет)

evgeni.bezus@gmail.com

Метод фурье-мод (в англоязычной литературе — *rigorouscoupledwaveanalysis* и *Fouriermodalmethod*) представляет собой эффективный численный метод решения уравнений Максвелла, в своей классической формулировке ориентированный на моделирование дифракции плоской электромагнитной волны на периодических дифракционных решетках [1]. В течение последнего десятилетия был предложен ряд модификаций метода, расширяющих сферу его применения и предназначенных для решения задач дифракции на неперриодических структурах, в частности, для моделирования дифракции волноводных мод на неоднородностях волновода [2].

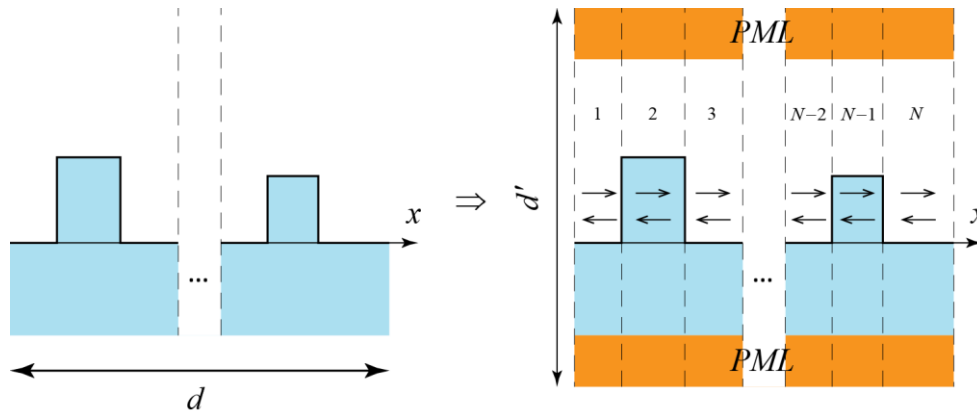


Рис. 1. Геометрия задачи расчета собственных мод структуры

Еще одной областью, в которой применяется метод фурье-мод, является расчет собственных мод периодических дифракционных структур, в частности, дифракционных решеток и периодически структурированных волноводов. Расчет мод таких структур важен для анализа и объяснения особенностей их оптических свойств. Наиболее распространенный подход связан с нахождением полюсов матрицы рассеяния структуры [3]. Следует отметить, что, несмотря на то, что данный подход позволяет исследовать свойства квазиволноводных мод как в терминах действительной частоты и комплексного волнового вектора, так и в терминах комплексной частоты и действительного волнового вектора, расчет полюсов матрицы рассеяния представляет собой сложную алгоритмическую и вычислительную задачу. В работе [4] был предложен

альтернативный подход, основанный на дополнительной искусственной периодизации структуры и добавлении на границы введенного периода d' поглощающих слоев (в частности, т.н. идеально согласованных поглощающих слоев — PML) (рис. 1). При этом описание поля в каждом из слоев, ограниченных плоскостями $x = const$, сводится к решению задачи на собственные значения и собственные вектора, описывающие фурье-моды, распространяющиеся в слое в положительном и отрицательном направлениях оси x [1,2]. Задача нахождения собственных мод структуры в этом случае сводится к дополнительной обобщенной задаче на собственные значения [4]

$$\begin{pmatrix} \mathbf{T}_{++,R} & \mathbf{0} \\ \mathbf{R}_{-,R} & -\mathbf{I} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{c}_{1,R}^+ \\ \mathbf{c}_{1,R}^- \end{pmatrix} = \beta \begin{pmatrix} \mathbf{I} & -\mathbf{R}_{+,R} \\ \mathbf{0} & -\mathbf{T}_{-,R} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{c}_{1,R}^+ \\ \mathbf{c}_{1,R}^- \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где матрицы $\mathbf{T}_{\pm\pm,R}$, $\mathbf{R}_{\pm\pm,R}$ представляют собой блоки матрицы рассеяния структуры, связывающей амплитуды волн в слоях с номерами 1 и $N+1$, $\mathbf{c}_{1,R}^{\pm}$ — амплитуды фурье-мод в первом слое (знаки \pm обозначают направление затухания волн) (рис. 1), $\beta = \exp(-ik_0 n_{eff} d)$, где d — период исходной дифракционной структуры, n_{eff} — искомый эффективный показатель преломления собственной моды, $k_0 = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны в свободном пространстве. Нижний индекс R означает, что амплитуды волн записаны на правой границе слоя. В работе [4] было показано, что использование выражения (1) для расчета констант распространения мод позволяет построить алгоритм, численно устойчивый вне зависимости от числа слоев N и числа фурье-гармоник n , используемого при построении матрицы рассеяния.

В настоящей работе установлено, что использование этого выражения для расчета распределения электромагнитного поля мод при большом числе гармоник может привести к численной неустойчивости. На рисунке 2(а) показан пример расчета распределения интенсивности электромагнитного поля, соответствующего интерференции двух ТМ-поляризованных квазиволноводных мод с константами распространения, близкими к константам распространения ± 1 порядков дифракции субволновой дифракционной решетки с однородным слоем, рассмотренной в работе [5]. Из рисунка 2(а) видно, что в распределении поля доминируют артефакты расчета на границах периода, что свидетельствует о численной неустойчивости алгоритма. В настоящей работе построена численно устойчивая модификация алгоритма, для которой обобщенная задача на собственные значения (1) переформулирована в виде

$$\begin{pmatrix} \mathbf{T}_{+,L} & \mathbf{0} \\ \mathbf{R}_{+,R} \mathbf{X}_1 & -\mathbf{I} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{c}_{1,L}^+ \\ \mathbf{c}_{1,R}^- \end{pmatrix} = \beta \begin{pmatrix} \mathbf{I} & -\mathbf{R}_{+,L} \mathbf{X}_1 \\ \mathbf{0} & -\mathbf{T}_{-,R} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{c}_{1,L}^+ \\ \mathbf{c}_{1,R}^- \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где нижние индексы R, L обозначают границу слоя, на которой записаны амплитуды фурье-мод, а матрицы $\mathbf{T}_{+,L}$, $\mathbf{T}_{-,R}$, $\mathbf{R}_{+,L}$, $\mathbf{R}_{+,R}$ представляют собой подматрицы соответствующих матриц рассеяния. Диагональная матрица \mathbf{X}_1 описывает распространение волн на расстояние, равное толщине первого слоя [1]. На рисунке 2(б) показано распределение поля мод, рассчитанное при том же числе фурье-гармоник с помощью устойчивого алгоритма, построенного на основе модифицированного выражения (2). В данном случае распределение поля близко к распределению поля в структуре при дифракции плоской волны в резонансных условиях [5].

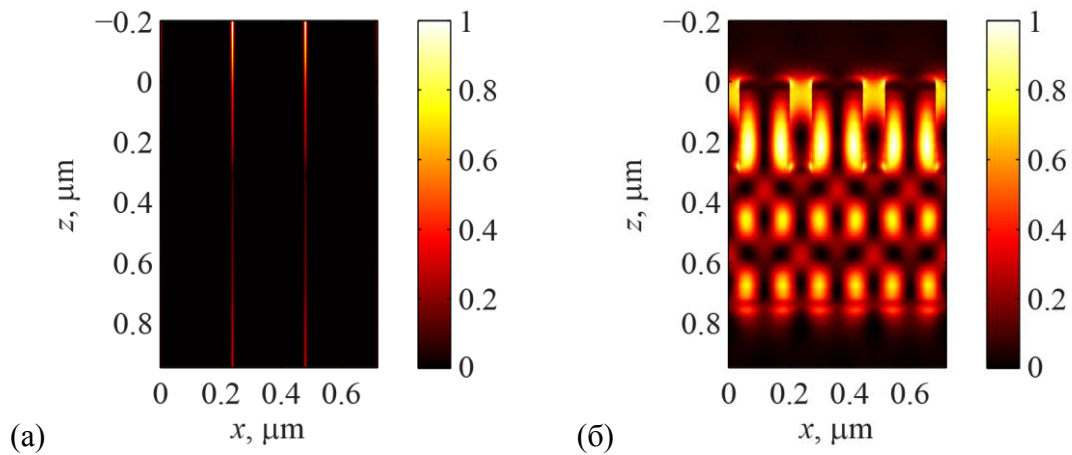


Рис. 2. Распределение электрического поля собственных мод в диэлектрической структуре при $n=100$, рассчитанное с помощью исходного алгоритма (а) и модифицированного устойчивого алгоритма (б)

Работа выполнена при поддержке грантафонда «Династия», грантов РФФИ 12-07-00495, 11-07-12036, 10-07-00553, 11-07-00153 и грантов Президента РФ НШ-7414.2010.9, МД-1041.2011.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.G. Moharam, E.B. Grann, D.A. Pommet, T.K. Gaylord // J. Opt. Soc. Am. A. 1995. V. 12. No 5. P. 1068.
2. P.Lalanne, E. Silberstein // Opt. Lett. 2000. Vol. 25. No 15. P. 1092.
3. Н.А. Гиппиус, С.Г. Тиходеев // УФН. 2009. Т. 179. № 9. С. 1027.
4. Q. Cao, P.Lalanne, J.-P.Hugonin // J. Opt. Soc. Am. A. 2002. Vol. 19.No 2. P. 335.
5. Е.А. Bezus, L.L. Doskolovich, N.L. Kazanskiy // Microelectronic Engineering. 2011. V. 88. No 2. P. 170.

ИНТЕНСИВНОСТНЫЕ МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В МЕТАЛЛО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

В.И. Белотелов^{1,2}, А.Н. Калиш^{1,2}, Л.Е. Крелькамп³, И.А.
Акимов³, М. Байер³, А.К. Звездин²

¹МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет

²Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук

³Технический университет Дортмунда

vladimir.belotelov@gmail.com

В настоящее время большую важность представляет управление оптическим излучением с помощью магнитного поля. Это связано с тем, что магнитным полем можно модулировать интенсивность и поляризацию света на субнаносекундных временных масштабах. Сочетание магнитооптики и гибридных наноструктурированных материалов дало значительный прогресс в этом направлении, обеспечивая значительное увеличение магнито-оптических эффектов [1]. Как правило, магнитооптические эффекты проявляются в оптическом дальнем поле.

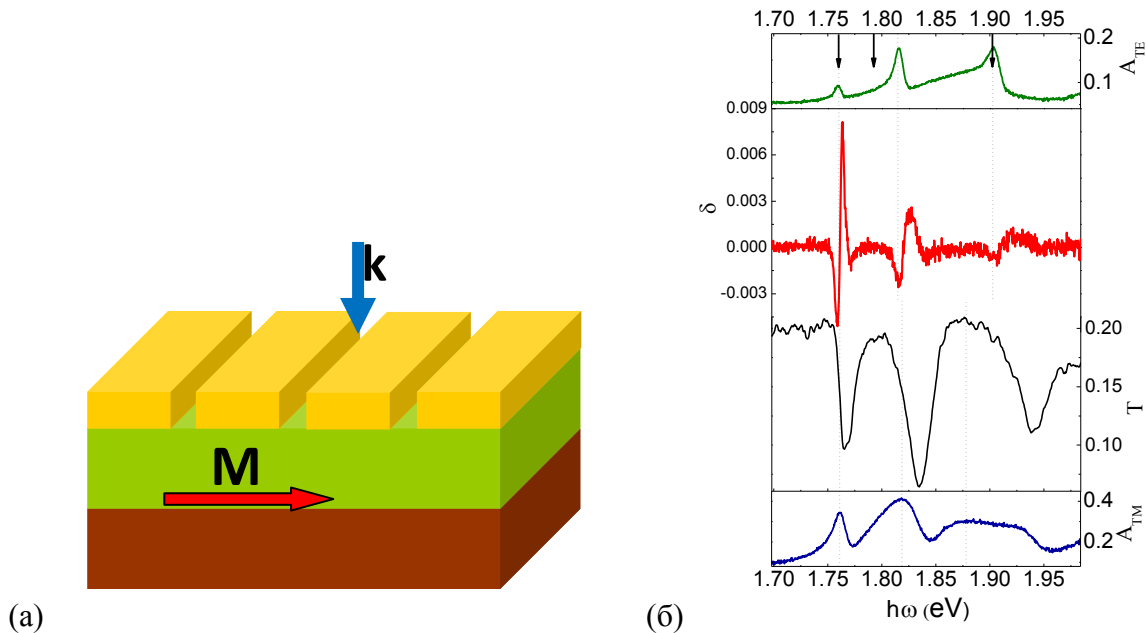


Рис. 1 (а) Магнитоплазмонный кристалл. (б) Интенсивностный магнитооптический эффект в дальнем поле. Спектры интенсивностного магнитооптического эффекта (красная кривая) и коэффициента пропускания (черная кривая), поглощения (синяя кривая) для света, поляризованного перпендикулярно щелям и спектр поглощения при падении волны, поляризованной вдоль щелей (зеленая кривая). Нормальное падение. Внешнее магнитное поле 160 мТл. Стрелками показаны энергии фотонов, при которых построены распределения электромагнитного поля на рис.2.

В данной работе разработан и изготовлен магнитоплазмонный кристалл (рис. 1а), в котором продемонстрирован новый

интенсивностныймагнитооптический эффект, проявляющийся как в дальнем, так и в ближнем оптических полях. Данный эффект проявляется в индуцированном намагничивании материала переключенииволноводных мод в плазмоннокристалле кристалла (рис.2) и одновременно может наблюдаться как изменениеинтенсивности прошедшего или отраженного света (рис.1б). В дальнем оптическом поле эффект характеризуется величиной $\delta = (T_M - T_0)/T_0$. Эффект имеет линейный и квадратичный по намагниченности вклады и может быть усилен при использовании материалов с большой магнитооптической активностью.

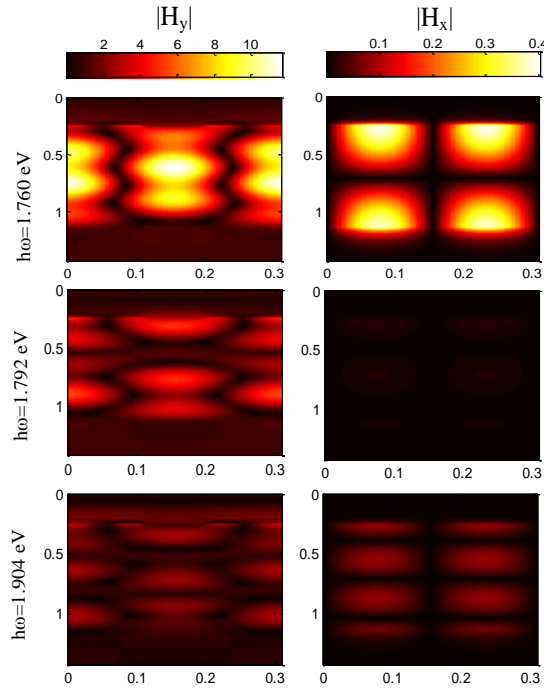


Рис. 2. Контурные графики, показывающие рассчитанное распределение модуля компонента магнитного поля $|H_y|$ and $|H_x|$ в световой волне при трех различных энергиях падающих фотонов. Компонента поля $|H_y|$ характеризует ТМ-волну, а компонента $|H_x|$ - ТЕ-волну.

С помощью теоретического анализа и численного расчета показано, что при намагничивании диэлектрического слоя плазмонного кристалла возможно возбуждение падающим ТМ-поляризованным светом квази-ТЕ-мод. Это связано с тем, что наличие намагниченности в слое приводит к формированию квази-ТЕ моды, т.е. к модификации ТЕ-моды и возникновению у нее компонент поля ТМ-моды.

ЛИТЕРАТУРА

1. V.Belotelov, I. Akimov, M. Pohl, V. Kotov, S. Kasture, A. Vengurlekar, A. Gopal, D. Yakovlev, A. Zvezdin, M. Bayer // Nature Nano. 2011. No6. P.370376.

ТОК УВЛЕЧЕНИЯ ПРИ МЕЖЗОННОМ ПОГЛОЩЕНИИ СВЕТА ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРОЙ, СВЕРНУТОЙ В РУЛОН

М.В. Вязовский, Г.А. Сыродоев

Волгоградский государственный социально-педагогический университет
belgen@avtlg.ru

В последнее время как теоретически, так и экспериментально изучаются различные квантовые свойства криволинейных наноструктур [1-9]. В нашей работе рассматривается эффект увлечения электронов электромагнитной волной, распространяющейся вдоль оси наноструктуры, свернутой в рулон цилиндрической формы. Современный уровень технологии позволяет изготавливать рулоны, содержащие более десяти слоев с квантовыми ямами [1]. В случае перекрытия волновых функций электронов в ямах в радиальном направлении r (цилиндрической системы координат) возникает криволинейная сверхрешетка (КСР), а вдоль оси рулона (оси z) и в азимутальном направлении движение электронов будет происходить в основной двумерной решетке [2]. Примем, что при достаточно низких температурах уровни всех минизон валентной зоны будут заняты электронами, а уровни минизон зоны проводимости – свободными.

Рассмотрим переходы электронов из верхней минизоны валентной зоны в нижнюю минизону зоны проводимости. Пренебрегая в выражении для вероятности переходов импульсами фотонов, ток увлечения найдем из квазиклассического уравнения.

$$j_z = -\frac{e}{\mu_c V} \int p_z f(\mathbf{p}, t) d^3 \mathbf{p}, \quad (1)$$

здесь e – заряд электрона, V – объем рулона, $\mu_{c(v)}$ – эффективная масса электрона в зоне проводимости (валентной зоне), \mathbf{p} – квазиимпульс, а $f(\mathbf{p}, t)$ – решение уравнения Больцмана (в приближении постоянного времени релаксации τ для электронов минизоны проводимости)

$$\frac{\partial f}{\partial t} - [e(\mathbf{E}(t) + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{H}(t))] \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = -\frac{f - f_0}{\tau} + w_p - \frac{f}{\tau_r}, \quad (2)$$

здесь $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \sin(\omega t - qz)$, $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 \sin(\omega t - qz)$ – поле световой волны, распространяющейся вдоль оси z и поляризованной вдоль оси x , w_p – полная вероятность перехода из верхней минизоны валентной зоны в состояние \mathbf{p} нижней минизоны зоны проводимости в единицу времени в единице объема, τ_r – среднее время рекомбинации пары электрон – дырка.

Энергию электрона в минизонах зоны проводимости и валентной зоны запишем в цилиндрической системе координат в виде

$$\varepsilon^c(\mathbf{p}) = \frac{p_z^2}{2\mu_c} + \frac{p_\varphi^2}{2\mu_c r^2} + \frac{\Delta_c}{2} (1 - \cos(\frac{p_r d}{\hbar})),$$

$$\varepsilon^v(\mathbf{p}) = -\frac{p_z^2}{2\mu_v} - \frac{p_\varphi^2}{2\mu_v r^2} - \varepsilon_g - \frac{\Delta_v}{2} (1 - \cos(\frac{p_r d}{\hbar})) \quad (3)$$

ε_g - ширина запрещенной зоны основной решетки, Δ_c (Δ_v) - ширина минизоны проводимости (валентной минизоны), d - постоянная СР, $\mu_{c(v)}$ - эффективная масса электронов в зоне проводимости (валентной зоне) основной решетки. Решение уравнения (2) найдено методом характеристик

при $t \gg \tau_r$: $f(p, t) = \int_{-\infty}^t e^{-\frac{t-t'}{\tau}} w(\mathbf{p}'(t'); \mathbf{p}, t) dt'$, где \mathbf{p}' определяется из уравнения

движения $\frac{d\mathbf{p}'}{dt} = -e(\mathbf{E}(t') + [\frac{\mathbf{v}}{c} \mathbf{H}(t')])$ с начальным условием $t' = t$ и $\mathbf{p}' = \mathbf{p}$.

Для нахождения вероятности перехода в единице объема за 1 сек эффективный гамильтониан электрон-фотонного взаимодействия (в дипольном приближении) возьмем в виде:

$$\begin{aligned} \hat{H}_{ef} &= \frac{1}{2} (\varepsilon^v(\hat{\mathbf{p}} + \frac{e}{c} \mathbf{A}(t)) - \varepsilon^v(\hat{\mathbf{p}})) + (\varepsilon^c(\hat{\mathbf{p}} + \frac{e}{c} \mathbf{A}(t)) - \varepsilon^c(\hat{\mathbf{p}})) = \\ &= \frac{\Delta}{2} (\{1 - \cos(\frac{ed}{\hbar c} A_r(t))\} \cos\{\frac{\hat{p}_r d}{\hbar}\} - \sin\{\frac{ed}{\hbar c} A_r(t)\} \sin\{\frac{\hat{p}_r d}{\hbar}\}) - \frac{e\hat{A}_\varphi \hat{p}_\varphi}{\mu c r} + \frac{e^2 A_\varphi^2}{2\mu c^2} \end{aligned} \quad (4)$$

где $A_r(t) = A_0 \cos \varphi \sin \omega t$, $A_\varphi = -A_0 \sin \varphi \sin \omega t$, $\Delta = (\Delta_c + \Delta_v)/2$,

$\mu = \mu_c \mu_v / (\mu_c + \mu_v)$, $\hat{p}_r = -i\hbar \frac{\partial}{\partial r}$, $\hat{p}_\varphi = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \varphi}$. Используя разложение в ряд Фурье,

получим

$$\begin{aligned} \hat{H}_{ef} &= \frac{\Delta}{2} \cos\{\frac{d}{\hbar} \hat{p}_r\} - \frac{\Delta}{4} \sum_{m, m'} (J_m(a) J_{m'}(a)) ((1 + (-1)^{m+m'}) \cos\{\frac{d}{\hbar} \hat{p}_r\} + \\ &+ i(1 - (-1)^{m+m'}) \sin\{\frac{d}{\hbar} \hat{p}_r\}) e^{i(m+m')\omega t + (m-m')\varphi} - \frac{e\hat{A}_\varphi}{\mu c r} \hat{p}_\varphi + \frac{e^2 \hat{A}_\varphi^2}{2\mu c^2} \end{aligned} \quad (5)$$

где $J_m(a)$ - функция Бесселя действительного аргумента порядка m , $a = eE_0 d / (2\hbar \omega)$. Затем находим амплитуды перехода из состояния с квазиимпульсом \vec{p}_v , валентной зоны в состояние $\vec{p}_c \equiv \vec{p}$ зоны

проводимости: $M_{vc} = -i\hbar \int \Psi_{\sigma'}^{c*} e^{\frac{i}{\hbar} \varepsilon_{\sigma'}^c} \hat{H}_{ef} \Psi_{\sigma}^v e^{-\frac{i}{\hbar} \varepsilon_{\sigma}^v} dtrdrdzd\varphi$, где волновые функции электронов являются цилиндрическими волнами:

$\Psi_{\sigma}(r, x, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sqrt{l_z}\sqrt{l_r r}} e^{i(k_r r + n\phi + k_z z)}$, где l_z, l_r – длины периодичности по r

и z , $\sigma = (k_r, n, k_z)$, $\varepsilon_{\sigma}^c(\mathbf{p}) = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2\mu_c} + \lambda_c n^2 + \frac{\Delta_c}{2} (1 - \cos(\frac{p_r d}{\hbar}))$,

$\varepsilon^v(\mathbf{p}) = -\lambda_v n^2 - \frac{\hbar^2 k_z^2}{2\mu_v} - \varepsilon_g - \frac{\Delta_v}{2} (1 - \cos(\frac{p_r d}{\hbar}))$ – энергия электрона в зоне

проводимости и в валентной зоне, $n = 1, 2, 3, \dots$, $\lambda_c = \frac{\hbar^2}{2R_{cp}^2 \mu_c}$, $\lambda_v = \frac{\hbar^2}{2R_{cp}^2 \mu_v}$

, R_{cp} – средний радиус рулона. Для вероятности перехода за 1 сек в состояние \mathbf{p} зоны проводимости, учитывая законы сохранения квазиимпульсов k_z и k_r и интегрируя по всем занятым состояниям валентной зоны, находим:

$$w_p = \frac{\pi \Delta^2}{4 \hbar V} \sum_{m, m'} B_{m, m'} J_m^2(a) J_{m'}^2(a) \cdot \delta\left(\frac{\Delta}{2} (1 - \cos(\frac{p_r d}{\hbar}))\right) + \varepsilon_g - (m + m') \hbar \omega + \lambda (2n + 1) \quad (6)$$

Здесь, $B_{m, m'} = |p_{cv}^{(1)}(\mathbf{k})|^2 (1 + (-1)^m) + |p_{cv}^{(2)}(\mathbf{k})|^2 (1 - (-1)^m)$,

$p_{cv}^{(1)} = \int_{\Omega_0} u_{\mathbf{k}}^{c*} \cos \frac{d}{\hbar} p_r u_{\mathbf{k}}^v d^3 x$, $p_{cv}^{(2)} = \int_{\Omega_0} u_{\mathbf{k}}^{c*} \sin \frac{d}{\hbar} p_r u_{\mathbf{k}}^v d^3 x$ – межзональные

матричные элементы переходов, Ω_0 – объем элементарной ячейки, d –

период CP, $\lambda = \frac{\hbar^2}{2\mu R_{cp}^2}$, $\mu = \frac{\mu_c \mu_v}{\mu_c + \mu_v}$, $u_{\mathbf{k}}(r)$ – Блоховские множители.

Учитывая, что толщина рулона $\Delta \ll R_{cp}$, энергию азимутального движения можно не учитывать. В случае выполнения неравенства

$$\Delta + \varepsilon_g \leq (m + m') \hbar \omega \leq 2\Delta + \varepsilon_g \quad (7)$$

плотность тока увлечения определяется выражением

$$j_z = \frac{\pi e \tau \Delta^2 n_0}{2 \hbar^2} \sum_{m, m'=0}^{\infty} J_m^2(a) J_{m'}^2(a) B_{m, m'} (\sqrt{1 - (((m + m') \hbar \omega - \Delta - \varepsilon_g) / \Delta)^2} - 1),$$

n_0 – концентрация электронов в минизоне проводимости.

При типичных значениях параметров системы проведено численное моделирование плотности тока увлечения в зависимости от a и от ω .

Плотность тока увлечения растет с увеличением $a = eE_0d/(2\hbar\omega)$, достигнув максимума начинает осциллировать вокруг среднего, слабо убывающего значения. Это явление объясняется уменьшением вероятности переходов с поглощением фотонов с ростом интенсивности света. Эта особенность называется стабилизацией поглощения излучения и наблюдается в сильном электромагнитном поле при фотоионизации атомов. Теоретическое объяснение этого явления для атомов возможно, например, в приближении Хеннебергера. В нашем случае стабилизация вероятности перехода и соответственно тока увлечения можно объяснить узостью минизон зоны проводимости и валентной зоны. Математически стабилизация определяется также как и в случае модели Келдыша – Фейсала – Риса ограниченностью функций Бесселя действительного аргумента. Из графика частотной зависимости плотности тока увлечения видно, что ток сначала растет, а затем убывает, появляются пики тока, амплитуда которых увеличивается. Каждый из пиков поглощения соответствует определенному числу поглощенных фотонов. Ограниченность интервала частот (7) для m – фотонного процесса и уменьшение амплитуд функций Бесселя с ростом частот приводит к тому, что пики поглощения одного, двух и так далее чисел фотонов располагаются справа от границы $\omega = \varepsilon_g/\hbar$.

ЛИТЕРАТУРА

1. V. Ya. Prinzetal. // Phys. E. 2000. V. 6. P. 828.
2. А.И. Магарилл, Д.А. Романов, А.В. Чаплик // ЖЭТФ. 1999. Т. 115. С. 1478.
3. А.И. Магарилл, М.В. Энтин // ЖЭТФ. 2003. Т. 123. С. 867.
4. А.А. Гринберг, Л.В. Удод. // ФТП. 1972. Т. 6. С. 1012.
5. Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус // ФТТ. 1974. Т. 16. С. 1933.
6. В.Л. Альперович, В.И. Белиничер, В.Н. Новиков, А.С. Терехов // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33. № 11. С. 573.
7. Н.Г. Галкин, В.А. Маргулис, А.В. Шорохов // ФТТ. 2001. Т. 43. С. 511.
8. А.А. Григоркин, С.М. Дунаевский // ФТТ. 2009. Т. 51. С. 403.
9. В.Я. Принц, В.М. Осадчий // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 72. С. 451.

ПРИМЕНЕНИЕ ЭФФЕКТОВ САМОВОЗДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ НАНОЧАСТИЦ МЕТАЛЛООКСИДОВ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТРИЦАХ

В.Я. Гайворонский
Институт физики НАН Украины
vlad@iop.kiev.ua

Разработка современных функциональных материалов во многих случаях базируются на концепции композитной среды, когда в диэлектрическую матрицу вводятся "активные" наноразмерные или наноструктурированные составляющие. По сравнению с металлическими наночастицами или органическими агрегатами/кластерами наноразмерные частицы оксидов металлов зачастую считаются менее эффективными объектами для использования методик нелинейно-оптической диагностики. Однако, широчайшее применение таких частиц и наноструктурированных объектов для создания биосовместимых материалов, защитных и антиотражающих покрытий, красителей и пищевых добавок, материалов для катализа и экологической очистки, солнечных и топливных элементов и т.д. требует разработки неразрушающих методов диагностики таких композитов, среди которых особое место может занять использование эффектов самовоздействия непрерывного и импульсного лазерного излучения – процессы фотоиндуцированных изменений показателя преломления и коэффициента оптического поглощения.

Общим свойством наночастиц оксидов металлов является наличие кислородных вакансий как в объеме, так и на их развитой поверхности, которым соответствуют глубокие дефектные состояния внутри запрещенной зоны [1]. Резонансное возбуждение таких состояний обеспечивает универсальное средство управления процессом фотоиндуцированного разделения зарядов, эффективности окислительно-восстановительных реакций и усиления локального поля на интерфейсе наночастицы. Если длительность возбуждающего импульса существенно короче характерных времен рекомбинации в объеме наночастицы, то фотоиндуцированные заряды накапливаются на интерфейсе частица-матрица посредством захвата на мелкие дефектные уровни с высокой подвижностью зарядов. Это приводит к существенному изменению поляризуемости наночастиц, которое можно зарегистрировать как макроскопическое фотоиндуцированное изменение показателя преломления композитной системы при условии, что энергия кванта лазера находится в области прозрачности матрицы и не совпадает с положением ее дефектных уровней.

В докладе будут рассмотрены методики измерения нелинейно-оптической (НЛО) восприимчивости третьего порядка и

фотоиндуцированных изменений показателя преломления с акцентом на их применение для диагностики нанокompозитных материалов. На примере методики Z-сканирования будет показано, как можно не заметить низкопороговые механизмы НЛО отклика даже в объемных монокристаллах.

В качестве иллюстрации будет рассмотрен эффект гигантского НЛО отклика TiO_2 нанокристаллов анатаза модификации, когда кубическая НЛО восприимчивость возрастает на шесть порядков по сравнению с аналогичным откликом объемного кристалла вследствие резонансного возбуждения кислородных вакансий лазерным импульсом пикосекундной длительности [2]. Этот эффект коррелирует с концентрацией ЭПР активных центров (дефектов), и может быть применен для оценки уровня фотокаталитической активности наноразмерного TiO_2 .

Эффект гигантского НЛО отклика нанокристаллов анатаза был положен в основу при создании нового НЛО материала $\text{KDP}:\text{TiO}_2$ – монокристалла KDP с инкорпорированными наночастицами TiO_2 . Введение наночастиц в водный ростовой раствор в малых концентрациях не ухудшило структурное совершенство и оптическое качество новых кристаллов, однако, привело к созданию квазипериодической структуры блоков роста кристалла с инкорпорированным слоем наночастиц между границами блоков с характерным периодом 15 мкм [3]. Экспериментально было получено усиление эффективности генерации второй гармоники в монокристаллах $\text{KDP}:\text{TiO}_2$ по сравнению с номинально чистыми кристаллами KDP вследствие эффекта развитой внутренней самофокусировки пучка накачки при умеренных интенсивностях возбуждения импульсами пикосекундной длительности на длине волны 1064 нм. На примере концентрационных зависимостей будет показано проявление НЛО отклика наночастиц анатаза при импульсном и непрерывном лазерном возбуждении.

Работа была выполнена при частичной поддержке совместного проекта ГФФИ Украины и РФФИ № Ф40.2/098. Автор благодарит М.С.Бродина, В.Ю.Тимошенко, А.П.Шкуринова и Л.А.Голованя за обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Ganduglia-Pirovano, A. Hofmann, J. Sauer // Surf. Sci. Rep. 2007. V. 62. P. 219.
2. V. Gayvoronsky, A. Galas, V. Timoshenko et al. // Appl. Phys. B. 2005. V. 80. P. 97.
3. I. Pritula, V. Gayvoronsky, M. Kolybaeva et al. // Opt. Mat. 2011. V. 33. 623.

СВЯЗАННЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ ВОЛНЫ В СИСТЕМЕ ДВУХ ДВУМЕРНЫХ СВЕРХРЕШЕТОК В ПРИСУТСТВИИ КВАНТУЮЩЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

С.Ю. Глазов¹, Е.С. Кубракова¹, Н.Е. Мещерякова²

¹ *Волгоградский государственный социально-педагогический университет*

² *Волгоградский Институт Бизнеса*
ser-glazov@yandex.ru, kyb_ik@mail.ru

В настоящее время активно изучаются полупроводниковые материалы - идеальные СР на квантовых точках различных размерностей [1, 2]. Данные структуры обладают существенно лучшими характеристиками по сравнению со СР на квантовых ямах, благодаря чему появляется возможность исследования СР в более широком диапазоне параметров [3]. В связи с этим представляется интересным изучение коллективных явлений в данных структурах в условиях влияния постоянного электрического поля меньшей напряженности.

В работе [4] рассмотрена двумерная система, в которой 2D электронные газы со СС разделяют пространство на три среды с разными диэлектрическими проницаемостями ε_1 , ε_2 и ε_3 , в условиях сильного постоянного электрического поля, удовлетворяющее условию $\Omega_j \tau \gg 1$ (где τ - время свободного пробега электрона, $\Omega_j = eEd_j$ – штарковская частота, E – напряженность электрического поля, здесь и далее $\hbar = 1$). Так же в [4] была аналитически получена зависимость частоты плазменных колебаний от волнового вектора в явном виде для случая $\Omega \gg \omega$, при котором вычисление суммы в уравнении для нахождения дисперсии значительно упрощается.

В данной работе дисперсионное уравнение исследуется в случае $\Omega \geq \omega$, при котором нельзя ограничиться нулевым членом суммы.

На основе квантовой теории в приближении случайных фаз с учетом процессов переброса получено выражение для нахождения закона дисперсии связанных плазменных колебаний

$$\frac{S^2(\vec{q}, h(\vec{q} + \vec{g}))\Pi_a(\vec{q}, \omega)\Pi_b(\vec{q}, \omega)}{[1 - S(\vec{q}, f_a(\vec{q} + \vec{g}))\Pi_a(\vec{q}, \omega)][1 - S(\vec{q}, f_b(\vec{q} + \vec{g}))\Pi_b(\vec{q}, \omega)]} = 1, \quad (1)$$

где

$$\Pi_j(\vec{q}, \omega) = 4\pi e^2 \sum_{\vec{p}} \sum_l J_l^2(\gamma_j) \frac{n_{\vec{p}+\vec{k}} - n_{\vec{p}}}{\varepsilon(p_y + q_y) - \varepsilon(p_y) - \omega + i\Omega_j},$$

$$S(\vec{q}, \delta) = \frac{4}{d^4} \sum_{n,m} \frac{[1 - \cos(q_x d)][1 - \cos(q_y d)]}{(q_x + g_x)^2 (q_y + g_y)^2 \sqrt{(q_x + g_x)^2 + (q_y + g_y)^2}} \delta,$$

$$f_a(q) = (\varepsilon_2 \operatorname{ch} qL + \varepsilon_3 \operatorname{sh} qL) / u(q), \quad f_b(q) = (\varepsilon_2 \operatorname{ch} qL + \varepsilon_1 \operatorname{sh} qL) / u(q),$$

$$u(q) = \varepsilon_2 (\varepsilon_1 + \varepsilon_3) \operatorname{ch} qL + (\varepsilon_2^2 + \varepsilon_1 \varepsilon_3) \operatorname{sh} qL, \quad h(q) = \varepsilon_2 / u(q), \quad \gamma_j = \frac{\Delta}{\Omega_j} \sin(q_x d_j / 2),$$

\vec{q} – волновой вектор в плоскости XY, $\vec{g}_j = (n2\pi/d_j, m2\pi/d_j)$, $J_n(x)$ – функция Бесселя 1-го рода вещественного аргумента, N – поверхностная плотность 2D электронного газа, L – расстояние между плоскостями с 2D электронными газами, Δ – полуширина минизоны проводимости; d – период СС; p_x, p_y – компоненты квазиимпульса электрона в плоскости СС. Отметим, что дисперсионное уравнение (1) выведено для невырожденного электронного газа в случае высоких температур $\Delta \ll T$ (T – температура в энергетических единицах).

В самом простом случае $L \rightarrow \infty$, имеем $h(q) = 0$ и получаем известное решение для несвязанных плазменных колебаний уравнения.

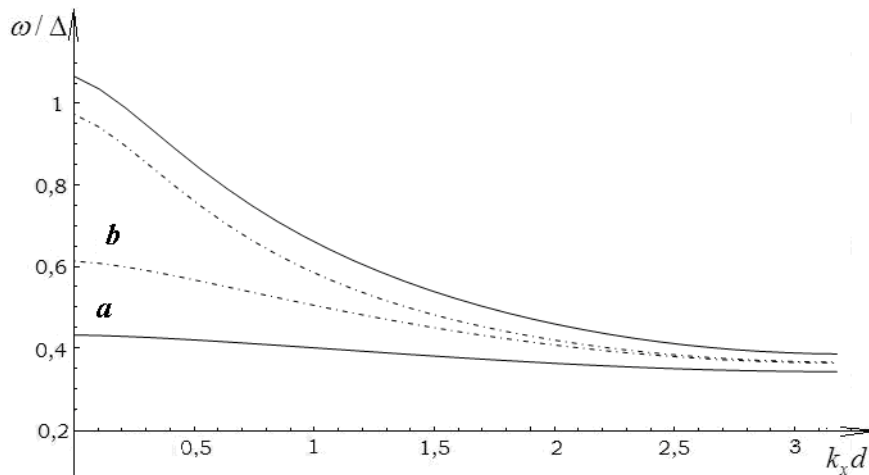


Рис. 1. Закон дисперсии $\omega(q_x)$ при $q_y d = 0.5$, а) $L/d = 0.5$, б) $L/d = 1.5$.

В случае, когда $L=0$ получаются решения дисперсионного уравнения, характерные для системы с одним 2D электронным газом, значение поверхностной плотности которого равно сумме плотностей, составляющих данную систему 2D электронных газов. Зависимость плазменной частоты от поверхностной плотности 2D электронного газа имеет сложный вид и не совпадает с зависимостью для ленгмюровского газа, поэтому соотношение частоты связанных плазменных колебаний в случае $L=0$ к частоте несвязанных плазменных волн явным образом не определено.

По результатам численного анализа (1) построены графики зависимости $\omega(\vec{q})$. Были выбраны следующие параметры 2D СР:

поверхностная плотность электронного газа $N_0=10^{11}$ см⁻² и $d=10^{-6}$ см, $\Phi = 10^{-2}$ eV, взяты из [2, 5].

Из графиков зависимости плазменной частоты от расстояния между 2D электронными газами $\omega(L)$ видно, что L определяет условие взаимодействия двух электронных газов. При взаимном увеличении q_x и L происходит слияние двух мод ветви плазменного колебания в одну, характерную для несвязанных плазменных колебаний.

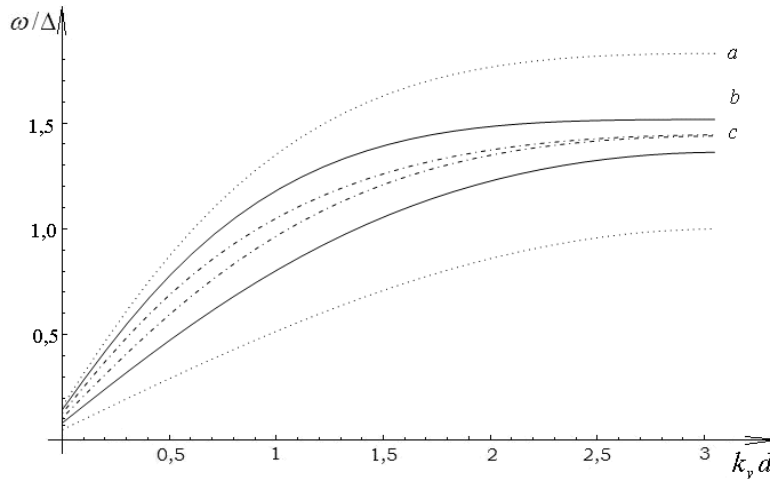


Рис. 2. Закон дисперсии $\omega(q_y)$ при $q_x d = 0.5$, а) $L/d = 0$, б) $L/d = 0.5$, в) $L/d = 1.5$.

На рисунке 1, 2 наблюдается наличие двух ветвей плазменных колебаний двумерных газов. При возрастании одной из составляющих волнового вектора q_x ветви плазменных колебаний неограниченно приближаются друг к другу.

ЛИТЕРАТУРА

1. И.А. Дмитриев, Р.А. Сурис // ФТП. 2002. Т. 36. В. 12. С.1449.
2. И.А. Дмитриев, Р.А. Сурис // ФТП 2002. Т. 36. В. 12 С.1460.
3. С. Ю. Глазов, Е.С. Кубракова// Известия РАН. Серия физическая. 2011. Т. 75. N12. С. 1723.
4. S. Y.Glazov, E. S.Kubrakova, N.E.Mescheryakova // Phys. ofWavePhenomena, 2010. V. 18. № 4. P. 313
5. Г.М.Гусев, З.Д.Квен, В.Б.Бесман и др. // ФТП. 1992. Т.26.№ 3. С. 539.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАКОНА ДИСПЕРСИИ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН В СВЕРХРЕШЕТКЕ НА ОСНОВЕ ГРАФЕНА

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

¹Волгоградский государственный социально-педагогический университет

²Волгоградский Институт Бизнеса

kovalev-sith@yandex.ru

В работе исследован закон дисперсии плазменных волн 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.

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

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

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

В приближении случайных фаз спектр плазменных колебаний $\omega(\vec{k})$ определяется потенциалом межэлектронного взаимодействия и поляризационным оператором электронного газа

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

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

где $n_{\vec{p}} \approx [1 + \exp(\varepsilon(\vec{p})/k_b T)]^{-1}$ - равновесная функция распределения Ферми, T - температура, k_b - постоянная Больцмана, χ - диэлектрическая проницаемость кристаллической решетки. Волновой вектор k выберем вдоль оси СР. Множитель $S(\vec{k})$ определяется потенциалом межэлектронного взаимодействия. Выберем потенциал межэлектронного взаимодействия аналогично потенциалу в двумерном

случае без учета поперечной компоненты волнового вектора плазмона $\vec{k}(k_x, 0)$, тогда

$$S(k_x, 0) = d \sum_n \frac{1 - \cos(k_x d)}{(k_x d + 2\pi n)^3}, \quad (3)$$

По результатам численного анализа (2) построены графики зависимости $\omega(k_x)$ при $T \approx 10$ К, поверхностной плотности 2D электронного газа $n = 10^{10} \text{ см}^{-2}$, $d = 10^{-6} \text{ см}$, $2\Delta = 0.26 \text{ eV}$ (SiC). На рис.1 приведены дисперсионные кривые для разных соотношений ширины полосок бесщелевой (d_1) и щелевой (d_2) модификации графена. При проведении численного анализа энергетического спектра носителей заметно возрастание энергетической щели между зонами при увеличении d_2 по отношению к d_1 . Таким образом, увеличение запрещенной зоны приводит к уменьшению частоты плазменных колебаний. Задавая определенную ширину полосок бесщелевой и щелевой модификации графена можно добиваться нужных частотных характеристик образца.

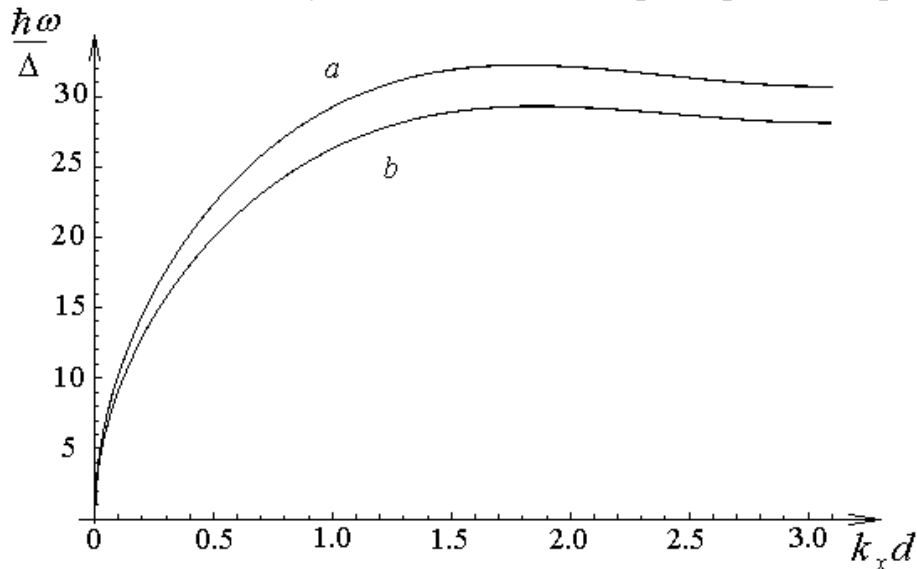


Рис.1. Дисперсионная зависимость $\omega(k_x)$: a) $d_1 = d_2$, b) $d_1 / d_2 = 2/3$.

Отметим, что при увеличении температуры при фиксированном значении волнового числа k_x наблюдается уменьшение плазменной частоты.

Для использования одноминизонного приближения достаточно выполнения условий $T < 70 \text{ К}$, $(4\hbar v_f)/(\Delta d) \leq 1$, где $v_f \approx 10^8 \text{ см/с}$ - скорость Ферми в графене.

ЛИТЕРАТУРА

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

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АНОМАЛЬНОГО ПРОПУСКАНИЯ СВЕТА ПРОВОДЯЩИМИ ПЛЕНКАМИ

С.Э. Григас¹, А.Г. Ржанов¹, В.Н. Семенов², В.А. Чистяев²

¹Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова

²Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН
stanislav.grigas@gmail.com

Эффект аномального пропускания света (АПС) периодически перфорированными металлическими пленками привлекает широкое внимание исследователей начиная с момента открытия в 1998 г. [1]. За счет периодического размещения отверстий, диаметр которых существенно меньше длины волны падающего излучения, на резонансных частотах коэффициент пропускания пленки оказывается во много раз больше, чем для одиночной субволновой апертуры [2]. Эффект АПС может быть использован для преодоления дифракционного предела в фотолиграфии и оптических системах записи информации [3]. В работе [4] была обнаружена зависимость формы спектра пропускания серебряной пленки и резонансной длины волны, на которой наблюдается АПС, от поляризации падающего излучения. Этот эффект был использован для контроля поляризации выходного излучения полупроводникового лазера с вертикальным резонатором.

Наиболее распространенное объяснение эффекта АПС состоит в возбуждении на границе пленки и окружающего ее диэлектрика волн гибридной природы - поверхностных плазмон-поляритонов [1], [5]. Анализируя дисперсионные соотношения, можно показать, что резонансная длина волны падающего излучения близка к расстоянию между отверстиями. В пленке, исследованной в работе [4], расстояния между соседними отверстиями по двум взаимно перпендикулярным направлениям были различными - отверстия располагались в узлах прямоугольной решетки. Поскольку плазмон-поляритоны распространяются в направлении вектора напряженности электрического поля падающей волны, то разным поляризациям света соответствовали разные резонансные длины волн, чем и объясняется наблюдаемая поляризационная чувствительность.

Однако эффект АПС наблюдается также в материалах, не поддерживающих распространение поверхностных плазмон-поляритонов, например, в алюминиевых пленках в миллиметровом диапазоне длин волн [6]. В этом диапазоне алюминий по своим свойствам близок к идеальному проводнику, возбуждение плазмон-поляритонов на поверхности которого невозможно. Зависимость параметров АПС от поляризации падающего излучения в таких пленках теоретически и экспериментально исследуется в настоящей работе.

Эффект АПС в тонких идеально проводящих пленках был рассмотрен в работах [7], [8] с использованием динамической теории дифракции излучения. Были исследованы пленки, перфорированные субволновыми отверстиями, расположенными в узлах квадратной решетки. В настоящей работе данная теория обобщена на случай расположения отверстий в узлах прямоугольной решетки с неравными периодами a и b по осям x и y . Полученные выражения для коэффициентов пропускания в дальней зоне в нулевом порядке дифракции для излучения, линейно поляризованного вдоль оси x и соответственно, имеют вид:

$$T_x \approx \frac{1}{1 + \left(\frac{ab}{2\pi k} \left[\frac{1}{\alpha} - \frac{4\pi^2}{\lambda ab} \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\frac{\lambda}{a} - 1}} \right] \right)^2}, \quad (1)$$

$$T_y \approx \frac{1}{1 + \left(\frac{ab}{2\pi k} \left[\frac{1}{\alpha} - \frac{4\pi^2}{\lambda ab} \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\frac{\lambda}{b} - 1}} \right] \right)^2}, \quad (2)$$

где $k = 2\pi / \lambda$ - волновое число, λ - длина волны, $\alpha = 4R^3 / 3\pi$, R - радиус отверстия. Из полученных соотношений находим приближенные выражения для резонансных длин волн, на которых коэффициент пропускания x - и y -поляризованного излучения достигает максимума:

$$\lambda_i^x \approx a + \frac{32\pi^4 \alpha^2}{a^3 b^2}, \quad (3)$$

$$\lambda_i^y \approx b + \frac{32\pi^4 \alpha^2}{a^2 b^3}. \quad (4)$$

Если расстояния между отверстиями в пленке по осям x и y не равны друг другу, то резонансные длины волн зависят от поляризации падающего излучения. Для излучения, поляризованного вдоль оси x или y , АПС наблюдается в области длин волн, близких к периоду решетки по соответствующему направлению. Несмотря на то, что идеально проводящие пленки не поддерживают распространение поверхностных плазмон-поляритонов, динамическая теория дифракции предсказывает наличие у них таких же поляризационных свойств, как и у металлических пленок в оптическом диапазоне.

Сделанные выводы были проверены экспериментально путем измерения спектров пропускания перфорированной дюралюминиевой пластины при различной поляризации СВЧ излучения. В пластине толщиной 0.3 мм были выполнены круглые отверстия диаметром 6 мм, расположенные в узлах прямоугольной решетки с периодами 15 мм и 18 мм по осям x и y соответственно (см. рис. 1). По оси x укладывалось 13 отверстий, по оси y - 11. Измерения проводились с помощью сверхширокополосных диафрагмированных линзовых рупорных антенн и векторного анализатора электрических цепей ROHDE & SCHWARZ ZVA40, стабилизированного рубидиевым стандартом частоты [9].

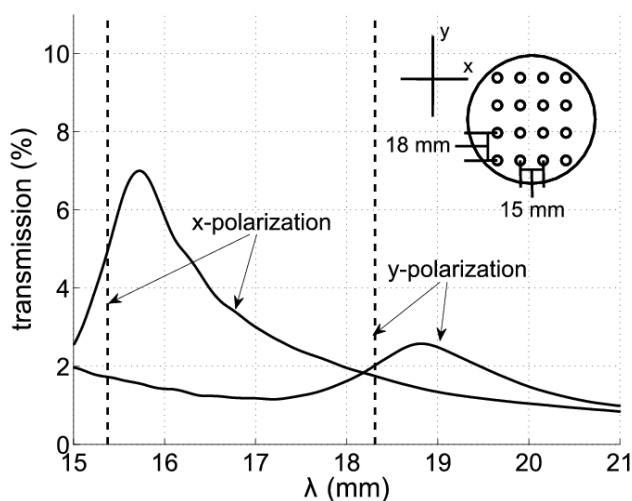


Рис. 1. Спектры пропускания перфорированной дюралюминиевой пластины для x - и y -поляризации падающего излучения.

Энергетические спектры пропускания, полученные для x - и y -поляризации падающего излучения, показаны на рис. 1 сплошными линиями. Для излучения, поляризованного вдоль оси x , коэффициент пропускания достигает максимального значения на длине волны 15.7 мм, для y -поляризованного излучения - на длине волны 18.8 мм. Найденные резонансные длины волн близки к рассчитанным по формулам (3) и (4) значениям 15.4 мм и 18.3 мм, показанным на рисунке пунктирными линиями. Отличия между теоретическими и экспериментальными данными обусловлены конечной толщиной пластины (0.3 мм), так как аналитические расчеты выполнены для бесконечно тонкой пленки. Согласно выражениям (1) и (2), на резонансных частотах коэффициент пропускания пластины должен достигать единицы, в то время как экспериментально полученные значения не превышают 7%. Наблюдаемое несоответствие теории и эксперимента так же объясняется конечной толщиной пластины и тем обстоятельством, что выражения (1) и (2) получены для бесконечной пленки, а исследуемая в эксперименте пластина имеет конечное число отверстий [6].

Чтобы учесть конечную толщину пластины и ее ограниченные размеры было проведено математическое моделирование в пакете CST MicrowaveStudio. Численно рассчитанные спектры пропускания, показанные на рис. 2 пунктиром, лучше соответствуют эксперименту по положению и амплитуде резонансных максимумов, чем результаты аналитических расчетов.

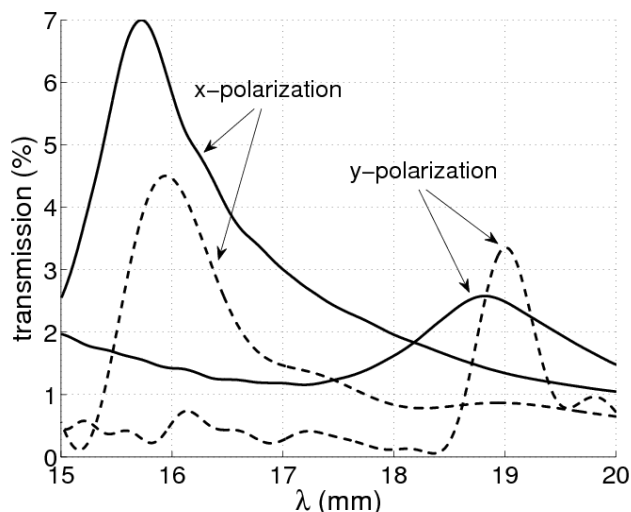


Рис. 2. Спектры пропускания перфорированной дюралюминиевой пластины для x - и y -поляризации падающего излучения. Сплошные кривые - экспериментальные данные, пунктир - результаты численного моделирования

Предсказанная с использованием динамической теории дифракции поляризационная чувствительность проводящих пленок наблюдается экспериментально: при повороте плоскости поляризации падающего излучения на 90° изменяется резонансная длина волны, на которой наблюдается максимум пропускания. При фиксированной длине волны коэффициент пропускания является функцией угла поворота плоскости поляризации, что делает возможным использование таких пластин в качестве поляризаторов излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. T.W. Ebbesen et al. // Nature. 1998. V. 391. P. 667.
2. H.A. Bethe // Phys. Rev. 1944. V. 66. P. 163.
3. W. Srituravanich et al. // Nano Letters. 2004. V. 4. P. 1085.
4. T. Onishi et al. // IEEE J. Quant. Electron. 2007. V. 43. P. 1123.
5. L. Martin-Moreno et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 1114.
6. M. Beruete et al. // Opt. Lett. 2004. V. 29. P. 2500.
7. F.G. Garcia de Abajo et al. // Phys. Rev. E. 2005. V. 72. P. 016608.
8. F.G. Garcia de Abajo // Rev. Mod. Phys. 2007. V. 79. P. 1267.
9. V.N. Sememenko et al. // 20th International Crimean Conference "Microwave and Telecommunication Technology". 2010. P. 1091.

ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ОДИНОЧНЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ CdSe, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ТУННЕЛЬНЫМ ТОКОМ СКАНИРУЮЩЕГО ТУННЕЛЬНОГО МИКРОСКОПА

И.С. Езубченко¹, А.С. Трифонов², И.С. Осадько³, И.Г. Прохорова⁴, О.В. Снигирев⁴, Е.С. Солдатов⁴

¹НИИЦ «Курчатовский институт»

²МГУ имени М.В. Ломоносова, Институт ядерной физики им. Скобельцина

³Институт спектроскопии РАН

⁴МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет

Artemt73@gmail.com

Сканирующий туннельный микроскоп (СТМ) дает возможность изучать энергетические спектры одиночных наночастиц, осажденных на металлическую поверхность. Энергетический спектр может быть получен из особенностей на ВАХ [1] или из анализа спектров электролюминесценции [2-4]. Энергия возбуждения относится с энергией фотона электролюминесценции напрямую через правило Бора. Однако, такой путь изучения структуры электронных уровней имеет ряд недостатков. Кроме возбуждения наночастиц, также возможно возбуждение плазмонов в подложке [3, 5-8]. Это обстоятельство затрудняет детектирование света, излучаемого от одиночных нанокристаллов (НК). Влияние плазмонов на электролюминесценцию НК, а соответственно, на вид спектров электролюминесценции вносит неопределенность в интерпретацию механизмов излучения одиночных НК. Это мотивировало проведение экспериментов с НК на металлической поверхности, в которых не проявлялось влияние плазмонов.

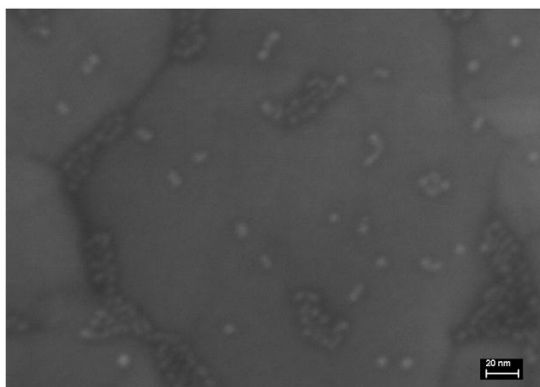


Рис.1. СЭМ изображение поверхности золота с осажденными НК CdSe. Размер скана 310*230 нм.

В эксперименте исследовались НК CdSe, окруженные органической оболочкой и растворенные в толуоле. НК осаждались на кремниевую подложку с напыленным на нее 60 нм слоем титана и 100 нм слоем золота. Напыление производилось методом магнетронного распыления в плазме аргона. Перед осаждением НК производились измерения оптического

отклика от чистой подложки. Излучения от плазмонов зафиксировано не было. Осаждение НК на подложку производилось путем нанесения капли первоначального раствора на подложку, и последующим раскручиванием подложки на центрифуге. Контроль осаждения НК на подложку производился путем измерения топологии образцов в сканирующем электронном микроскопе (Рис.1). Данный метод позволяет получить образцы со средней концентрацией НК в центре подложки равной $(2.0 \pm 0.5) \cdot 10^3$ част./мкм². Среднее расстояние между НК около 40 нм.

Рис.2 показывает типичную временную зависимость интенсивности оптического излучения, возникающего в туннельном зазоре СТМ, при фиксированных значениях туннельного напряжения и тока. Можно выделить два пика электролюминесценции шириной 5 и 2 сек, соответственно, которые соответствуют излучению от двух различных НК. Это связано с существованием термического дрейфа иглы СТМ относительно поверхности, который составляет 1 нм/с. Данное обстоятельство не позволяет зафиксировать иглу над НК в течении долгого времени. Сравнивая ширину пика электролюминесценции и размер НК, мы заключаем, что данные пики соответствуют излучению от НК, случайно расположенных в туннельном зазоре СТМ.

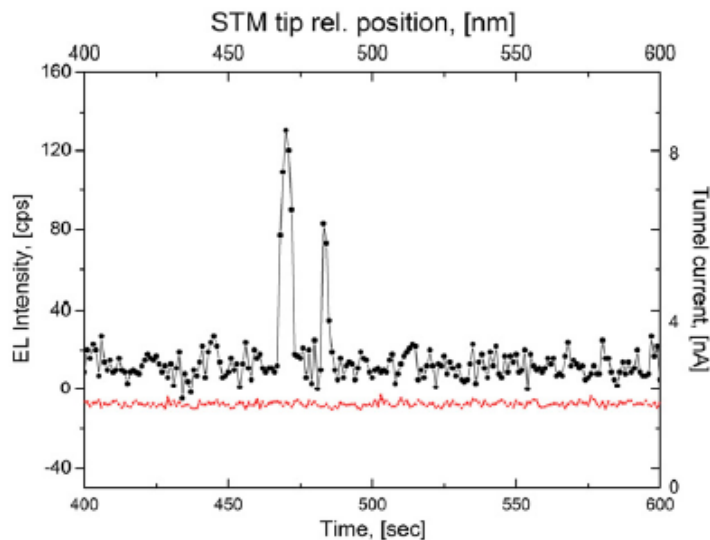
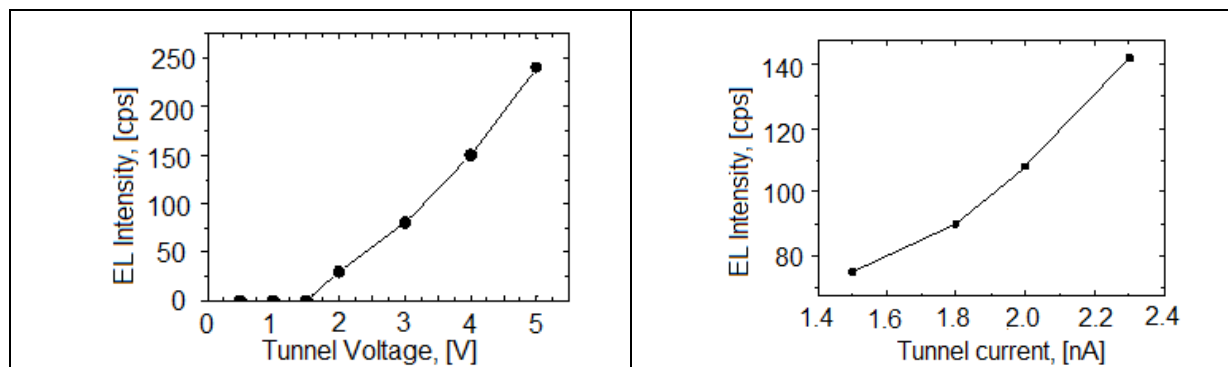


Рис.2 Временная зависимость электролюминесценции НК (черный). Одновременно записываемое значение туннельного тока (красный). Туннельное напряжение 4 В, туннельный ток 2.3 нА.

На Рис.3 представлены зависимости интенсивности электролюминесценции от туннельного напряжения и тока. Зависимость от напряжения является возрастающей и нелинейной (Рис.3а). Явно существует порог фоторождения по напряжению. Для НК размером 6.3 нм излучение пропадало при напряжениях ниже 1.9 В. Данный порог представляет тот факт, что туннельный электрон создаст в НК электронно-дырочную пара только если будет обладать энергией большей, чем

необходима для создания электронно-дырочной пары. Также мы измерили зависимость порога фоторождения от размеров НК. Величина порога возрастает с уменьшением размеров НК (Табл.1), что прекрасно согласуется с эффектом размерного квантования.



а

Б

Рис.3. Зависимость интенсивности электролюминесценции от: (а) туннельного напряжения; б) туннельного тока.

Также наблюдалось повышение интенсивности электролюминесценции, при повышении значения туннельного тока (Рис. 3б), что обусловлено увеличением числа туннельных электронов, проходящих через НК.

НК	CdSe ($\lambda = 640$ нм)	CdSe ($\lambda = 590$ нм)
Средний размер НК, нм	6.3	4.0
Порог фоторождения, В	1.9	2.3

Табл.1. Зависимость порога фоторождения от размеров НК (λ – максимум спектра фотолуминесценции, измеренный для раствора НК)

Экспериментально мы установили два факта: 1) Чистая золотая поверхность, состоящая из больших гранул золота, не излучает; 2) Осаждение НК CdSe на поверхность золота приводит к появлению эмиссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.R. Hummon et al. // Physical Review B. 2010. V. 81. P. 115439.
2. Z.-C. Dong et al. // Physical Review Letters. 2004. V. 92. P. 086801.
3. M. Romero, Jao van de Lagemaat // Phys. Rev. B. 2009. 80. 115432.
4. Z.C. Dong et al. // Nature Photonics. 2010. 4. 50.
5. R. Berndt et al. // Phys. Rev. Lett. 1993. 71. 3493.
6. R. Berndt, J.K. Gimzewski // Physical Review B. 1993. 48. 4746.
7. A. Downes, M.E. Welland // Physical Review Letters. 1998. 81. 1857.
8. I.I. Smolyaninov et al. // Physical Review B. 1997. 56.

ЭФФЕКТ ПОЛНОГО ВНУТРЕННЕГО ОТРАЖЕНИЯ ПЛАЗМОНОВ В НЕЛИНЕЙНЫХ СРЕДАХ

Д.О. Игнатъева, А.П. Сухоруков

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

ignatyeva@physics.msu.ru

Поверхностные плазмон-поляритонны представляют собой волны, распространяющиеся вдоль границы металлов и диэлектриков [1,2]. Такие волны характеризуются высокой концентрацией энергии в узком (порядка длины волны) приповерхностном слое, что приводит к усилению нелинейных оптических эффектов.

В данной работе исследовано взаимодействие плазмонов на границе металла и диэлектрика с керровской или фоторефрактивной нелинейностью.

Мощный опорный плазмонный пучок накачки, распространяющийся вдоль поверхности (вдоль оси Ox), вызывает изменение диэлектрической проницаемости диэлектрика, причем вследствие наличия у плазмона экспоненциально затухающего поперечного распределения амплитуды (по оси Oz), диэлектрическая проницаемость неоднородна во всех трех направлениях. Применяя методы усреднения и методы медленно меняющейся амплитуды, можно получить уравнение, описывающее распространение опорного плазмона A с учетом дифракции, и нелинейного самовоздействия:

$$\frac{\partial A}{\partial x} + iD_A \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} + i\chi |A|^2 A = 0 \quad (1)$$

Таким образом, слабый сигнальный пучок, распространяющийся вдоль поверхности под некоторым углом φ к опорному, взаимодействует с индуцированной опорным пучком неоднородностью. Аналогичным образом, пренебрегая влиянием слабого сигнального пучка на опорный и его самовоздействием, можно получить уравнения для амплитуды сигнального пучка B вдоль поверхности с индуцированной неоднородностью диэлектрической проницаемости в диэлектрике

$$\frac{\partial B}{\partial x} + iD_B \frac{\partial^2 B}{\partial y^2} + i\sigma(x,y)B = 0, \quad (2)$$

где σ – индуцированная неоднородность, определяемая амплитудой и поперечным профилем опорного пучка.

На основе геометрикооптической подход из уравнения эйконала может быть получено уравнение для траектории сигнального плазмона:

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = \frac{\partial \sigma(x,y)}{\partial y}, \quad (3)$$

в соответствии с которым в случае дефокусирующей неоднородности $\sigma < 0$ возможны три режима распространения сигнального плазмона: преломления на неоднородности, отражение от неоднородности и захват. Расчеты траектории плазмона, соответствующие трем возможным режимам, представлены на рис. 1 для различных значений начального угла между плазмонами и амплитуды неоднородности.

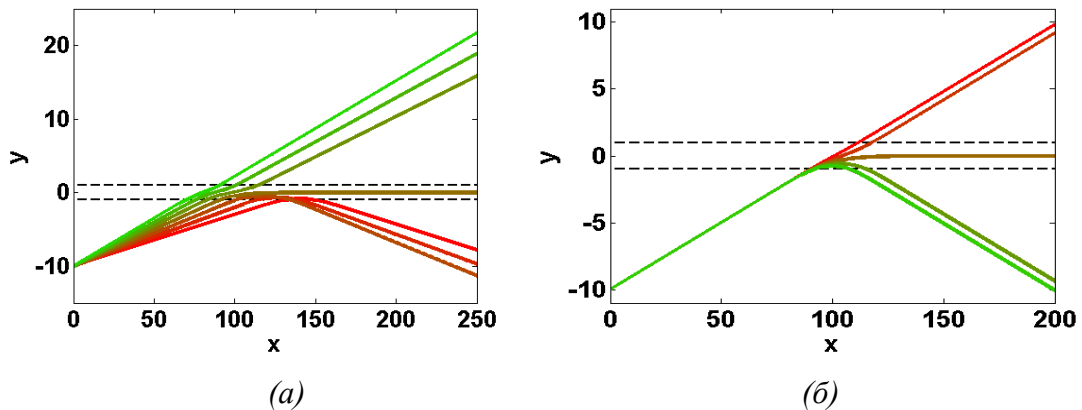


Рис. 1. Траектории сигнального плазмона при различных начальных углах наклона сигнального плазмона (а) и различных амплитудах неоднородности (б). Пунктиром изображен плазмон накачки.

Можно показать, что при учете конечного пространственного спектра плазмон-поляритона режим захвата неоднородностью реализован быть не может, и вблизи критических значений будет наблюдаться частичное отражение и частичное прохождение сигнального плазмона.

В работе исследована зависимость коэффициента прохождения сигнального плазмона через индуцированную неоднородность в зависимости от начальных параметров сигнального плазмона, амплитуды и ширины неоднородности. Обнаружен эффект туннелирования сигнального плазмона через узкую индуцированную неоднородность.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.А. Князев, А.В. Кузьмин // Вестник НГУ. Сер.: Физика. 2007. Т. 2. Вып. 1. С. 108.
2. М.Н. Либенсон // Соросовский образовательный журнал. 1996. № 10. С. 92-98.
3. Сапарина Д.О., Сухоруков А.П. // Изв. РАН. Сер.физическая. 2009. Т. 73. С. 1701-1704.
4. D.O. Ignatyeva, A.N. Kalish, G.Yu. Levkina, A.P.Sukhorukov // Phys Rev A. 2012. Vol. 85, No. 4. 043804
5. A.P. Sukhorukov, D.O. Ignatyeva, A. N. Kalish // Journal of infrared, millimeter and terahertz waves. 2011. Vol. 32, No. 10. 1223-1235

УПРАВЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК С ПОМОЩЬЮ АНСАМБЛЯ ОПТИЧЕСКИХ НАНОАНТЕНН ЯГИ-УДА

С.В. Лобанов^{1,2}, Т. Weiss^{3,4}, D. Dregely³, H. Giessen³, Н.А. Гиппиус^{2,4}, С.Г. Тиходеев^{1,2}

¹ Московский Государственный Университет имени М.В.Ломоносова

² Институт Общей Физики им. А. М. Прохорова РАН

³ LASMEA, University Blaise Pascal, Avenue des Landais, 24, Aubiere Cedex, France

⁴ 4th Physics Institute, University of Stuttgart, Pfaffenwaldring, 57, Stuttgart, Germany

lobanov@physics.msu.ru

В последние годы оптические наноантенны всё больше привлекают внимание исследователей [1-13]. Они позволяют управлять излучением единичной молекулы или квантовой точки.

Металлические антенны традиционно использовались для контролирования диаграммы направленности электромагнитного излучения в радио и микроволновом диапазонах. Несмотря на то, что электромагнитные свойства металлов в оптическом диапазоне существенно отличаются от свойств металлов в радио и микроволновом диапазонах, было предложено создать нанооптические антенны, в которых элементы расположены так же, как в радио антенне Яги-Уда [1,3,4,6,13].

Антенна Яги-Уда обычно состоит из одного или двух отражающих, одного вибрирующего и нескольких направляющих элементов с правильно подобранными рассеивающими фазами. Отражающий элемент настроен слегка индуктивно, а направляющий – ёмкостно. Как было недавно показано, в качестве элементов оптической антенны могут быть использованы металлические стержни [4,6,13], капли с диэлектрическим ядром и металлической оболочкой [2] или сферические наночастицы [11]. Все элементы отражают свет, в результате чего создаётся узкий пучок, распространяющийся вдоль оси наноантенны.

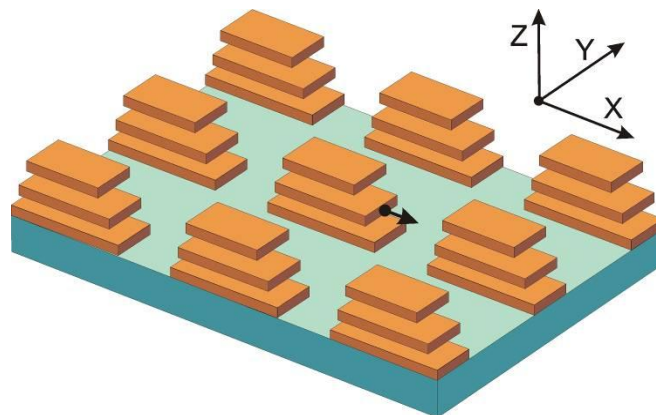


Рис. 1. Периодический массив оптических антенн Яги-Уда с осциллирующим точечным диполем (чёрная точка со стрелкой), ориентированным вдоль оси x и расположенным на расстоянии 5 нм от вибрирующего элемента одной из наноантенн

Исследуемая структура схематически показана на Рис. 1. Она состоит из стеклянной надложки ($\epsilon = 2.4$), периодического массива оптических наноантенн, упорядоченного в прямоугольную решётку, и кварцевой подложки ($\epsilon = 2.13$). Периоды вдоль осей x и y равны 450 нм и 300 нм, соответственно. Каждая наноантенна состоит из трёх прямоугольных золотых параллелепипедов высотой 30 нм и шириной 100 нм. Длины верхнего (направляющий), среднего (вибрирующий) и нижнего (отражающий) элементов равны 220 , 250 и 300 нм, соответственно. Они расположены в стекле и вертикальное расстояние между ними составляет 100 нм. Диэлектрическую проницаемость золота мы описываем с помощью формулы Друде с плазменной частотой 2180 ТГц и скоростью затухания 19.5 ТГц.

Рассчитанный спектр излучения вверх и вниз для осциллирующего точечного диполя, колеблющегося вдоль оси x и расположенного внутри периодического массива золотых наноантенн Яги-Уда, показан на Рис. 2. Диполь располагается на горизонтальной оси симметрии на расстоянии 5 нм до грани вибрирующего элемента (см. Рис. 1). Только один сильный и узкий резонанс возникает в спектре излучения вверх при энергии фотона $\hbar\omega = 820$ мэВ ($\lambda = 1.5$ мкм). Его амплитуда в 250 раз больше амплитуды излучения осциллирующего точечного диполя в свободном пространстве, а ширина составляет 107 мэВ. Излучение вниз значительно меньше. При плазмонном резонансе оно даже имеет минимум.

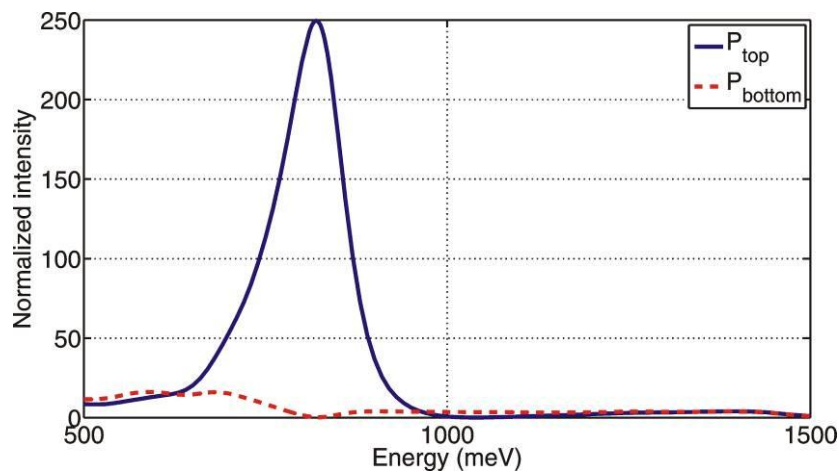


Рис. 2. Рассчитанный спектр излучения вверх (синяя непрерывная кривая) и вниз (красная пунктирная кривая) осциллирующего точечного диполя (колеблющегося вдоль оси x), взаимодействующего с массивом золотых наноантенн Яги-Уда

На Рис. 3 показаны рассчитанные диаграммы направленности излучения при резонансной энергии фотона $\hbar\omega = 820$ мэВ. Суммарная интенсивность излучения при этом оказывается в 80 раз больше полной интенсивности излучения осциллирующего точечного диполя в свободном пространстве.

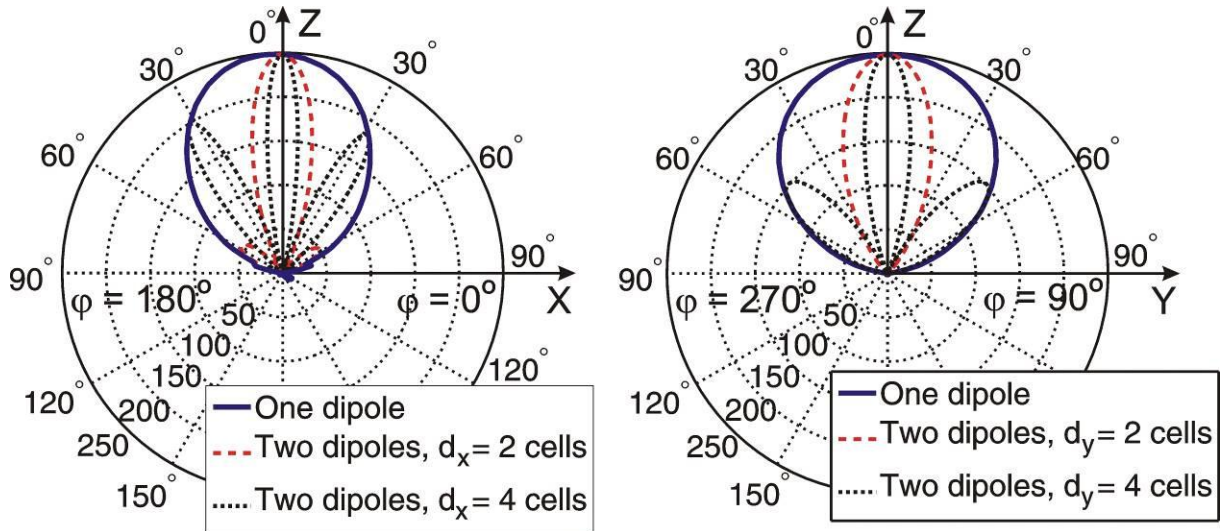


Рис. 3. Рассчитанные двумерные диаграммы направленности излучения в плоскости xz (левый рисунок) и yz (правый рисунок) для осциллирующего точечного диполя, колеблющегося вдоль оси x и расположенного внутри массива золотых наноантенн Яги-Уда при резонансной энергии фотона ($\lambda = 1.5 \text{ мкм}$). Пунктирные линии показывают диаграмму направленности пары осциллирующих диполей, излучающих синфазно и связанных с разными наноантеннами в массиве.

Авторы благодарны BMBF (13N 9155, 13N10146), DFG (FOR 557, FOR 730, GI 269/11-1), DFH/UFA, ANR Chair of Excellence Program, Российской Академии Наук, Российскому Фонду Фундаментальных Исследований и Фонду Династия.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.V. Lobanov et al // Phys. Rev. B to be published.
2. H. Gersen et al // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85.P. 5312.
3. J. Li et al // Phys. Rev. B. 2007. V. 76.P. 245403.
4. H.F. Hofmann et al // New J. Phys. 2007.V. 9.P. 217.
5. S. KÄuhn et al // Mol. Phys. 2008. V. 106.P. 893.
6. T. H. Taminiou et al // Opt. Express. 2008. V. 16.P. 10858.
7. A. Mohammadi et al // New J. Phys.2008.V. 10.P. 105015.
8. G. Sun et al // J. Opt. Soc. Am. B. 2008.V. 25.P. 1748.
9. G. Sun et al // Appl. Phys. Lett.2009.V. 94.P. 101103.
10. A. Kinkhabwala et al // Nat. Photon.2009.V. 3.P. 654.
11. R.Esteban et al // Phys. Rev. Lett.2010.V. 104.P. 026802.
12. A.F. Koenderink // Nano Lett.2009.V. 9.P. 4228.
13. T. Kosako et al // Nat. Photon.2010.V. 4.P. 312.
14. W.L. Barnes et al // Nature. 2003.V. 424.P. 824.
15. A. Polman // Science. 2008.V. 22.P. 868.
16. E.M. Purcell // Phys. Rev. 1946. V. 69. P. 681.
17. G.W. Ford and W. O. Weber // Phys. Rep. 1984. V. 113. P. 195.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ПЛАЗМОНОВ ДЛЯ МОДИФИКАЦИИ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ И КОНФОРМАЦИОННЫХ ПЕРЕСТРОЕК ОРГАНИЧЕСКИХ МОЛЕКУЛ

Н.А. Торопов, А.А. Старовойтов, Е.Н. Калитеевская, В.П. Крутякова,
Н.Б. Леонов, Т.К. Разумова, Т.А. Вартамян

*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики*
NikitaTor@gmail.com

Локализация света в наночастицах плазмонных металлов превосходит дифракционный предел, что делает их пригодным материалом для создания когерентного излучателя размером меньше длины волны генерации. Однако при разработке спазеров возникает проблема, связанная с сильным затуханием оптических мод в металлических наноструктурах, обусловленным омическими потерями [1]. Для компенсации затухания можно использовать органические красители, широко используемые в традиционной лазерной технике.

Органические полиметиновые красители (ПК), представляющие собой нечетное число метиновых групп $-(CH)=$, соединяющие два гетероостатка, при высаживании на поверхность проявляют в отличие от объемных растворов особенности оптических свойств, связанные с образованием различных изомеров и агрегированных форм [2]. В данной работе экспериментально изучаются абсорбционные и флуоресцентные свойства полиметиновых красителей, высаженных на поверхность сапфира с нанесенными на него серебряными наночастицами, а также конформационные перестройки в слоях при облучении лазером.

Исследованные образцы ансамблей наночастиц серебра были приготовлены распылением металла в вакуумной камере на сапфировую подложку при комнатной температуре. Рост частиц металла происходил по механизму Фольмера–Вебера без образования смачивающего слоя, при зарождении nanoостровков случайным образом, что влечет значительное распределение частиц по форме и размеру. Обусловленное этим неоднородное уширение плазмонной полосы (рис. 1) позволяет изучать взаимодействие островковых пленок Ag с красителями, поглощающими в широком интервале длин волн.

Образцы органических тонких пленок на подложке с наночастицами и без них приготовлены из растворов красителя в этаноле с использованием установки для нанесения фоторезиста. Толщина пленок варьировалась в пределах $\sim 0.1-10$ мономолекулярных слоев и определялась концентрацией раствора.

Спектры экстинкции гибридов наночастиц и красителей демонстрируют уменьшение оптической плотности в области края поглощения красителя. Это, по нашему мнению, обусловлено аномальной

дисперсией показателя преломления красителя. Увеличение экстинкции в области поглощения красителя обусловлено возникновением наведенных электрических полей вблизи наночастиц металла. Такие поля являются усиленными в сотни раз, по сравнению с полем падающей волны [3]. Кроме того, за счет малого размера наночастицы (≈ 30 нм) градиент наведенного поля превосходит соответствующий градиент в падающей волне видимого диапазона почти десятикратно. Созданные таким образом условия являются уникальными для молекул, что обуславливает увеличение вероятности как разрешенных, так и запрещенных в обычных условиях оптических переходов.

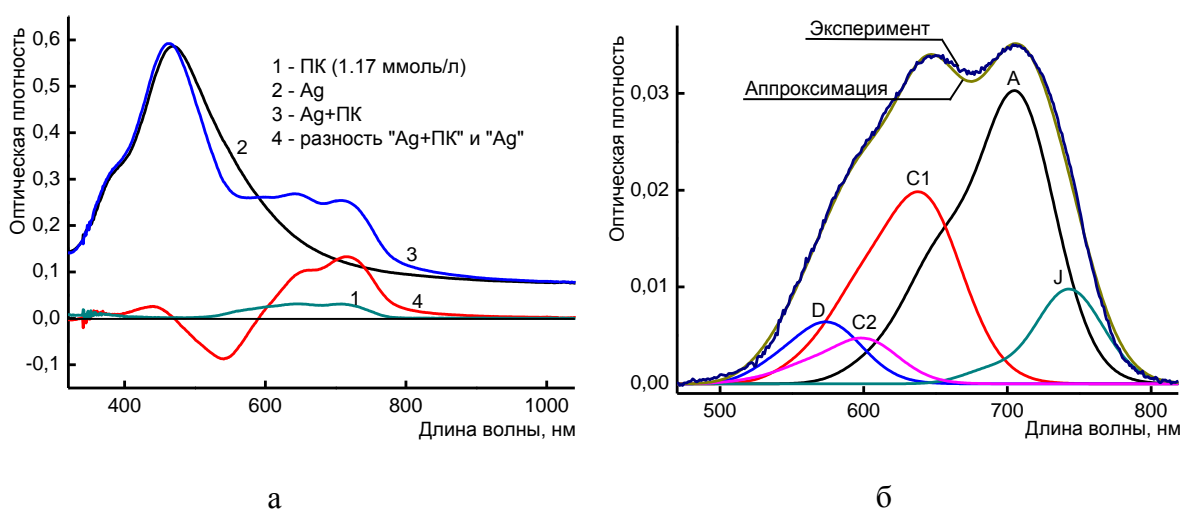


Рис. 1. а) Спектры поглощения слоя ПК (1), островковой пленки (2) и их гибридов (3); б) пример разделения спектра слоя ПК на компоненты

Созданные с помощью локализованных плазмонов условия оказывают влияние на изменение компонентного состава в слоях при их фотовозбуждении. Используя тонкие пленки красителя на сапфировой подложке разной толщины, мы установили, что уширение спектров поглощения слоев полиметиновых красителей по сравнению с растворами обусловлено формированием в слое all-trans- (A) (рис. 1б) и cis-изомеров (C1 и C2). Обнаружено образование димеров (D) и J-агрегатов (J), являющееся, согласно экситонной теории, причиной гипсо- и батохромных сдвигов, соответственно. Различные конформации обусловлены поворотом фрагмента молекулы вокруг одной из связей полиметиновой цепи. Энергетическая модель конформационных изменений [2] дает информацию о том, что наиболее низкоэнергетичным для молекулы является невозбужденное синглетное состояние all-trans-формы. Энергетический барьер, отделяющий различные конформации довольно большой. Однако при переходе молекул в возбужденное состояние он значительно уменьшается. Для наблюдения фотоиндуцированных перестроек образец облучался импульсами рубинового лазера

длительностью $\tau_{\text{имп}} = 17$ нс. Плотность энергии не превышала 17 мДж/см², так как при больших интенсивностях происходят необратимые изменения самих наночастиц, в частности, выжигание постоянных спектральных провалов [4]. Фотоиндуцированная перестройка компонентного состава слоя красителя продемонстрирована на рис. 2а.

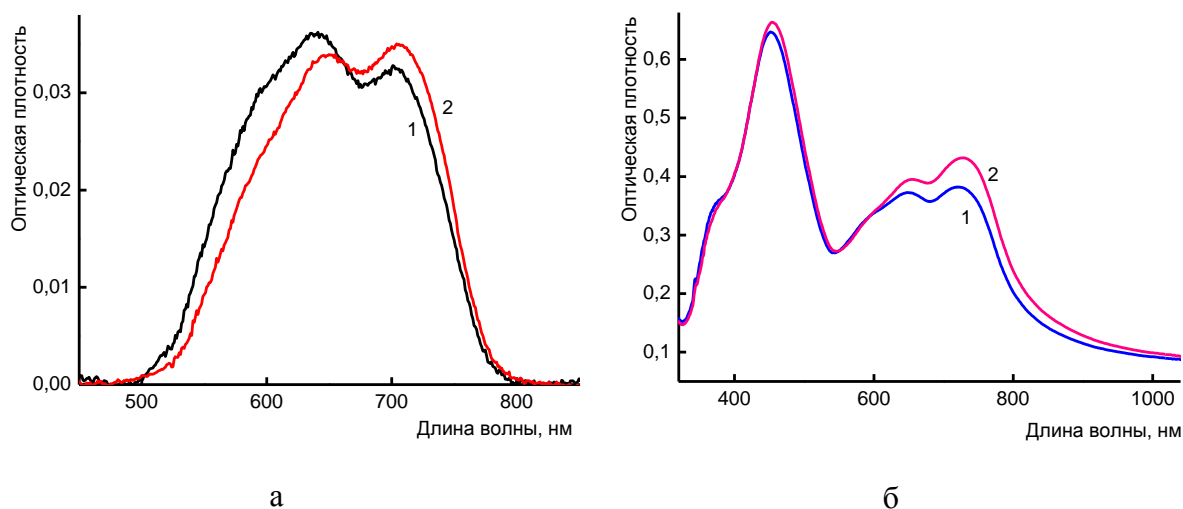


Рис. 2. Спектры поглощения слоя ПК до (1) и после (2) облучения а) 1,48 ммоль/л, сапфир; б) 3.32 моль/л, сапфир с наночастицами

В экспериментах по облучению рубиновым лазером образцов слоев ПК с плазмонными наноструктурами конформационных перестроек не наблюдалось. Такой результат обусловлен формированием слоя первого типа [2], в котором компонентный состав не может меняться.

Увеличение толщины слоя красителя приводило к увеличению доли ассоциатов, которые разрушались на мономеры при облучении. Облучение таких образцов с частицами серебра привело к увеличению all-trans-изомеров и J-агрегатов, повышенное образование которых в целом характерно для слоев с плазмонными наноструктурами, что согласуется с данными из литературы [5].

Следующим этапом работы было исследование флуоресценции слоя молекул ПК в присутствии наночастиц серебра. Измерения на спектрофлуориметре показали (рис. 3а), что на разных длинах волн эффективно возбуждаются cis-изомеры (возбуждение на 520 нм) и J-агрегаты, в то время как максимум флуоресценции наблюдается только для J-агрегатов (653 нм). С помощью сканирующего конфокального микроскопа при возбуждении гелий-неоновым лазером определено, что второй максимум (700 нм) соответствует свечению кристаллической фазы красителя. Исследования показали (рис. 3б), что флуоресценция металлических наноструктур отсутствует, что согласуется с литературными данными [6]. Эффективность флуоресценции слоя ПК без металлических наночастиц также мала по сравнению с эффективностью флуоресценции

гибрида, интенсивность свечения которого превосходит интенсивность свечения слоя без металлических наночастиц более чем в 2 раза.

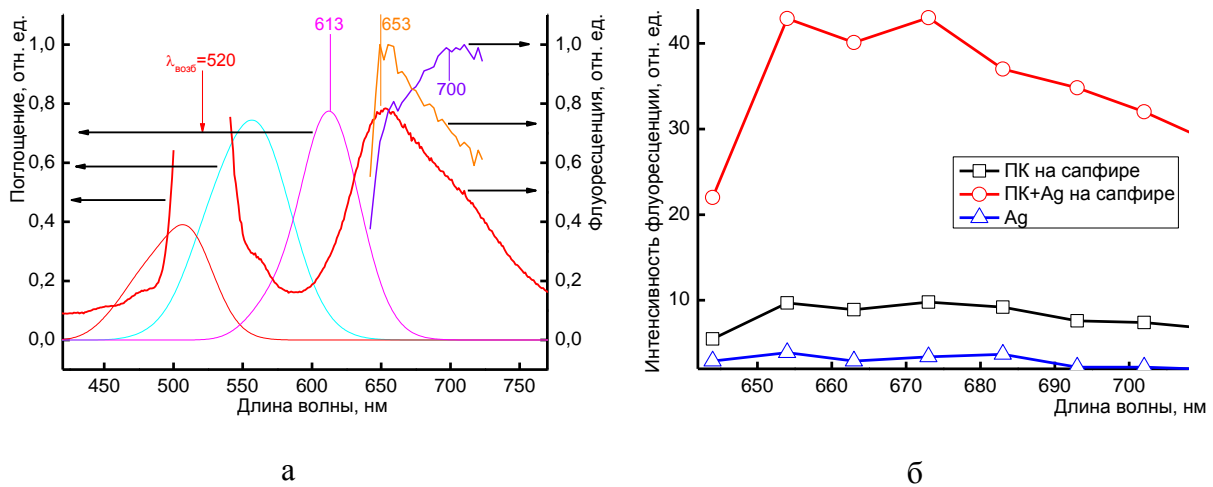


Рис. 3. Флуоресценция красителя на подложке с наночастицами: а) определение спектрального положения полос поглощения и флуоресценции; б) оценка интенсивности флуоресценции

Таким образом, спектры экстинкции плазмонных металлических наноструктур претерпевают значительные изменения при нанесении на них тонких органических пленок. В свою очередь, они сильно влияют на абсорбционные свойства молекул. Компонентный состав слоев полиметиновых красителей на подложке претерпевает значительные изменения при фотовозбуждении. Наночастицы металлов оказывает заметное влияние на процессы формирования состава слоев и их фотоиндуцированные изменения. Относительную роль тепловых и нетепловых механизмов фотоиндуцированного изменения состава гибридных слоев позволят установить дальнейшие исследования.

Флуоресценция плазмонных металлических наноструктур нами не наблюдалась, однако добавление их в слой молекул красителя значительно увеличивает интенсивность флуоресценции красителя.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.A. Noginov // Nature. 2009. No 460. P. 1110.
2. E.N. Kaliteevskaya // Opt. and Spectrosc. 2006. V. 100. No 2. P. 300.
3. A.M. Glass // Phys. Rev. B. 1981. V. 24. No 8. P. 4906.
4. T.A. Vartanyan // Proc. of SPIE. 2012. V. 8414. P. 841404-1–7.
5. I-Im S. Lim // J. Phys. Chem. B. 2006. V. 110. P. 6673.
6. M.B. Mohamed // Chem. Phys. Lett. 2000. No 317. P. 517

УПРАВЛЕНИЕ ИМПУЛЬСАМИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ В ПЛАЗМОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Н.Е. Хохлов, В.И. Белотелов

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

n.e.khokhlov@gmail.com

В настоящее время плазмоника привлекает все больше внимания исследователей. Это связано с возможностями, которые она открывает: новые способы обработки информации в наносхемах [1, 2], повышение поглощения света в солнечных элементах [3], и т.д. Ключевым объектом изучения плазмоники являются поверхностные плазмон-поляритоны (ППП) - связанные колебания электромагнитного поля и плазмы электронов проводимости в металлах [4]. ППП локализованы вблизи границы раздела металл-диэлектрик и могут распространяться на сотни микрон вдоль этой границы [1-4]. Современные системы передачи информации требуют создания функциональных материалов для плазмоники, изменяющих свои оптические свойства при внешнем воздействии, что необходимо для создания схем, передающих и обрабатывающих информацию посредством импульсов ППП.

Оптические свойства плазмонных структур могут изменяться при воздействии на них интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов (импульсы накачки) [5-6]. При этом оптическое воздействие лазерного импульса нарушает равновесное энергетическое распределение электронов (следовательно, меняется и диэлектрическая проницаемость металла ϵ_m) в поверхностном слое металла, влияя тем самым на распространение ППП. Характерное время процесса релаксации неравновесного состояния электронов составляет порядка несколько сотен фемтосекунд [5-6]. Это открывает новые возможности для сверхбыстрого управления динамикой ППП на фемтосекундных масштабах времени.

Тем не менее, из-за большого значения коэффициентов отражения у металлов для изменения ϵ_m даже на доли процента необходима высокая плотность энергии лазера $\Phi \geq 1$ мДж/см² [7]. Для преодоления этой трудности в качестве импульса накачки можно использовать ППП: при возбуждении ППП происходит локализация электромагнитной энергии вблизи границы раздела металл-диэлектрик, и поглощение энергии в металле значительно возрастает [2-4].

ППП эффективно возбуждаются в периодических структурах, состоящих из перфорированных металлических и/или диэлектрических пленок (плазмонных кристаллах) [2-4, 8].

В работерассмотрено временное изменение групповой скорости и огибающей пакета поверхностных электромагнитных волн, следующего за импульсом накачки (сигнальный пакет), в плазмонном кристалле.

Распространение пакета накачки создает изменение ε_m на величину $\Delta\varepsilon_m(x,t)$, которая, в каждой точке пространства определяется интенсивностью пакета накачки, временной задержкой между пакетами накачки и сигнальным. Это приводит к изменению дисперсионной характеристики ППП в кристалле и, следовательно, к изменению групповой скорости сигнального пакета.

В работе рассмотрены случаи динамики сигнального пакета ППП при различных центральных частотах каждого из импульсов, при различных временах задержки. Продемонстрировано, что групповая скорость сигнального пакета увеличивается или уменьшается с течением времени, в зависимости от частот каждого из импульсов. Возможен случай, когда сигнальный пакет отражается от плазмонной структуры при наличии пакета накачки, а при его отсутствии – проходит сквозь плазмонный кристалл. Также возможен и обратный случай.

Таким образом, изменяя интенсивность плазмонного пакета накачки и время задержки между пакетами, можно эффективно управлять распространением поверхностных плазмон-поляритонов в плазмонных кристаллах.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Brongersma, V. Shalaev // Science. 2010. V.328. P. 440-441.
2. J. Schuller, E. Barnard, W. Cai, Y. Jun, J. White, M. Brongersma // Nature Materials. 2010. V.9. P. 193-204.
3. H. Atwater, A. Polman // Nature Materials. 2010. V.9. P. 205-213.
4. S.A. Maier “Plasmonics - Fundamentals and applications“ New York: Springer, 2007.
5. K.F. MacDonald, Z.L. Samson, N.I. Stockman, N.I. Zheludev // Nature Photonics. 2009. No 3. P. 55 – 58.
6. N. Del Fatti, R. Bouffanais, F. Valle, C. Flytzanis // Phys. Rev. Lett. 1994. No 81. P. 922-925.
7. N. Rotenberg, J. Caspers, H. van Driel // Phys. Rev. B. 2009. No 80, P. 245420.
8. V. Belotelov, I. Akimov, M. Pohl, V. Kotov, S. Kasture, A. Vengurlekar, A. Gopal, D. Yakovlev, A. Zvezdin, M. Bayer // Nature Nano. 2011. No 6. P. 370-376.

СРАВНЕНИЕ ЭФФЕКТОВ САМОВОЗДЕЙСТВИЯ НЕПРЕРЫВНОГО
ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В МАТРИЦЕ KDP
С ИНКОРПОРИРОВАННЫМИ НАНОЧАСТИЦАМИ ОКСИДОВ
ТИТАНА(IV) И АЛЮМИНИЯ

В.А. Яцына, М.А. Копыловский, В.Я. Гайворонский
Институт физики Национальной академии наук Украины
vlad@iop.kiev.ua

Монокристаллы дигидрофосфата калия (KDP) привлекают особое внимание благодаря своему уникальному набору свойств, среди которых широкая область прозрачности, электрооптический и пьезооптический эффекты, относительно высокие значения нелинейной восприимчивости второго порядка, возможность выращивания кристаллов больших размеров. Они являются одними из немногих, используемых в промышленных лазерных установках в качестве умножителей частоты, параметрических усилителей и электрооптических затворов.

В последнее время актуальной является проблема создания новых нелинейно-оптических (НЛО) материалов на основе неорганических водорастворимых матриц с добавлениями органических и неорганических примесей. В кристаллах группы KDP это может приводить к улучшению свойств материалов и устройств на их основе.

Недавно была показана возможность выращивания монокристаллов KDP, содержащих нанокристаллы TiO_2 модификации анатаза (15 нм) [1], а также нанонити $Al_2O_3 \cdot nH_2O$ (5×150 нм). Присутствие наночастиц анатаза в матрице кристалла привела к усилению кубического НЛО отклика и изменения знака нелинейного показателя преломления при возбуждении пикосекундными импульсами на длине волны 1064 нм. Эффект было объяснено резонансным возбуждением дефектных состояний на поверхности нанокристаллов TiO_2 под действием резонансного лазерного излучения пикосекундного диапазона [2].

В данной работе представлены результаты сравнения эффектов самовоздействия непрерывного лазерного излучения монокристаллов KDP с инкорпорированными наночастицами TiO_2 (анатаз) и нанонитями $Al_2O_3 \cdot nH_2O$, на длине волны 532 нм (2.3 эВ). При комнатной температуре метастабильное поглощение кристаллов KDP в области 1.5-4.0 эВ с максимумом около 2.3 эВ связывают с оптическими переходами между состояниями валентной зоны и локальным уровнем дырочного центра в виде А- или В-радикала ($[H_2PO_4]^0$ и $[HPO_4]^-$ центры соответственно) [3]. Релаксация этих собственных дефектов контролируется диффузионным транспортом атомов водорода (H^0 центр). Инкорпорированные наночастицы со своей подсистемой поверхностных дефектных состояний [4-5] могут существенно влиять на НЛО отклик матрицы кристалла KDP под действием резонансного лазерного излучения.

Номинально чистые монокристаллы KDP и монокристаллы с инкорпорированными наночастицами TiO_2 и нанонитями Al_2O_3 ($\text{KDP}:\text{TiO}_2$ и $\text{KDP}:\text{Al}_2\text{O}_3$) были выращены методом снижения температуры [1]. Средние размеры наночастиц анатаза были определены на основе данных просвечивающей электронной микроскопии и рентгеноструктурного анализа и составили 15 нм. Концентрация наночастиц и нанонитей в ростовом растворе варьировалась в пределах от 10^{-5} до 10^{-3} масс. %.

Результаты рентгеноструктурного анализа показали, что наночастицы TiO_2 не искажают структуру монокристалла $\text{KDP}:\text{TiO}_2$ благодаря тому, что в процессе роста они сначала оттесняются фронтом кристаллизации, а затем "захватываются" границами между пакетами роста кристалла [2]. Это приводит к образованию одномерной слоистой структуры ...KDP: TiO_2 :KDP... с характерным пространственным периодом $\sim 15\text{-}20$ мкм.

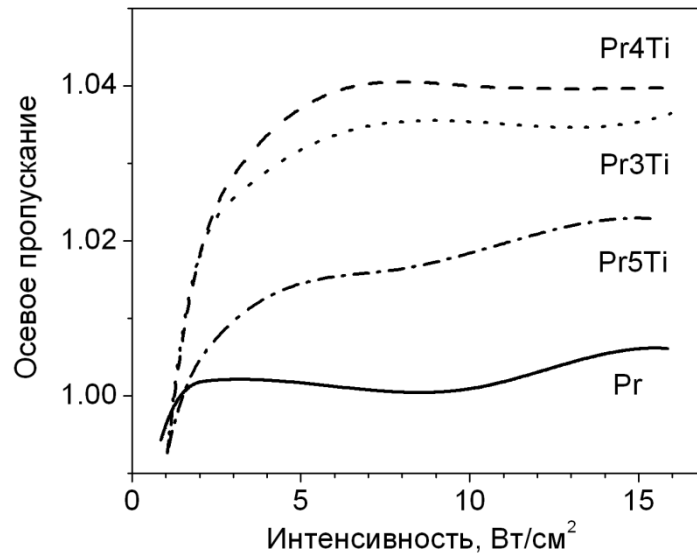


Рис. 1. Зависимости нормированного осевого пропускания в дальнем поле от интенсивности на длине волны 532 нм для кристаллов $\text{KDP}:\text{TiO}_2$, вырезанных с призматического сектора роста: Pr, Pr5Ti, Pr4Ti и Pr3Ti – номинально чистый кристалл и кристаллы с 10^{-5} , 10^{-4} , 10^{-3} масс. % TiO_2 соответственно.

Образцы для исследований изготавливались из различных секторов роста кристаллов KDP в виде тонких пластинок размером $10 \times 10 \times 0.8$ мм³ с гранями, ориентированными вдоль кристаллографических осей, перпендикулярно оптической оси кристалла (Z-срезы). Соответственно, в экспериментах использовались 2 серии образцов: вырезанных из пирамидального (P) сектора роста $\{101\}$, и из призматического сектора роста (Pr) $\{010\}$.

Исследование эффектов самовоздействия непрерывного лазерного излучения в образцах проводилось на основе анализа изменений углового расхождения лазерного пучка в дальнем поле, сфокусированного на образец, и изменения пропускания образца как функции интенсивности лазерного излучения. Описание экспериментальной установки и методики

измерений приведены в [6]. Использовался непрерывный лазер с длиной волны 532 нм и гауссовым пространственным профилем интенсивности. Характерный диаметр лазерного пучка, попадающего на образец, был порядка 0.2 мм, и оставался неизменным на протяжении эксперимента. Фотоиндуцированные изменения показателя преломления в образцах были проанализированы на основе зависимостей мощности, попадающей в апертуру диафрагмы (так называемое осевое пропускание) в дальнем поле от интенсивности на образце. Изменение показателя преломления пропорционально действительной части кубической нелинейной восприимчивости $\chi^{(3)}$: $\Delta n = n_2 I \sim \text{Re}(\chi^{(3)}) I$.

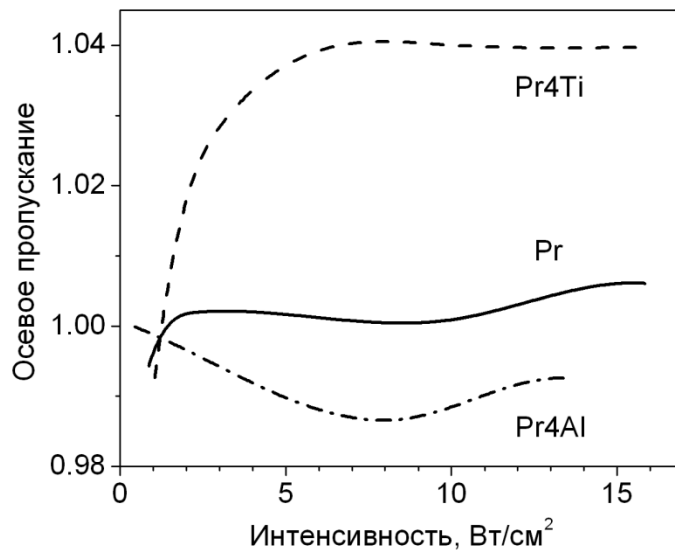


Рис. 2. Сравнение нормированного осевого пропускания в дальнем поле от интенсивности на длине волны 532 нм для кристаллов KDP:TiO₂ и KDP:Al₂O₃, вырезанных с призматического сектора роста: Pr, Pr4Ti и Pr4Al – номинально чистый кристалл и кристаллы с 10⁻⁴мас. % TiO₂ и Al₂O₃ соответственно.

В исследуемых кристаллах наблюдаются незначительные фотоиндуцированные изменения пропускания (<0.5%) с характерными значениями мнимой части кубической нелинейной восприимчивости $\text{Im}(\chi^{(3)}) \sim 10^{-7}$ ед. СГСЕ. Значительные изменения НЛЮ отклика матрицы кристалла KDP при инкорпорировании наночастиц TiO₂ и Al₂O₃ наблюдаются в фотоиндуцированных изменениях показателя преломления образцов. Так, в монокристаллах KDP, вырезанных из призматического сектора роста, незначительная самофокусировка при небольших интенсивностях в номинально чистом образце (Pr) сменяется на значительную самофокусировку в кристаллах с наночастицами анатаза (см. Рис. 1), с последующим насыщением, и переходом к отклику, свойственному матрице. Характерное значение действительной части $\chi^{(3)}$ в начальном диапазоне интенсивности для кристаллов KDP с наночастицами TiO₂ составляет $6 \cdot 10^{-4}$ ед. СГСЕ (Pr4Ti).

Другая ситуация наблюдается в кристаллах KDP:Al₂O₃. На Рис. 2 представлено сравнение рефрактивного отклика матрицы кристалла и кристаллов с инкорпорированными наночастицами TiO₂ и нанонитями Al₂O₃ (10⁻⁴ масс. %). Изменения фотоиндуцированного показателя преломления вследствие добавления нанотей в матрицу KDP имеет другой знак. В отличие от наночастиц анатаза, инкорпорирование нанонитей Al₂O₃ в матрицу кристалла приводит к увеличению эффекта самодефокусировки при небольших интенсивностях, с последующим насыщением эффекта. Характерное значение $\text{Re}(\chi^{(3)})$ в начальном диапазоне интенсивности для кристаллов KDP с нанонитями Al₂O₃ составляет $-8 \cdot 10^{-5}$ ед. СГСЕ (Pr4Al).

Таким образом, даже при непрерывном лазерном излучении значение и знак рефрактивного отклика композитной среды изменяется в зависимости от подсистемы наночастиц, инкорпорированных в матрицу кристалла KDP. Такое значительное изменение рефрактивного нелинейно-оптического отклика свидетельствует о резонансном взаимодействии подсистем собственных дефектов матрицы KDP и поверхностных состояний инкорпорированных наночастиц. Таким образом, методика исследования самовоздействия лазерного излучения перспективна для диагностики подсистем наночастиц, инкорпорированных в диэлектрическую матрицу, и их взаимодействия.

ЛИТЕРАТУРА

1. I. Pritula, V. Gayvoronsky, M. Kopylovsky et al. // *Funct. Mater.* 2008. V. 3. P. 420–428.
2. I. Pritula, V. Gayvoronsky, M. Kolybaeva et al. // *Opt. Mat.* 2001. V. 33. P. 623.
3. I. Ogorodnikov, V. Yakovlev, B. Shul'gin et al. // *Phys. Solid State* 2002. V. 44. No 5 P. 845-852.
4. V. Gayvoronsky, A. Galas, E. Shepelyavyu et al. // *Appl. Phys. B* 2005. V. 80. P. 97-100.
5. V. Ya. Gayvoronsky, M. A. Kopylovsky, E. A. Vishnyakov et al. // *Funct. Mater.* 2009. V. 16. No 2. P. 136-140.
6. V. Gayvoronsky, S. Yakunin, V. Nazarenko et al. // *MCLC* 2005. V. 426. P. 231-241.