

**СЕКЦИЯ 6**  
**“МЕТАМАТЕРИАЛЫ, ПЕРИОДИЧЕСКИЕ И**  
**ДИСКРЕТНЫЕ СТРУКТУРЫ”**

ВРАЩАЮЩАЯСЯ МОДА В СИСТЕМЕ ЧЕТЫРЕХ ТУННЕЛЬНО СВЯЗАННЫХ ВОЛНОВОДОВ <b>А.П. Сухоруков, В.С. Бочков</b> .....	3
ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ ВОРТЕКСЫ В ЛИНЕЙНЫХ ДИСКРЕТНЫХ ВОЛНОВОДАХ <b>А.К. Сатарин, А.П. Сухоруков</b> .....	6
ТЕПЛОВОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ НА СИНУСОИДАЛЬНОЙ ГРАНИЦЕ ВОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ <b>А.Б. Селунский, А.В. Кузьмин</b> .....	9
ДИПОЛЬНАЯ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ СФЕРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ <b>Г.В. Белокопытов, А.В. Журавлев</b> .....	12
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ ДИПОЛЬНЫХ РЕЗОНАТОРОВ <b>Г.В. Белокопытов, А.Н. Лагарьков, В.Н. Семенов, А.В. Ступаков, В.А. Чистяев</b> .....	15
ОПТИЧЕСКИЕ И НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОЧАСТИЦ ЗОЛОТА В МАТРИЦЕ ПОРИСТОГО СТЕКЛА <b>В.А. Караванский, В.И. Красовский</b> .....	18
ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ И РЕЗОНАНСЫ В СЛОЯХ КРИСТАЛЛОВ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ РЕФРАКЦИЕЙ <b>А.В. Козлов, В.Г. Можяев</b> .....	21
АНАЛИЗ ПАРАМЕТРОВ ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫХ НАЛОЖЕННЫХ ГОЛОГРАММ С ПОМОЩЬЮ ТЕОРИИ СВЯЗАННЫХ ВОЛН <b>В.В. Лесничий, Н.В. Андреева</b> .....	24
ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРА ПОРЯДКА ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ КАПЕЛЬ ПО ДАННЫМ ИЗМЕРЕНИЙ КОГЕРЕНТНОГО ПРОПУСКАНИЯ <b>В.А. Лойко, А.В. Конколович, А.А. Мискевич</b> .....	27

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ РЕШЕТОК В ПОЛИМЕРНЫХ СЛОЯХ, СОДЕРЖАЩИХ ФЕНАНТРЕНХИНОН <b>Д.Н. Мармыш, Е.А. Толстик, В.В. Могильный</b> .....	30
РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛНОВЫХ ПУЧКОВ В ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ, СОСТОЯЩИХ ИЗ СЛОЕВ С ЧЕРЕДУЮЩИМИСЯ ЗНАКАМИ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ <b>Н.О. Панфилова, А.П. Сухоруков</b> .....	33
ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ ДИСПЕРСИЯ МИКРОСТРУКТУРНЫХ ВОЛОКОН <b>М.В. Рябко, Е.С. Некрашевич, С.А. Никитов</b> .....	36

## ВРАЩАЮЩАЯСЯ МОДА В СИСТЕМЕ ЧЕТЫРЕХ ТУННЕЛЬНО СВЯЗАННЫХ ВОЛНОВОДОВ

А.П. Сухоруков, В.С. Бочков

Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова

В последнее время исследованию волновых явлений в дискретных волноводах уделяется все большее внимание. Особый интерес представляет изучение свойств дискретных вихревых, или винтовых фазовых дислокаций, в симметричных структурах. Дискретные вихревые представляют собой вращающиеся структуры, характеризующиеся закручивающимися вокруг некоторого центра симметрии (так называемой особой точке) потоками энергии, причем в самом центре симметрии амплитуда поля равна нулю, а его фаза не определена.

В данной работе рассматривается случай четырех туннельно-связанных волноводов, учитывающих взаимодействия только близлежащих «соседей». Система уравнений, описывающих распространение колебаний, принимает следующий вид:

$$\frac{d^2 x_1}{dz^2} + k^2 x_1 = -\alpha_1 (x_2 + x_3 - 2x_1) - \alpha_2 (x_4 - x_1), \quad (1a)$$

$$\frac{d^2 x_2}{dz^2} + k^2 x_2 = -\alpha_1 (x_1 + x_3 - 2x_2) - \alpha_2 (x_4 - x_2), \quad (1б)$$

$$\frac{d^2 x_3}{dz^2} + k^2 x_3 = -\alpha_1 (x_2 + x_1 - 2x_3) - \alpha_2 (x_4 - x_3), \quad (1в)$$

$$\frac{d^2 x_4}{dz^2} + k^2 x_4 = -\alpha_2 (x_1 + x_2 + x_3 - 3x_4), \quad (1г)$$

где  $x_j$  - амплитуды волны,  $k$  - волновое число,  $\alpha_1, \alpha_2$  - коэффициент связи.

Представляя бегущую волну в виде  $x_j = C_j(z)e^{ikz}$  и используя метод медленноменяющихся амплитуд, сведем систему уравнений (1a)-(1г) к следующему виду для комплексных амплитуд  $C_j$ :

$$\frac{dC_1}{dz} = -i\alpha_1 (C_2 + C_3 - 2C_1) - i\alpha_2 (C_4 - C_1), \quad (2a)$$

$$\frac{dC_2}{dz} = -i\alpha_1 (C_1 + C_3 - 2C_2) - i\alpha_2 (C_4 - C_2), \quad (2б)$$

$$\frac{dC_3}{dz} = -i\alpha_1 (C_2 + C_1 - 2C_3) - i\alpha_2 (C_4 - C_3), \quad (2в)$$

$$\frac{dC_4}{dz} = -i\alpha_2 (C_1 + C_2 + C_3 - 3C_4). \quad (2г)$$

Общее решение системы (2а)-(2г) выражается через начальные амплитуды как суперпозиция мод:

$$C_1 = \frac{E_1 + E_2 + E_3}{3} \exp(i4\alpha_2 z) + \frac{2E_1 - E_2 - E_3}{3} \exp(i(3\alpha_1 + \alpha_2 z)), \quad (3а)$$

$$C_2 = \frac{E_1 + E_2 + E_3}{3} \exp(i4\alpha_2 z) + \frac{2E_2 - E_1 - E_3}{3} \exp(i(3\alpha_1 + \alpha_2 z)), \quad (3б)$$

$$C_3 = \frac{E_1 + E_2 + E_3}{3} \exp(i4\alpha_2 z) + \frac{2E_3 - E_1 - E_2}{3} \exp(i(3\alpha_1 + \alpha_2 z)), \quad (3в)$$

$$C_4 = \frac{-(E_1 + E_2 + E_3)}{3} \exp(i4\alpha_2 z) + (E_1 + E_2 + E_3 + E_4) \exp(i(3\alpha_1 + \alpha_2 z)). \quad (3г)$$

Стоит отметить, что найденные выражения являются решением рассматриваемой системы в стационарном случае, и поэтому на коэффициенты связи накладываются дополнительные условия для того чтобы существовало нетривиальное решение:  $\alpha_2 = 3\alpha_1$ ,  $\alpha_2 = 0$  или  $\alpha_2 = 2$ .

В каждом волноводе энергия меняется за счет взаимодействия с соседними волноводами, при этом направления потоков энергии определяется разностями фаз согласно следующим выражениям:

$$\frac{d|C_1|^2}{dz} = 2\alpha_1 C_1 C_2 \sin(\varphi_1 - \varphi_2) + 2\alpha_1 C_1 C_3 \sin(\varphi_1 - \varphi_3) + 2\alpha_2 C_1 C_4 \sin(\varphi_1 - \varphi_4), \quad (4а)$$

$$\frac{d|C_2|^2}{dz} = 2\alpha_1 C_2 C_1 \sin(\varphi_2 - \varphi_1) + 2\alpha_1 C_2 C_3 \sin(\varphi_2 - \varphi_3) + 2\alpha_2 C_2 C_4 \sin(\varphi_2 - \varphi_4), \quad (4б)$$

$$\frac{d|C_3|^2}{dz} = 2\alpha_1 C_3 C_1 \sin(\varphi_3 - \varphi_1) + 2\alpha_1 C_3 C_2 \sin(\varphi_3 - \varphi_2) + 2\alpha_2 C_3 C_4 \sin(\varphi_3 - \varphi_4), \quad (4в)$$

$$\frac{d|C_4|^2}{dz} = 2\alpha_2 C_4 C_1 \sin(\varphi_4 - \varphi_1) + 2\alpha_2 C_4 C_2 \sin(\varphi_4 - \varphi_2) + 2\alpha_2 C_4 C_3 \sin(\varphi_4 - \varphi_3). \quad (4г)$$

Стационарное состояние наступает при возбуждении одной из мод системы (3а-3г). Интересующий нас эффект возникает, если допустить, что:

$$E_1 + E_2 + E_3 = 0, \quad (4а)$$

$$E_1 + E_2 + E_3 + E_4 = 0, \quad (4б)$$

а также условия на потоки энергии:

$$\alpha_1 \sin(\varphi_1 - \varphi_2) + \alpha_1 \sin(\varphi_1 - \varphi_3) + \alpha_2 \sin(\varphi_1 - \varphi_4) = 0, \quad (5а)$$

$$\sin(\varphi_4 - \varphi_1) + \sin(\varphi_4 - \varphi_2) + \sin(\varphi_4 - \varphi_3) = 0. \quad (5б)$$

В итоге, получим окончательные выражения для амплитуд и фаз вращающейся моды в следующем виде:

$$C_1 = E_0 \exp(i(3\alpha_1 + \alpha_2)z), \quad (6a)$$

$$C_2 = E_0 \exp(i(3\alpha_1 + \alpha_2)z) \exp(i\frac{2\pi}{3}), \quad (6б)$$

$$C_3 = E_0 \exp(i(3\alpha_1 + \alpha_2)z) \exp(i\frac{4\pi}{3}), \quad (6в)$$

$$C_4 = 0. \quad (6г)$$

Из (5a)-(5г) следует, что при переходе от одного волновода к другому происходит скачок фазы на величину  $\varphi_n = 2\pi n/3$ , где  $n$  – номер волновода.

На рис. 1. изображена наглядная схема распространения потоков энергии в одном направлении (по часовой стрелке) и показаны фазы колебаний в волноводах. Величины значений  $I_{12}$ ,  $I_{23}$ ,  $I_{31}$ ,  $I_{24}$ ,  $I_{34}$ ,  $I_{14}$  определяются из выражений (5a) и (5б).

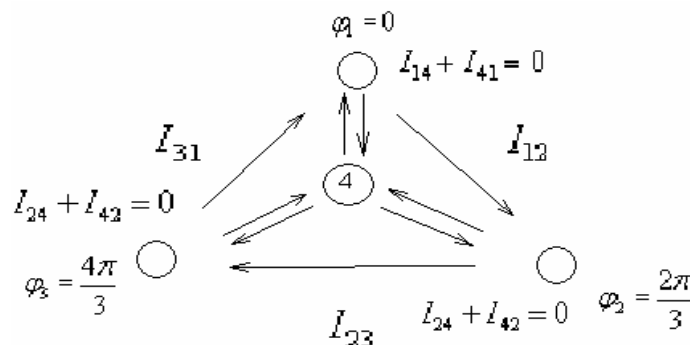


Рис.1. Схематическое изображение рассматриваемой системы

Как видно из (6a)-(6г), центральный волновод остается невозбужденным (т.е. амплитуда равна нулю), а фаза не определена. Поток энергии закручивается вокруг центра симметрии.

Таким образом, в рассмотренной системе четырех связанных волноводов обнаружено наличие дискретного вортекса. Найдены условия его существования и аналитическое выражение, соответствующее ему.

Работа выполнена при поддержке грантами НШ-4870.2006.2, РФФИ № 05-02-17308, 06-02-16801, БРФФИ № 04-02-81054, УР.01.02.499.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В.А. Malomed, P.G. Kevrekidis // Phys. Rev. E. 2001 V. 64. P. 026601.
2. Ю.С. Кившарь, Г.П. Агравал “Оптические солитоны” М.:ФИЗМАТЛИТ, 2005.

## ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ ВОРТЕКСЫ В ЛИНЕЙНЫХ ДИСКРЕТНЫХ ВОЛНОВОДАХ

А.К. Сатарин, А.П. Сухоруков

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет

Винтовые фазовые дислокации - класс оптических пучков, теоретически предсказанный в 1974 году [1]. Такой пучок имеет нулевую амплитуду в центре и фазовый фронт в виде спиральной поверхности. При дифракции структура поля целиком сохраняется, хотя и расплывается из-за дифракции. Недавно был рассмотрен новый тип фазовых дислокаций - пространственно-временной вортекс [2]. Он представляет собой импульсный пучок со спиральной фазовой поверхностью в координатах  $(x, \tau = t - z/c)$  и нулевой амплитудой на оси пучка. Импульсный пучок локализован в  $(2+1)$  измерениях: одна координата - поперечная, другая - временная играет роль второй поперечной координаты, необходимой для формирования винтовой фазовой дислокации, и третья координата - продольная. При описании распространения импульсного пучка необходимо учитывать поперечную дифракцию и дисперсию групповой скорости.

Цель нашей работы состоит в исследовании распространения дискретно - временных вортексов в цепочке туннельно связанных диэлектрических волноводов. Подобные структуры в данный момент широко исследуются, так как представляется возможным построение оптических логических элементов на их основе. Планарные волноводы прямоугольного сечения расположены параллельно друг другу на расстоянии в 2-3 раза больше их ширины. Такая геометрия системы позволяет нам использовать приближение слабой связи [3]. Распространение импульсного пучка происходит вдоль дискретных волноводов.

Эволюция медленно меняющихся амплитуд в параксиальном приближении описывается цепочкой следующих уравнений:

$$\frac{\partial A_n}{\partial z} = i\alpha(A_{n-1} + A_{n+1}) + iD \frac{\partial^2 A_n}{\partial \tau^2}, \quad (1)$$

где  $\alpha$  - константа туннельной связи, пропорциональная интегралу перекрытия поперечных мод,  $n$  - номер волновода,  $D$  - коэффициент частотной дисперсии. Благодаря туннельной связи соседних волноводов (наличия амплитуд  $A_{n-1}$  и  $A_{n+1}$  в правой части уравнения (1)) пучок испытывает дискретную дифракцию. При дискретной дифракции амплитуда в центре гауссова пучка быстро убывает и стремится к нулю, тогда как большая часть энергии локализуется вблизи краев пучка.

Для исследования распространения пространственно-временных вихреков в линейке волноводов необходимо задать граничное условие для (1) в соответствующем виде, учитывая, что роль поперечной координаты играет номер волновода. Таким образом, мы приходим к понятию дискретно-временного вихрека, амплитуда которого имеет вид:

$$A_n(\tau, z=0) = \left( \frac{n}{w} + i \frac{\tau}{T} \right) \exp \left[ - \left( \frac{n}{w} \right)^2 - \left( \frac{\tau}{T} \right)^2 \right], \quad (2)$$

где  $w$  – поперечная ширина,  $T$  – длительность импульса. Исследование динамики распространения дислокаций проводилось с помощью численного решения системы уравнений (1) для 41 волновода при граничном условии (2). Для определения координат дискретно-временного вихрека использовался метод динамических интерферограмм [2].

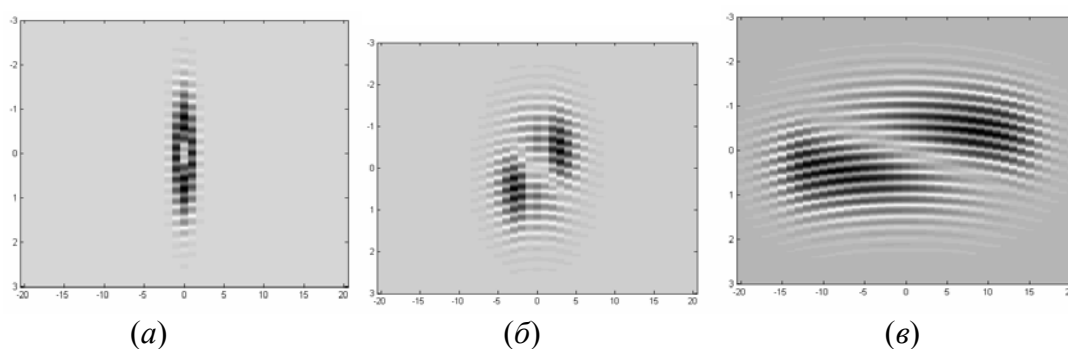


Рис. 1. Динамические интерферограммы дискретно-временных вихреков: (а) узкого пучка при  $z = 0$ , (б) узкого при  $z = 0.4$ , (в) широкого при  $z = 1$ . По горизонтальной оси отложен номер волновода  $n$ , по вертикальной – сопутствующее время  $\tau$ .

Основные из полученных результатов представлены на рисунке 1. На рисунке 1а изображена интерферограмма узкого импульсного пучка на входе в систему при  $z = 0$ . Термин узкий в данном случае означает, что поперечная ширина  $w = 1$  (смотри (2)). На рисунке видно, что вихреков локализован всего в трех волноводах, амплитуда в волноводах с номерами  $n = +2$  и  $-2$  крайне мала. При такой конфигурации поля на входе в систему, дискретность волноводной структуры будет играть важную роль при распространении импульсного пучка.

В сильно дискретном режиме распространения нами обнаружен эффект рождения новых дислокаций. На рисунке 1б показана интерферограмма узкого импульсного пучка при  $z = 0.4$ . На ней отчетливо видно появление дополнительных интерференционных полос с образованием двух новых вилок. По ориентации вилок можно определить топологический заряд дислокаций. Анализ интерферограммы показывает, что две новые вилки отвечают вихрекам с противоположными топологическими зарядами, поэтому полный заряд трех дислокаций  $m = +1 + 1 - 1 = 1$  сохраняется в процессе дискретной дифракции. Данный эффект является существенным

проявлением дискретных свойств исследуемой системы. При дальнейшем распространении происходит последующее умножение числа дислокаций и интерферограмма становится более сложной для анализа.

В случае широкого импульсного пучка, то есть  $w \geq 2$ , картина существенно меняется. Выполненное нами численное моделирование показало, что вплоть до расстояния  $z = 4$ , эффект рождения дислокаций не возникает (см. интерферограмму широкого импульсного пучка при  $z = 1$  на рис. 1в). Было также найдено, что, несмотря на отсутствие эффекта образования новых дислокаций, применение длинноволнового приближения для описания распространения пучков средней ширины не корректно. Только когда пучок охватывает много волноводов, член описывающий туннельную связь в (1) можно аппроксимировать второй производной по поперечной координате  $x$ . Это приводит к хорошо изученному случаю пространственно-временных дислокаций в однородной сплошной среде.

Таким образом, в данной работе исследовано распространение пространственно-временных вихревых в линейной среде с дискретной структурой. Рассмотрены случаи сильного и слабого влияния дискретности. Обнаружен новый эффект увеличения числа дислокаций вследствие дискретной дифракции узких импульсных пучков.

Работа выполнена при поддержке грантами «Ведущие научные школы» НШ-4870.2006.2, РФФИ № 05-02-17308, № 06-02-16801, БелРФФИ № 04-02-81054, «Университеты России» УР.01.02.499.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. J.F. Nye, M.V. Berry // Proc. R. Soc. Lond. A. 1974. V. 336. P. 165.
2. A.P. Sukhorukov, V.V. Yangirova // Proc. SPIE. 2005. V. 5949. P. 35.
3. A.A. Sukhorukov, Y.S. Kivshar, H.S. Eisenberg, Y. Silberberg // IEEE J. Quantum Electron. 2003. V. 39. No. 1. P. 31.



## ТЕПЛОВОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ НА СИНУСОИДАЛЬНОЙ ГРАНИЦЕ ВОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

А.Б. Селунский, А.В. Кузьмин

*Институт космических исследований РАН, Москва*

Проведено исследование эффектов, возникающих при взаимодействии плоско-поляризованной монохроматической электромагнитной волны с синусоидальной морской поверхностью. Развита теория и получен ряд определенных экспериментальных ее подтверждений. В свою очередь, многие экспериментальные особенности нашли свое объяснение в рамках предлагаемой теории. Представлена новая трактовка эффекта «критических явлений» в тепловом излучении водной поверхности в свете многолучевой интерференции. Объяснена тонкая структура экспериментальных кривых в лабораторных экспериментах. Развита математическая теория дифракции, близкая к методам Лауэ и Вуда. Точное решение волнового уравнения на синусоидальной границе вода-воздух получено несколько нетрадиционным методом.

### 1. Традиционные методы

Под традиционными будем подразумевать подходы, развитые в работах [1,2].

Первый из них представляет собой теорию возмущений в приближении малой амплитуды модуляции. Главное его достоинство – простота и наглядность. Именно с этой позиции Ю.А. Кравцов и В.С. Эткин [1] впервые объяснили аномалию в угловой зависимости яркостной температуры, известную теперь, как эффект «критических явлений».

Второй подход – более поздний по времени и математически строгий развивался в 90-е годы прошлого века В.Г. Ирисовым и Ю.Г. Трохимовским [2]. Он основан на точной математической теории дифракции и требует проведения большого числа математических преобразований дифракционных интегралов. Тем не менее, в работе [2] были получены достаточно компактные выражения для многих физических величин (яркостной температуры, показателей поглощения и отражения), а также построены уникальные в настоящее время зависимости этих величин от разных параметров (азимута, угла места, амплитуды модуляции водной поверхности). Помимо этого, приведены результаты чуть ли ни единственного в данное время лабораторного эксперимента по этому направлению и проведено, по-видимому, одно из первых сравнений теории и эксперимента. Сама работа оставляет очень сильное впечатление обилием изящных выкладок в теории и красивых решений в эксперименте (использование лазера для съема экспериментальных параметров, Фурье-анализ водной поверхности). К сожалению, указанные выше математические трудности, сводят применение рассмотренного подхода к отдельным точно решаемым задачам – удел всех математически громоздких теорий в физике. Поэтому мы были вынуждены пересмотреть ряд моментов теории, чтобы сделать ее более доступной для эксперимента.

### 2. Применяемая методика

а. Качественный анализ

Условия Леонтовича для плоской волны, падающей на границу, имеют вид:

$$\left[ \vec{Z}_0 \vec{E}_1 \right] = Z_2 \left[ \vec{Z}_0 \left[ \vec{Z}_0 \vec{H}_1 \right] \right] \quad (1)$$

Рассмотрим следующую модель: падение плоской гармонической волны на границу среды воздух-вода, которая имеет вид  $z=a*\sin(L*x)$ , где L-период морской ряби.

$$E=A_0 \cdot \exp(-i\omega t + ik_{0x}x - ik_{0z}z) \quad (1)$$

Мы будем развивать волновой подход к решению данной задачи. Суть его состоит в том, что при прохождении волны через подобную границу, возникает бесконечное число волн, с эквидистантным сдвигом волнового вектора на  $L$ , то есть, поле и в воздухе, и в среде состоит из бесконечного числа волн вида:

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \exp\{-i\omega t + i(k_{0x} + nL)x + ik_{0z}z\}. \quad (2)$$

Учитывая, далее, уравнение границы, получим для граничных условий, волны в виде:

$$A_n \cdot \exp(-i\omega t + ik_{0x}x + ik_{0z}z \cdot \sin(L \cdot x)), \quad (3)$$

что уже само по себе приводит к бесконечному ряду. Для граничных условий необходимо выделять соответствующие тангенциальные составляющие полей, что для синусоидальной границы приводит к дополнительным синусоидальным множителям.

Мы будем интересоваться лишь отраженными компонентами.

Рассматривая качественное поведения волн (3), по виду функции на границе можно сделать вывод о том, что ряд не может быть оборван ни на каком конечном  $n$  (в силу нелинейности экспоненты). При этом ни один коэффициент не обнуляется. Поэтому, мы наблюдаем следующий эффект: с увеличением угла падения  $\theta$ , угол отражения вторичной волны с максимальным индексом становится близким 90 градусам и, при критическом угле, вторичная волна из отраженной становится поглощенной. Это приводит, в свою очередь, к бифуркационным скачкам в показателях поглощения/преломления и в угловой зависимости яркостной температуры.

## Б. Математический анализ

Рассмотрим теперь количественную теорию.

Пусть координаты нормали:  $Z_0 = \{-a \cdot L \cdot \cos(L \cdot x) \cdot (1 + \frac{1}{4} \cdot (aL)^2), 0, 1 - \frac{1}{4} \cdot (aL)^2\}$  (2)

Далее, распишем подробно граничные условия для вертикальной и горизонтальной поляризации.

Учитывая, что разложение экспоненты с синусом имеет вид:

$$\exp\{i \cdot d \cdot \sin(t)\} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(d) \exp\{it\} \quad (3)$$

где  $J_n(d)$  - функции Бесселя  $n$ -го порядка от аргумента  $d$ ,

и, приравнявая коэффициенты при одинаковых экспонентах, при этом ограничиваясь 3-м порядком, для каждой поляризации получаем замкнутую линейную систему уравнений с тремя неизвестными:

$$\begin{aligned} A_0 \cdot k_{01} + A_{+1} \cdot k_{+11} + A_{-1} \cdot k_{-11} &= f_1 \cdot A \\ A_0 \cdot k_{02} + A_{+1} \cdot k_{+12} + A_{-1} \cdot k_{-12} &= f_2 \cdot A \\ A_0 \cdot k_{03} + A_{+1} \cdot k_{+13} + A_{-1} \cdot k_{-13} &= f_3 \cdot A \end{aligned} \quad (4)$$

При этом коэффициенты  $k$  и  $f$  выражаются через параметры среды  $\epsilon$ , угол падения и характерные размеры яри  $a$  и  $L$ . А ее решение, по правилу Крамера, имеет вид:

$$A_{+1,-1,0} = D_{+1,-1,0}/D \quad (5)$$

Проанализируем, теперь поведение системы плоских волн:

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \exp\{-i\omega t + i(k_{0x} + nL)x + ik_{0z}z\} \quad (6)$$

что приводит к системе линейных уравнений, которые решаются стандартно:

Горизонтальная поляризация:

$$\begin{aligned}
 & A_0 \delta_{0p} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n Y_{-n+p} [(k_{0z} + k_{0z_n})] = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n Y_{-n+p} [(k_{0z} - k_{0z_n}) a] \\
 & + A_0 \cos \vartheta \delta_{0p} + A_0 \sin \vartheta (a\Lambda) \frac{\delta_{-1p} + \delta_{1p}}{2} + \\
 & + \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n \left\{ Y_{-n+p} [(k_{z_0} + k_{zn_0}) a] - \frac{k_{zn_0}}{k_0} + \right. \\
 & \left. + (a\Lambda) \frac{k_{zn_0}}{2k_0} \left\{ Y_{-n-1+p} [(k_{z_0} + k_{zn_0}) a] + Y_{-n+1+p} [(k_{z_0} + k_{zn_0}) a] \right\} \right\} = \\
 & = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n \left\{ + \frac{k_{1nz}}{k_0} Y_{-n+p} [(k_{z_0} - k_{1z_n}) a] + \right. \\
 & \left. + \frac{k_{1yn}}{2k_0} (a\Lambda) \left\{ Y_{-n+1+p} [(k_{z_0} - k_{zn_n}) a] + Y_{-n-1+p} [(k_{z_0} - k_{zn_n}) a] \right\} \right\}
 \end{aligned}$$

где  $Y$  – функции Бесселя,

$p = 0, \pm 1, \pm 2$  - приравненные коэффициенты при  $e^{i\Lambda p x}$

Для вертикальной поляризации надо сделать замену:

$$k_0 \rightarrow -\frac{\omega_0}{c} \varepsilon_{0,1} \text{ — для } \perp$$

Обращает на себя внимание тот факт, что при падении волны под произвольным углом возникает скачок в показателе поглощения (и отражения), что, в свою очередь, учитывая теорему взаимности Кирхгоффа, соответствует максимальному излучению воды в данном направлении. Отметим, что в оптике аналогичный вид имеют зависимости показателей отражения и поглощения для дифракционных решеток (аномалии Вуда).

На эксперименте подобная картина в силу конечной ширины диаграммы направленности антенны и полосы принимаемых частот радиометра приводит к размазанности резких “бифуркационных” скачков и возникновению гладкого максимума.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Yu.A. Kravtsov, E.A. Mirovskaya, A.E. Popov, I.A. Troitskii, V.S. Etkin // Akad. Nauk SSSR, Atmospheric and Oceanic Physics. 1978. V. 14. No. 7. P 522.
2. Y.G. Trokhimovski; A.V. Kuzmin; M.N. Pospelov; V.G. Irisov; I.N. Sadovsky // Radio Sci. 2003 V. 38. No. 3.10.1029/2002RS002661.

## ДИПОЛЬНАЯ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ СФЕРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

Г.В. Белокопытов, А.В. Журавлев

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

В последнее время большой интерес исследователей вызывают периодические структуры из резонансных включений, известные как метаматериалы. Такие среды могут обладать электромагнитными свойствами, существенно отличающимися от классических диэлектриков и магнетиков. В расчетах свойств как классических диэлектриков, так и метаматериалов [1] можно в первом приближении считать составляющие элементы излучающими диполями. В рамках линейной электродинамики для отдельно взятой частицы величины электрического  $\mathbf{p}$  и магнитного  $\mathbf{m}$  дипольных моментов прямо пропорциональны напряженностям действующих электрического  $\mathbf{E}$  и магнитного  $\mathbf{H}$  полей соответственно:

$$\mathbf{p} = \varepsilon_0 \alpha_e \mathbf{E} \quad \mathbf{m} = \alpha_m \mathbf{H} \quad (1)$$

Основными характеристиками резонансного включения являются электрическая  $\alpha_e$  и магнитная  $\alpha_m$  поляризуемости, определяемые, в частности, его геометрией.

Поскольку сферические образцы достаточно просты в изготовлении, они притягательны для экспериментальных исследований метаматериалов [1]. Кроме того, поляризуемости сферических частиц можно рассчитывать аналитически.

Для вычисления поляризуемости сферических частиц ранее использовались модели, основанные на различных квазистатических упрощающих допущениях (см. литературу в [1]). В настоящей работе для расчета поляризуемости применена более строгая электродинамическая теория (теория Ми [2]). В результате сравнения в дальней зоне вида полей, излучаемых сферической частицей с полями электрического и магнитного диполей найдены следующие выражения:

$$\alpha_m = i6\pi b_1 / k_2^3 \quad \alpha_e = i6\pi a_1 / k_2^3 \quad (2)$$

где  $a_n, b_n$  – комплексные парциальные амплитуды рассеянной волны [2] электрических (ТМ) и магнитных (ТЕ) мод соответственно:

$$a_n = \frac{m\psi_n(mx)\psi_n'(x) - \psi_n(x)\psi_n'(mx)}{m\psi_n(mx)\xi_n'(x) - \xi_n(x)\psi_n'(mx)}$$

$$b_n = \frac{\psi_n(mx)\psi_n'(x) - m\psi_n(x)\psi_n'(mx)}{\psi_n(mx)\xi_n'(x) - m\xi_n(x)\psi_n'(mx)}$$

Здесь  $m = \sqrt{\varepsilon_1 / \varepsilon_2}$  – комплексный относительный показатель преломления,  $x = k_2 a$  – параметр дифракции,  $k_2 = \omega \sqrt{\varepsilon_2} / c$  – волновое число в среде,  $a$  – радиус шара. Указанный подход аналогичен [3].

Результаты вычисления поляризуемости сферических частиц из различных диэлектрических материалов на СВЧ представлены на рис. 1. Радиус частиц был принят равным 0.5 мм. В качестве наиболее показательных были выбраны следующие значения комплексной проницаемости:  $\varepsilon_1 = 2700(1 + 0.029i)$  (СВЧ-керамика ВК-7,  $(\text{Ba,Sr,Ca})\text{TiO}_3$ ) рис.1,а,б),  $\varepsilon_1 = 130(1 + 1.7 \cdot 10^{-4}i)$  (поликристаллический рутил  $(\text{TiO}_2)$ , рис.1,в,г),  $\varepsilon_1 = 3.75(1 + 1 \cdot 10^{-4}i)$  (плавленный кварц  $(\text{SiO}_2)$ , рис.1,д,е). Следует оговориться, что величины диэлектрических параметров реальных образцов могут отличаться от принятых значений. Это связано с влиянием примесей на диэлектрическую проницаемость и потери, а также наличием частотной дисперсии. На рисунке темные кривые рассчитаны по формуле (2), а светлые – в рамках квазистатического подхода [1].

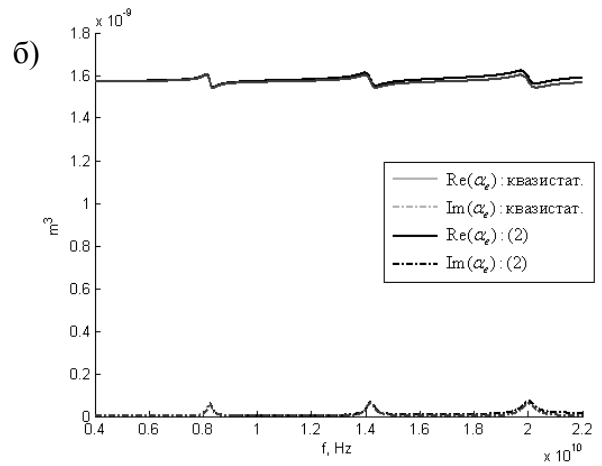
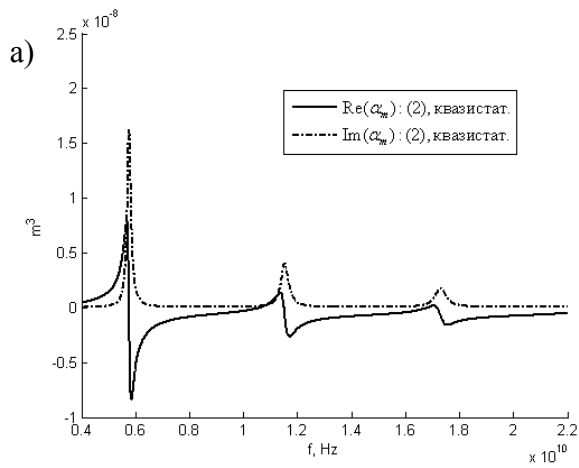
Расчет показал, что частицы композитных материалов одновременно обладают и электрической, и магнитной поляризуемостью. Кривые поляризуемости имеют резонансный характер, причем частоты резонанса поляризуемости соответствуют собственным частотам диэлектрического шара. Если шар из немагнитного материала ( $\mu_1 = 1, \varepsilon_1 \neq 1$ ), электрическая поляризуемость  $\alpha_e$  имеет нерезонансный пьедестал, величина которого соответствует электростатическому значению, а статический вклад в магнитную поляризуемость  $\alpha_m$  отсутствует. В случае, когда резонансные свойства поляризуемости сильно выражены, имеются интервалы частот, где  $\alpha_e$  или  $\alpha_m$  принимают отрицательные значения. Наличие таких областей открывает возможность создания метаматериалов с эффективными отрицательными  $\varepsilon'$  или  $\mu'$ , используя частицы подходящих размеров.

Для частиц, обладающих высокой диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_1 \square 10^3$  и одновременно высокими потерями  $\text{tg } \delta \geq 10^{-2}$ , расчеты поляризуемостей в рамках точной теории и упрощенных квазистатических моделей дали практически одинаковые результаты. Однако при рассмотрении резонаторов с малыми диэлектрическими проницаемостями или малыми потерями только формулы теории Ми дают верные значения поляризуемости.

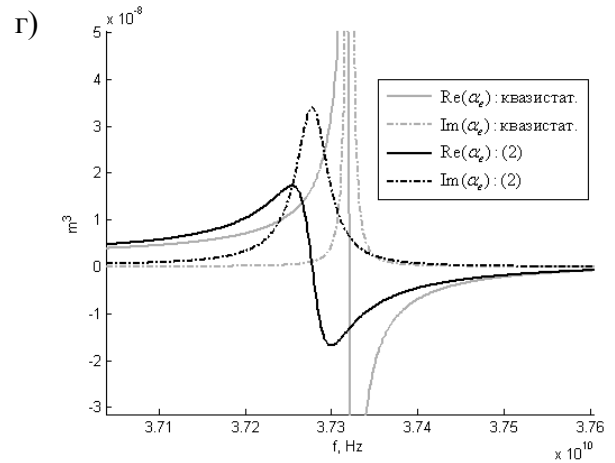
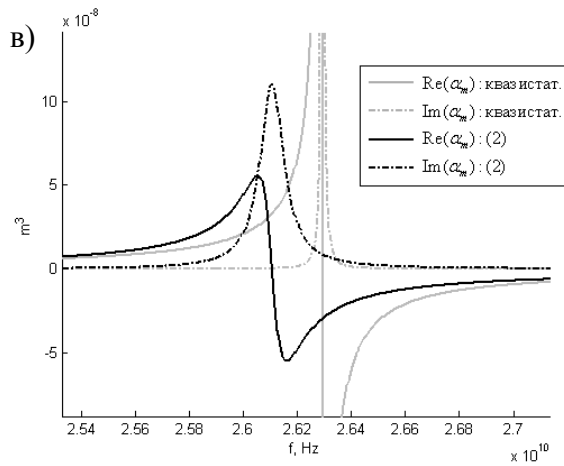
## ЛИТЕРАТУРА

1. В.Н. Семененко и др. Препринт ОИВТАН №4-430. 1990.
2. К. Борен, Д. Хафмен “Поглощение и рассеяние света малыми частицами” М. Мир, 1986.
3. M.S. Wheeler, J.S. Aitchison, M. Mojahdi, E.S. Rogers //Proceedings of Second IASTED International Conference ANTENNAS, RADAR, AND WAVE PROPAGATION, July 19-21, 2005, Banff, Alberta, Canada

$\epsilon_1 = 2700(1 + 0.029i)$  – Керамика ВК-7.



$\epsilon_1 = 130(1 + 1.7 \cdot 10^{-4}i)$  – Рутил ( $\text{TiO}_2$ )



$\epsilon_1 = 3.75(1 + 1 \cdot 10^{-4}i)$  – Плавленый кварц

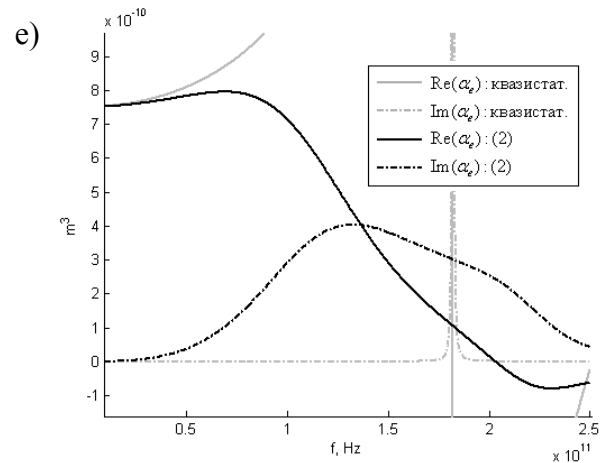
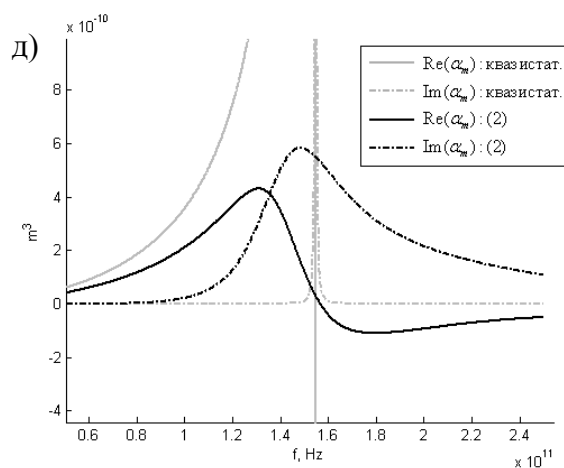


Рис. 1. Магнитная  $\alpha_m$  и электрическая  $\alpha_e$  поляризуемости диэлектрического шарика, радиусом 0.5 мм.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ ДИПОЛЬНЫХ РЕЗОНАТОРОВ

Г.В.Белокопытов<sup>1</sup>, А.Н. Лагарьков<sup>2</sup>, В.Н. Семененко<sup>2</sup>, А.В. Ступаков<sup>1</sup>, В.А. Чистяев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский Гос. университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет

<sup>2</sup>Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН

В последние годы проявляется значительный интерес к созданию и исследованию метаматериалов (композитов) – структур, состоящих из макроскопических поляризуемых частиц [1,2]. В связи с этим актуальна задача экспериментального определения поляризуемости частиц, составляющих композит. В частности, только измерения могут дать информацию о влиянии на поляризуемость факторов, которые определяются технологией приготовления частиц.

В линейной электродинамике имеют место соотношения:

$$\vec{p} = \varepsilon_0 \kappa_e \vec{E}_0, \quad \vec{m} = \mu_0 \kappa_m \vec{H}_0 \quad (1)$$

где  $\kappa_e$  и  $\kappa_m$  электрическая и магнитная поляризуемости. Для полей, осциллирующих во времени по закону  $e^{i\omega t}$ , соотношения (1) следует рассматривать для комплексных амплитуд и полагать:  $\kappa_{e,m} = \kappa'_{e,m} - i\kappa''_{e,m}$ .

Традиционный метод экспериментального определения поляризуемости основан на измерении сдвигов резонансной частоты и добротности объемного резонатора СВЧ при помещении в него исследуемой частицы [3]. Величину поляризуемости находят с помощью формул теории возмущений. Этот метод применим для частиц, удовлетворяющих условию квазистационарности и не обладающих резонансными свойствами. Однако в широко применяемых для построения композитов дипольных резонаторах эти требования не выполняются. При этом в некоторых частотных интервалах измерение поляризуемости резонансных частиц традиционным методом оказывается невозможным.

С целью расширения возможностей методики было рассмотрено возбуждение системы двух связанных резонаторов - полого объемного и дипольной частицы внутри него. Частота вынужденных колебаний  $\omega$  близка к собственным частотам парциальных систем. Поскольку размеры частицы композита много меньше длины волны в окружающем пространстве, можно считать, что ее влияние на колебания объемного резонатора сводится к воздействию сосредоточенного тока, создаваемого колеблющимся дипольным моментом, а возбуждение вынужденных колебаний в ней происходит под действием однородного поля.

Для напряженности электрического и магнитного поля в объемном резонаторе можно полагать:  $\vec{E}(\vec{r}, t) = a_n \vec{E}_n(\vec{r}) e^{i\omega t}$ ,  $\vec{H}(\vec{r}, t) = b_n \vec{H}_n(\vec{r}) e^{i\omega t}$ , где  $\vec{E}_n(\vec{r})$ ,  $\vec{H}_n(\vec{r})$  – нормированные собственные функции  $n$ -й моды.

Если взаимодействие частицы с резонатором происходит только за счет магнитного момента, то для  $b_n$  получим:

$$b_n \left[ (\Delta_1 - i\theta_1) + \mu_0 N_H (\kappa_m'' - i\kappa_m'') \right] = i(F/\omega) \quad (2)$$

где  $\Delta_1 = 1 - \omega_1^2 / \omega^2$  - расстройка,  $\theta_1 = Q_1^{-1}$ ,  $Q_1$  - добротность ненагруженного объемного резонатора,  $F$  - амплитуда сторонней силы,  $N_H = (\vec{H}_n^*(\vec{r}_0) \vec{H}_n(\vec{r}_0))$ .

Для частицы - дипольного резонатора с собственной частотой  $\omega_2$  эффективный импеданс  $Z_{\text{экв}} = 1/\omega L(\theta_2 - i\Delta_2)$ ,  $\theta_2 = R_{\text{экв}}/\omega L$  - коэффициент затухания. При этом частотная зависимость поляризуемости имеет вид:

$$\kappa_m = \tilde{\kappa}_m \frac{i - (\Delta_2/\theta_2)}{1 + (\Delta_2/\theta_2)^2} \quad (3)$$

где  $\Delta_2 = 1 - \omega_2^2 / \omega^2$  - расстройка, а значение  $\tilde{\kappa}_m$  пропорционально коэффициенту связи  $\alpha^2$ :  $\tilde{\kappa}_m = \alpha^2 / \mu_0 N_H \theta_2$ .

Из (3) и (2) вытекает приближенная формула, которая определяет частотную зависимость амплитуды колебаний:

$$b_n \left[ \left( \Delta_1 - \frac{\alpha^2 \Delta_2}{\theta_2^2 + \Delta_2^2} \right) + i \left( \theta_1 + \frac{\alpha^2 \theta_2}{\theta_2^2 + \Delta_2^2} \right) \right] = -i \frac{F}{\omega}, \quad (4)$$

а также соотношение между расстройками при резонансе и выражение для добротности нагруженного резонатора:

$$\Delta_1 = \Delta_2 \frac{\alpha^2}{\theta_2^2 + \Delta_2^2} \quad Q^{-1} = \theta_1 + \frac{\alpha^2 \theta_2}{\theta_2^2 + \Delta_2^2} \quad (5)$$

Нами были проведены измерения поляризуемости различных диэлектрических и металлических частиц при их помещении в цилиндрический объемный резонатор, возбуждавшийся на моде  $H_{011}$ . Условия эксперимента были аналогичны работам [2,4]. Для ряда фиксированных положений поршня измеряли частоту резонанса  $f_1$  и добротность ненагруженного резонатора  $Q_1$ . Затем, поместив частицу в центр цилиндрической полости, измеряли сдвиг резонансной частоты  $\delta f = f - f_1$  и нагруженную добротность  $Q$ . По данным измерений были построены частотные зависимости расстроек  $\Delta_1(\Delta_2)$  и добротности  $Q(f)$ .

Ниже в качестве примера представлены результаты измерения поляризуемости двух диэлектрических резонаторов, изготовленных из керамики ВК-7 ( $\epsilon' = 2700$ ,  $\text{tg} \delta \approx 0.03$ ). Также приведены результаты для металлического резонатора - спирали из медного провода.

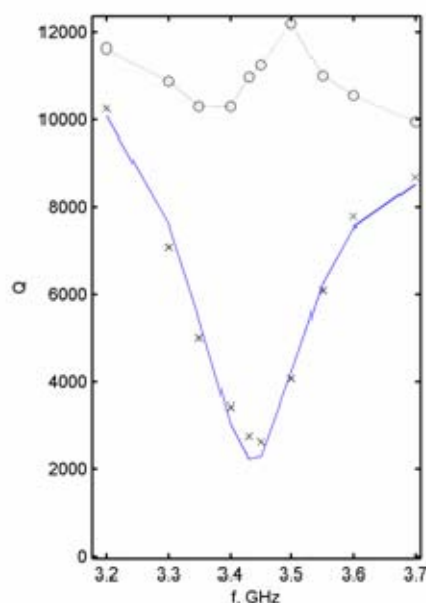
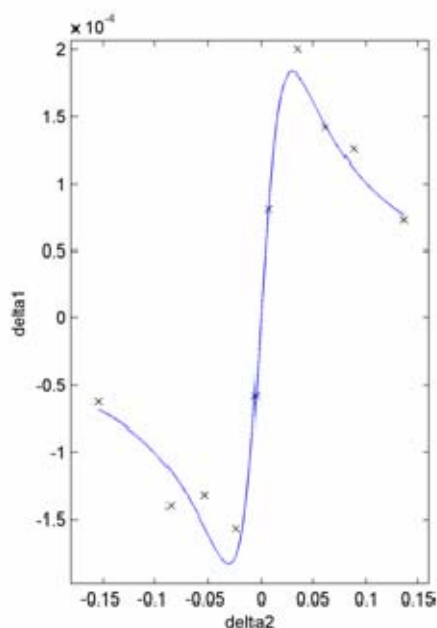
Значения  $\alpha^2$  и  $\theta_2$  определялись путем совместной аппроксимации функции расстройки и частотной зависимости потерь (для диэлектрического шара см. рисунки, плавная кривая — аппроксимация (5), крестики - эксперимент). Результаты обработки представлены в таблице.



Резонатор(материал)	$f_2$ , ГГц	$\theta_2, 10^{-2}$	$\alpha^2, 10^{-5}$	$\alpha^2 / \theta_2, 10^{-4}$	$\tilde{\kappa}_m, 10^{-9} \text{ м}^3$
Шар (ВК-7)	3.4383	2.990	1.097	3.667	65.527
Куб (ВК-7)	3.4623	2.835	1.400	4.939	85.820
Спираль (медь)	4.6931	0.826	4.607	55.80	410.03

Была измерена также электрическая поляризуемость сферического резонатора. В интервале 3.2 – 3.6 ГГц она не зависела от частоты. и составляла  $\kappa_e = 6.6793 \cdot 10^{-9} \text{ м}^3$ . Для сферической частицы установлено хорошее согласие измеренных величин поляризуемости с расчетными, что свидетельствует о корректности методики.

Предложенное обобщение резонаторной методики определения поляризуемости частиц на случай дипольных резонаторов, возбуждаемых в цилиндрической полости, пригодно в условиях как слабой, так и сильной связи. Обработка результатов измерений описанным методом позволяет, одновременно с определением поляризуемости, получить коэффициент затухания, характеризующий уровень собственных потерь резонатора (не включающий потери на излучение). При этом достаточно высокую точность измерений можно обеспечить, не предъявляя высоких требований к СВЧ-приборам. Методика пригодна для дипольных резонаторов из непроводящих или проводящих материалов, или их сочетания.



#### ЛИТЕРАТУРА

1. J.B. Pendry, A.J. Holden, D.J. Robbins, W.J. Stewart // IEEE Trans. 1999 V. MTT-47. № 11. P. 2075.
2. A.N. Lagarkov, V.N. Semenenko, V.A. Chistyayev et al. // Electromagnetics. 1997. V. 17. № 3. P. 213.
3. K.S. Champlin, R.R. Krongard // IRE Trans. MTT. 1961. V. 9. № 5. P. 545.
4. В.Н. Семенов, В.А. Чистяев, Д.Е. Рябов // Препринт ИВТАН №8-430. 1999.

## ОПТИЧЕСКИЕ И НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОЧАСТИЦ ЗОЛОТА В МАТРИЦЕ ПОРИСТОГО СТЕКЛА

В.А.Караванский, В.И.Красовский

Центр естественно-научных исследований института общей физики РАН  
им. А.М. Прохорова, Москва

Использование пористого стекла в качестве матрицы для нанокompозита позволяет разделить процессы формирования пор и получения наночастиц с индивидуальным контролем размеров и концентраций. Это позволяет использовать различные физические и химические методы формирования наночастиц. Большая относительная поверхность пор и их связанность может быть использована для создания сенсоров для газовой или жидкой среды. В данной работе сообщается о получении нового нанокompозитного материала, состоящего из наночастиц золота в матрице пористого стекла и исследовании его оптических и нелинейно-оптических свойств.

Формирование композита золота в пористом стекле заключалось в обработке заготовки пористого стекла в водном растворе  $K(Au(CN)_2)$  при концентрации 10 г/л в течение 10 минут и последующих сушке и отжиге при температуре 700К. Толщина образца составила 0.105 мм, а коэффициент поглощения составил  $26.1 \text{ см}^{-1}$ .

Спектр поглощения экспериментального образца № 1 представлен на Рис.1, кривая 1. Для описания спектра использовалась классическая модель для металлических шаров, описанная в [1].

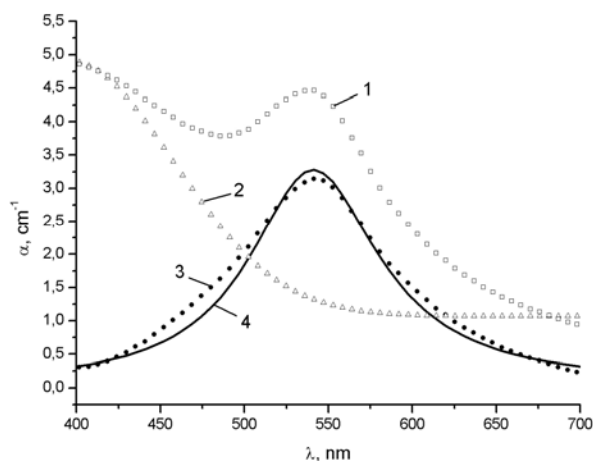


Рис.1. 1) Спектр поглощения образца нанокompозита, состоящего из наночастиц золота в пористом стекле, 2) спектр поглощения стеклянной матрицы, 3) спектр поглощения наночастиц золота, 4) расчетная кривая.

Эта модель описывает диэлектрическую проницаемость коллоида через диэлектрические проницаемости объемного металла и окружающей среды, а размер наночастиц описывается через увеличение частоты электронных столкновений в металле. В конечном итоге, плазменная

частота металла и показатель преломления матрицы определяют положение абсорбционного максимума коллоидного раствора, его амплитуда определяется объемной долей наночастиц в композите, а ширина определяется частотой электронных столкновений, которая зависит от размера наночастиц.

Спектр поглощения наночастиц золота моделировался с использованием известных опытных данных о действительной и мнимой части коэффициента преломления объемного золота [2]. Выражение (1) использовалось для моделирования спектра поглощения наночастиц золота путем аппроксимации экспериментальных данных методом наименьших квадратов (подгоночными параметрами были  $R$ ,  $f$  и  $n$ ). Расчетный спектр также представлен на Рис.1, кривая 4. Значения параметров, соответствующие наименьшему среднеквадратичному отклонению составили  $R = 1.006 \pm 0.058$  нм,  $p = (1.4 \pm 0.052) \times 10^{-5}$  и  $n = 1.52 \pm 5.9 \times 10^{-5}$ .

Нелинейно-оптические свойства исследовались по методике z-сканирования [3]. Экспериментальные зависимости представлены на Рис.2.

При обработке экспериментальных зависимостей с использованием выражений из [3] были получены значения  $Re\chi^{(3)} = -4.12 \pm 0.8 \times 10^{-8}$  СГСЭ и  $Im\chi^{(3)} = -4.28 \pm 0.4 \times 10^{-7}$  СГСЭ.

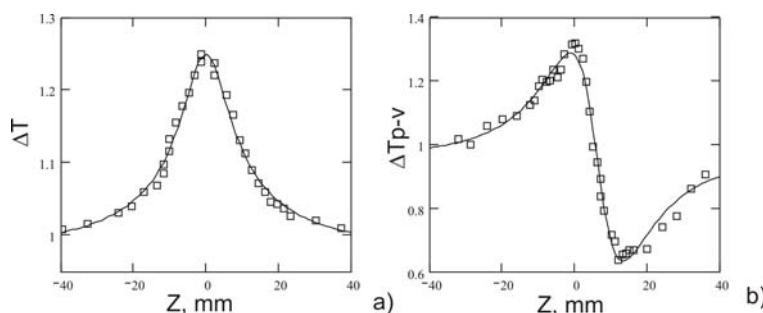


Рис.2. (а) Зависимость пропускания без апертуры и (б) с апертурой от положения образца. (Интенсивность  $I_0 = 100$  МВт/см<sup>2</sup>, пропускание апертуры  $S = 0.52$ ).

Нелинейность 3-го порядка для нанокompозита через нелинейную оптическую восприимчивость наночастиц имеет вид [4]:

$$\chi^{(3)}(\omega) = p |f_i(\omega)|^2 f_i(\omega)^2 \chi_m^{(3)}(\omega), \quad (2)$$

где  $f_i(\omega)$  – фактор локального поля,  $\chi_m^{(3)}$  – нелинейная восприимчивость наночастицы. Это значение для объемного золота принималось равным  $\chi_m^{(3)} = (-1 + 5i) \times 10^{-8}$  СГСЭ [5]. Согласно теории Максвелла-Гарнетта, фактор локального поля определяется выражением:

$$f(\omega) = \frac{3\varepsilon_d(\omega)}{\varepsilon_m'(\omega) + 2\varepsilon_d(\omega) + i\varepsilon_m''(\omega)} \quad (3)$$

где  $\varepsilon_d$  – диэлектрическая функция матрицы,  $\varepsilon_m'(\omega) + i\varepsilon_m''(\omega)$  – диэлектрическая функция объемного металла. Фактор локального поля является комплексной величиной. Рассчитанное из выражения (3) значение спектральной зависимости (а) модуля фактора локального поля  $f$  и (б)

действительной и мнимой части  $\chi^{(3)}$ , рассчитанное из выражения (3), представлены на Рис. 3.

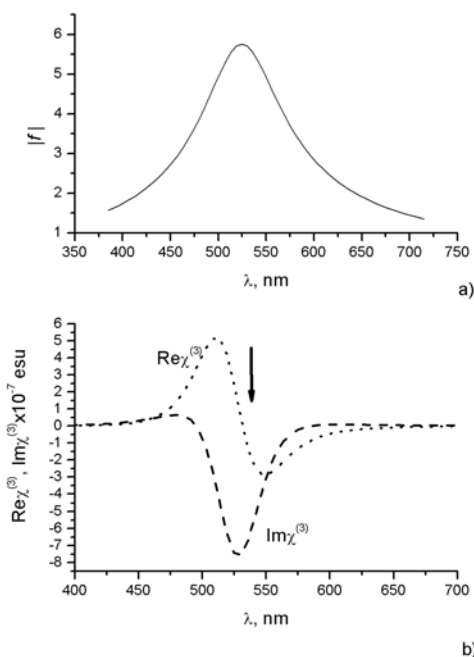


Рис.3. Спектральные зависимости (а) модуля фактора локального поля и (b) действительной (точки) и мнимой (штриховая линия) части  $\chi^{(3)}$  для наночастиц золота в пористом стекле. Стрелкой показано положение возбуждающего излучения.

Использованная модель предсказывает значения  $\text{Re}\chi^{(3)} = -2.4 \times 10^{-7}$  СГСЭ и  $\text{Im}\chi^{(3)} = -6.6 \times 10^{-7}$  СГСЭ. Сравнивая эти значения с экспериментальными, можно сказать, что  $\text{Im}\chi^{(3)}$  находится в хорошем соответствии, тогда как  $\text{Re}\chi^{(3)}$ , предсказанная моделью, в 5 раз меньше. Это отличие можно объяснить несовершенством примененной модели или модификация нелинейной восприимчивости золота в наночастицах малых размеров.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. S.K. Mandal, R.K. Roy, A.K. Pal // J. Phys. D: Appl. Phys. 2002. V. 35. P. 2196.
2. V.M. Zolotarev, V.N. Morozov, E.V. Smirnova “Optical constants of nature and technical mediums” Leningrad, Chemistry, 1984.
3. M. Sheik-Bahae, A.A. Said, T.H. Wei, D.J. Hagan, E.W. Van Stryland // IEEE J. Quant. Electr. 1990. V. 26. № 4. P.760.
4. N. Pincon, B. Palpanta, D. Prot, E. Charron, and S. Debrus // Eur. Phys. J. D. 2002. V. 19. P. 395.
5. D.D. Smith, Y. Yoon, R.W. Boyd, J.K. Campbell, L.A. Baker, R.M. Crooks, M. George // J. Appl. Phys. 1999. V. 86. P. 6200.

## ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ И РЕЗОНАНСЫ В СЛОЯХ КРИСТАЛЛОВ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ РЕФРАКЦИЕЙ

А.В. Козлов, В.Г. Можаяев

*МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет*

Волновые свойства сред с отрицательной рефракцией стали объектом интенсивных исследований в физике после публикации в 2000 г. статьи [1]. В этой статье сообщалось о создании композитной среды, обладающей отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями ( $\epsilon$  и  $\mu$ ), что вызывало отрицательную рефракцию электромагнитных волн. К одним из наиболее интересных следствий отрицательной рефракции относится возможность фокусировки за счет этого эффекта волновых лучей, расходящихся от точечного источника, при их преломлении на абсолютно плоской границе раздела двух сред. В сильно анизотропных средах, таких как плазма, отрицательная рефракция электромагнитных волн может возникать вследствие наличия вогнутости на поверхности медленности, т.е. за счет анизотропии, а не за счет отрицательности  $\epsilon$  и  $\mu$  [2]. Предложение фокусировать акустические волны при помощи отрицательной рефракции в кристаллах с локальной вогнутостью поверхности медленности, основанное на аналогии со случаем плазмы, было сделано в 1973 году в одной из заключительных фраз статьи [3]. Это предложение, по-видимому, не было замечено другими исследователями, а первое исследование такого рода фокусировки было предпринято только в 2004 году в теоретической статье [4]. Результаты работы [4] получены с использованием лучевого подхода и метода конечных элементов, но они ограничены данными о распределении волнового поля только на оси фокусировки. В настоящей работе эта и аналогичные задачи решаются с использованием иного подхода, основанного на использовании параболического уравнения, что позволяет описывать трехмерное пространственное распределение фокусируемых полей. Полученное таким способом решение позволяет объяснить причину слабой фокусировки, наблюдаемой при численном моделировании в работе [4], и дает возможность сформулировать условия реализации эффекта фокусировки. Решение параболического уравнения используется далее для описания пространственно локализованных линзовых акустических мод в периодической многослойной структуре, содержащей плоскопараллельные кристаллические слои с отрицательной рефракцией. Анализ формы волновых фронтов для этих мод показывает возможность создания кристаллических резонаторов объемных акустических волн с фокусировкой и локализацией мод за счет эффекта отрицательной рефракции на границе раздела кристаллических слоев.

Метод параболического уравнения широко используется для решения различных волновых задач, но в акустике кристаллов этот метод

применялся до сих пор только для квазипродольных волн [5]. Однако для задач фокусировки за счет отрицательной рефракции представляет наибольший интерес исследование волн именно поперечной (или квазипоперечной) поляризации. В настоящей работе предложена оптимальная по простоте процедура вывода приближенных параксиальных волновых и параболических уравнений, применимая к волнам различной поляризации. Проведенные расчеты относятся к случаю распространения волн вблизи кристаллографических осей в ромбических и гексагональных кристаллах.

Полученные параксиальные волновые уравнения в ромбическом кристалле имеют вид:

$$\rho \ddot{u}_i = C_1 \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_1^2} + C_2 \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_2^2} + C_3 \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_3^2}, \quad (1)$$

где  $u_i$  - основная компонента смещений,  $x_k$  - декартовы координаты,  $\rho$  - плотность кристалла,  $C_k$  - эффективные коэффициенты упругости, выражающиеся через упругие модули кристалла  $c_{IJ}$  ( $I, J = 1 \dots 6$ ;  $i, k = 1 \dots 3$ ). В частности, для квазисдвиговых волн, поляризованных преимущественно вдоль оси  $x_1$  и распространяющихся вблизи оси  $x_3$  в ромбическом кристалле, коэффициенты  $C_k$  имеют вид:

$$C_1 = c_{11} - (c_{13} + c_{55})^2 / (c_{33} - c_{55}), \quad C_2 = c_{66}, \quad C_3 = c_{55}.$$

В достаточно сильно анизотропных кристаллах коэффициент  $C_1$  может стать отрицательным. Это соответствует возникновению локальной вогнутости на поверхности медленности вблизи оси  $x_3$ , а такая вогнутость является условием проявления эффекта отрицательной рефракции. С помощью стандартных приближений уравнение (1) сводится к параболическому, которое имеет решение в форме гауссова или эрмит-гауссова пучков. При отрицательных значениях коэффициента  $C_1$  эти решения приобретают необычный вид сходящегося волнового пучка с выпуклым фазовым фронтом и расходящегося пучка с вогнутым фронтом.

В случае распространения акустических волн вблизи акустических осей, как это имеет место для оси  $x_3$  для гексагональных кристаллов, возникают сложности правильного выбора листа поверхности медленности в двух ортогональных направлениях. Для решения этой задачи удобно использовать цилиндрическую систему координат с осью  $z$  в направлении оси пучка. Уравнение, получаемое при использовании такой системы, также имеет вид параболического, но относительно другой переменной. В качестве амплитуды в него входит интеграл по радиусу от радиального смещения. Следствием этого является вывод о невозможности фокусировки на ось осесимметричного пучка в гексагональных кристаллах. Слабая фокусировка, наблюдавшаяся в численных расчетах в [4], объясняется

отсутствием осевой симметрии в излучении источника, рассматриваемого в этой работе.

Найденные решения используются для описания мод, которые могут распространяться в многослойной структуре, состоящей из периодической последовательности чередующихся изотропных и кристаллических слоев с отрицательной рефракцией. Показано, что при определенном соотношении толщины слоев, эти моды становятся локализованными в поперечном направлении и распространяются без искажения поперечной структуры волнового поля.

Принципиально новым свойством исследуемых волн является возможность произвольного перемещения оси их локализации относительно плоскости слоев. Поперечная локализация этих мод сохраняется и в структуре с конечным числом слоев типа слоистого резонатора (Рис. 1).

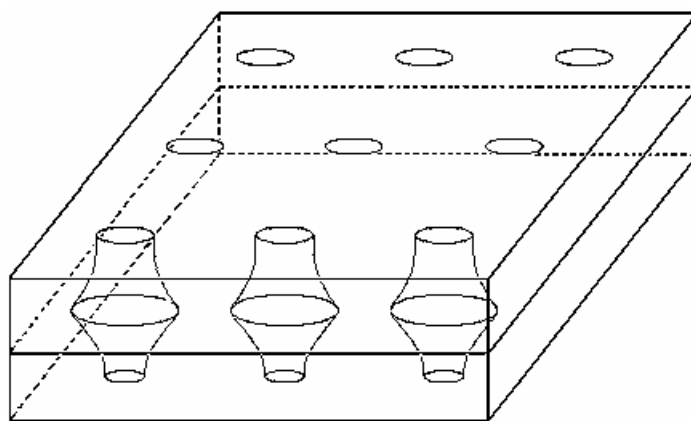


Рис. 1. Локальные моды в слоистом резонаторе.

Резонаторы данного типа перспективны для создания виртуальных клавиатур, тактильных и графических датчиков, а также для снятия информации в таких датчиках.

## ЛИТЕРАТУРА

1. D.R. Smith, W.J. Padilla, D.C. Vier, S.C. Nemat-Nasser, S. Schultz // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. No 18. P. 4184.
2. L.B. Felsen // IEEE Trans. 1964. V. AP-12. No 5. P. 624.
- I. M. Mason // J. Acoust. Soc. Amer. 1973. V. 53. No 4. P. 1123.
3. K. Imamura, S. Tamura // Phys. Rev. B. 2004. V. 70. No 17. Paper. 174308.
4. B.C. Daly, T.B. Norris, J.Chen, J. B. Khurgin // Phys. Rev. B. 2004. V. 70. No 21. Paper. 214307.

## АНАЛИЗ ПАРАМЕТРОВ ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫХ НАЛОЖЕННЫХ ГОЛОГРАММ С ПОМОЩЬЮ ТЕОРИИ СВЯЗАННЫХ ВОЛН

В.В. Лесничий, Н.В. Андреева

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Объемные голограммы представляют большой интерес с точки зрения создания на их основе голограммных оптических элементов для практического использования в ряде научно-технических направлений. Однако физико-химические процессы, происходящие в регистрирующих средах (РС) под воздействием излучения, а также влияние этих процессов на параметры полученных голограмм недостаточно изучены. Особенно это относится к наложенным голограммам, которые представляют значительный интерес при создании устройств хранения информации.

В работе использованы образцы материала “Диффен”, который является модификацией полимерной среды на основе фенантренхинона, разработанной в Государственном Оптическом Институте им. С. И. Вавилова. На рис. 1 приведена принципиальная схема записи наложенных пропускающих голограмм методом углового мультиплексирования [1].

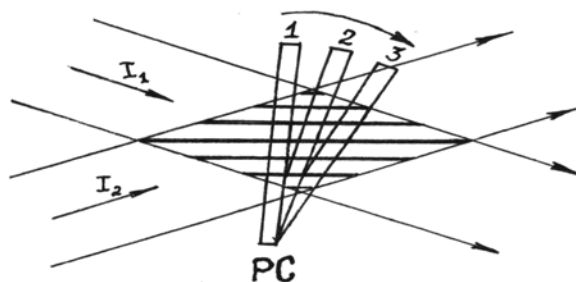


Рис. 1. Схема записи наложенных голограмм методом углового мультиплексирования. РС – регистрирующая среда.  $I_1, I_2$  – когерентные плоские волны ( $\lambda = 488$  нм). 1, 2, 3 – положения образца при записи наложенных голограмм №1, №2, №3.

В качестве основного измеряемого параметра голограммы использовалась дифракционная эффективность (ДЭ), характеризующая качество голограммы.

$$\eta = \frac{I_d}{I_d + I_0} \quad (1)$$

где  $I_d$  – интенсивность пучка первого (единственного) порядка дифракции;  $I_0$  – интенсивность пучка нулевого порядка дифракции.

По измеренным значениям ДЭ и зависимости интенсивности дифрагированного излучения от угла поворота голограммы относительно освещающего излучения (контура угловой селективности) производилось определение другой важной характеристики голограммы, связанной со свойствами регистрирующей среды, – фазовой модуляции ( $\varphi_1$ ).



$$\varphi_1 = \frac{\pi n_1 T}{\lambda \cos \theta} \quad (2)$$

где  $n_1$  – амплитуда изменения показателя преломления среды;  $T$  – толщина голограммы;  $\lambda$  – длина волны падающего излучения в воздухе;  $2\theta$  – угол между пучками  $I_d$  и  $I_0$ .

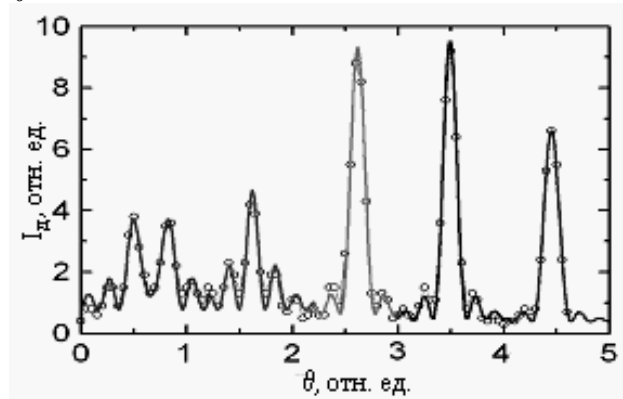


Рис. 2. Зависимость интенсивности дифрагированного пучка ( $I_d$ ) от угла поворота мультиплексной голограммы ( $\theta$ ).

Для аналитического описания параметров голограмм в работе использована формула теории связанных волн Когельника [2]:

$$\eta = \sin^2 \sqrt{\xi^2 + \varphi_1^2} / \left( \frac{\xi^2}{\varphi_1^2} + 1 \right) \quad (3),$$

где параметр  $\xi$  определяет отклонение от условий Брэгга при освещении голограммы. При выполнении условий Брэгга зависимость (3) принимает вид

$$\eta = \sin^2 \varphi_1 \quad (4)$$

Для каждой наложенной голограммы были подобраны весовые коэффициенты функции Когельника (3) и данные обработаны с помощью компьютерной программы. На рис. 2 приведена экспериментальная зависимость ДЭ наложенных голограмм (полученных при экспозиции  $H_i = 1.2$  Дж/см<sup>2</sup>) от угла поворота голограммы ( $\theta$ ) (экспериментальные точки на графике). Сплошная линия представляет результаты расчетов по формуле (3) - определение параметров производилось независимо для каждой наложенной голограммы. Кроме параметров голограммы в теоретических расчетах использовались два “подгоночных” параметра (весовые коэффициенты). Параметр  $A$  определяет нормировочный коэффициент по оси “Y” и характеризует соотношение по величине ДЭ расчетного и экспериментального контуров, имеющих одинаковую форму. Параметр  $B$  определяет нормировочный коэффициент по оси “X” и характеризует изменение толщины каждой из наложенных голограмм, полученных при одинаковой геометрии записи.

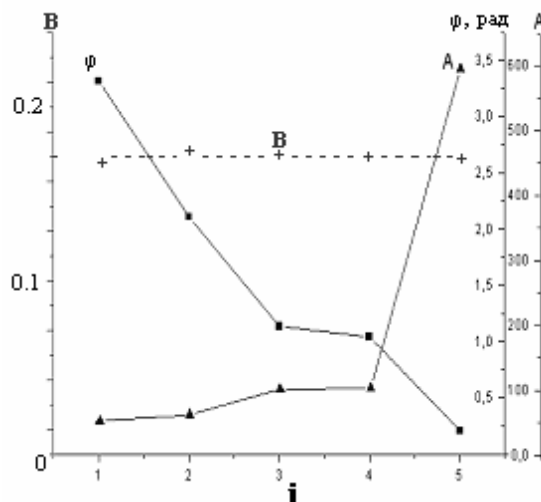


Рис. 3. Зависимость амплитуды фазовой модуляции  $\varphi_1$  и подгоночных параметров  $A$ ,  $B$  от номера наложенной голограммы.

На рис. 3 приведена определенная с помощью формул Когельника амплитуда фазовой модуляции  $\varphi_1$  каждой наложенной голограммы и параметры  $A$  и  $B$ . Изменение  $\varphi_1$  соответствует данным работы [1], в которой определение  $\varphi_1$  производилось по параметрам контура (по соотношению бокового и главного максимумов). Изменение подгоночных параметров теории  $A$  и  $B$  при анализе наложенных голограмм с различным порядковым номером требует дальнейшего исследования с учетом изменения параметров РС в процессе получения голограмм. По результатам проведенной работы можно сделать следующие выводы:

1. Измерены контуры угловой селективности высокоэффективных наложенных голограмм и проведено сравнение экспериментальных результатов с теоретическими расчетами.
2. Определены параметры наложенных голограмм по соответствию формы экспериментального контура теоретически рассчитываемому.
3. Обнаружена зависимость подгоночных параметров теории от номера записи наложенной голограммы, которая может быть использована для оценки изменения параметров РС в процессе получения наложенных голограмм.

Авторы выражают благодарность за руководство работой Андреевой О. В. и за помощь при проведении расчетов Вениаминову А. В.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. О.В. Андреева, В.В. Лесничий, Н.В. Андреева и др. // Оптический журнал. 2006. Т.73. №8. (в печати)
2. Н. Kogelnik // The bell system technical journal. 1969. V. 48. No 9. P. 2909.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРА ПОРЯДКА  
ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ КАПЕЛЬ ПО ДАННЫМ ИЗМЕРЕНИЙ  
КОГЕРЕНТНОГО ПРОПУСКАНИЯ

В.А. Лойко, А.В. Конколович, А.А. Мискевич

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь

Рассмотрен капсулированный полимером жидкокристаллический (КПЖК) монослой, в котором капли нематического жидкого кристалла (ЖК) эллипсоидальной формы с полуосями  $a > b > c$  ориентированы своими длинными осями  $a$  в плоскости монослоя  $(x, y)$ . Лабораторная система координат  $(x, y, z)$  выбрана так, чтобы плоскость  $(x, y)$  совпадала с плоскостью монослоя, а ось  $z$  задает направление положительной нормали к слою. Монослой освещается неполяризованной плоской волной. Анализируются зависимости параллельной и перпендикулярной относительно оси  $x$  компоненты коэффициента когерентного пропускания монослоя от приложенного напряжения.

Коэффициент когерентного пропускания монослоя  $T_c$  в приближении однократного рассеяния можно записать в виде [1]:

$$T_c = 1 - Q\eta + \frac{Q^2 L}{2} \eta^2, \quad (1)$$

$$Q = \frac{4\pi}{k^2 \langle \sigma \rangle} \text{Re} \langle f_{vv}(0) \rangle, \quad (2)$$

$$\frac{Q^2 L}{2} = \frac{4\pi^2}{k^4 \langle \sigma \rangle^2} \left( \langle |f_{vv}(0)|^2 \rangle + \langle |f_{vh}(0)|^2 \rangle \right). \quad (3)$$

Здесь  $Q$  – фактор эффективности ослабления;  $k = 2\pi / \lambda_p$ ,  $\lambda_p$  – длина падающей волны в связующем полимере;  $f_{vv}(0)$  и  $f_{vh}(0)$  –  $VV$ - и  $VH$ -компоненты векторной амплитудной функции рассеяния при нулевом угле рассеяния; угловые скобки  $\langle \dots \rangle$  означают статистическое усреднение по размеру ЖК капель и ориентации их длинных осей;  $\eta$  – коэффициент перекрытия монослоя:  $\eta = N \langle \sigma \rangle / A$ ;  $N$  – число ЖК капель в монослое;  $A$  – площадь рассматриваемой области КПЖК монослоя;  $\langle \sigma \rangle$  – средняя проекционная площадь ЖК капель на плоскость монослоя.

Для нахождения компонент векторной амплитудной функции рассеяния воспользуемся приближением аномальной дифракции [2] и приближением эффективных показателей преломления [3]:

$$f_{vv}(0) = \frac{k^2 \sigma}{\pi} \{ K(iv_{da}) \cos^2(\alpha - \varphi) + K(iv_{db}) \sin^2(\alpha - \varphi) \}, \quad (4)$$

$$f_{vh}(0) = \frac{k^2 \sigma}{2\pi} \{ K(iv_{db}) - K(iv_{da}) \} \sin 2(\alpha - \varphi), \quad (5)$$

где  $\sigma = \pi ab$  – площадь поперечного сечения капли в плоскости  $(x, y)$ ,  $K$  – функция Хюлста [2],

$$v_{da,db} = 2kc(n_{da,db}/n_p - 1). \quad (6)$$

В выражении (6)  $n_{da}$  и  $n_{db}$  - эффективные показатели преломления ЖК капля для волн, поляризованных вдоль осей  $a$  и  $b$ , соответственно,  $n_p$  - показатель преломления связующего полимера.

При усреднении по размеру ЖК капля и их ориентации предположим, что

(i) конфигурация директора в капле не зависит от её размера;

(ii) распределение по углу  $\varphi$ , задающему ориентацию длинной оси ЖК капли относительно оси  $x$ , является равномерным с плотностью вероятности

$$p(\varphi) = \begin{cases} 1/(2\varphi_m), & |\varphi| \leq \varphi_m \\ 0, & |\varphi| > \varphi_m \end{cases}, \quad (7)$$

где  $\varphi_m$  - максимальное значение угла отклонения длинных осей ЖК капля от оси  $x$ ;

(iii) справедливы следующие соотношения между осями капли:

$$\frac{c}{a} = \varepsilon_1 = const, \quad \frac{c}{b} = \varepsilon_2 = const; \quad (8)$$

(iiii) имеет место гамма-распределение по размеру  $c$  с плотностью вероятности

$$p(c) = \frac{\mu^{\mu+1}}{\Gamma(\mu+1)} \frac{c^\mu}{c_m^{\mu+1}} \exp(-\mu c / c_m), \quad (9)$$

где  $\Gamma$  - гамма-функция,  $\mu$  - параметр распределения,  $c_m$  - модальное значение распределения полуосей  $c$  по размеру.

При значениях управляющего поля выше порогового симметрия внутренней ориентационной структуры капля ЖК переходит из осевой в симметрию отражения от плоскости. Поэтому необходимо рассматривать диагональный тензор параметра порядка [2]  $\underline{\underline{S}}_d$ :

$$\underline{\underline{S}}_d = \begin{pmatrix} S_{da} & 0 & 0 \\ 0 & S_{db} & 0 \\ 0 & 0 & S_{dc} \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Эффективные показатели преломления ЖК капля  $n_{da}$  и  $n_{db}$  определяются с помощью компонент  $S_{da}$  и  $S_{db}$  тензора параметра порядка  $\underline{\underline{S}}_d$ :

$$n_{da} = n_{iso} + \frac{2}{3} \Delta n S_{da}, \quad (11)$$

$$n_{db} = n_{iso} + \frac{2}{3} \Delta n S_{db}, \quad (12)$$

где  $n_{iso} = (2n_o + n_e)/3$ ,  $n_o$  и  $n_e$  - обыкновенный и необыкновенный показатели преломления ЖК,  $\Delta n = n_e - n_o$  - оптическая анизотропия ЖК. Компонент  $S_{dc}$  находится из соотношения:

$$S_{da} + S_{db} + S_{dc} = 0. \quad (13)$$

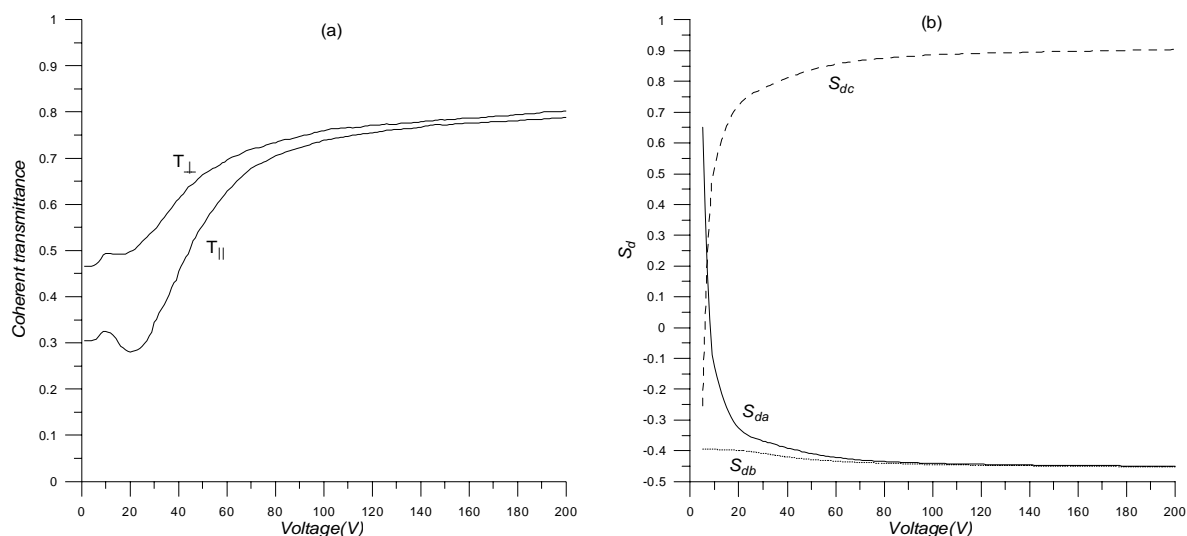


Рис. 1. (a) – экспериментальные зависимости параллельной  $T_{\parallel}$  и перпендикулярной  $T_{\perp}$  компонент коэффициента когерентного пропускания от приложенного напряжения; (b) – восстановленные зависимости компонент  $S_{da}$ ,  $S_{db}$  и  $S_{dc}$  тензора параметра порядка.

На рисунке 1 показаны измеренные авторами [4] компоненты коэффициента когерентного пропускания (a) и восстановленные нами компоненты параметра порядка капель (b).

Полученные результаты подтверждаются текстурными микроскопическими наблюдениями для больших (по сравнению с длиной световой волны) ЖК капель, приведёнными в работах [4,5]. Метод может быть использован в электро- и магнитооптике композитных ЖК материалов с наноразмерными образующими элементами.

## ЛИТЕРАТУРА

1. V.A. Loiko, A.V. Konkolovich // J. Phys. D. 2000. V. 33. P. 2201.
2. Ван де Хюлст “Рассеяние света малыми частицами” Пер. с англ. М.: Изд. иностр. лит., 1961.
3. F. Simoni “Nonlinear properties of liquid crystals and polymer dispersed liquid crystals” Singapore: World Scientific, 1997.
4. А.В. Шабанов, В.В. Пресняков, В.Я. Зырянов, С.Я. Ветров // Препринт 772Ф, Красноярск, 1996. 34с.
5. Alexander Shabanov, Vladimir Presnyakov, Viktor Zyryanov, and Stephen Vetrov // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1998. V. 321. P. 245.

## ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ РЕШЕТОК В ПОЛИМЕРНЫХ СЛОЯХ, СОДЕРЖАЩИХ ФЕНАНТРЕНХИНОН

Д.Н. Мармыш, Е.А. Толстик, В.В. Могильный  
*Белорусский Государственный Университет*

Полимерные регистрирующие среды, содержащие фенантренхинон (ФХ), позволяют получать голографические решетки с высокой дифракционной эффективностью, т.к. относятся к фазовым голографическим средам с диффузионным усилением.[1] Целью данной работы является исследование процессов усиления фазовых голографических решеток в данных средах.

Основной фотохимической реакцией ФХ является фотовосстановление с последующим присоединением фотопродукта к макромолекулам [2]. При помещении регистрирующей среды в поле интерферирующих пучков вследствие синусоидальной модуляции интенсивности в среде образуются противофазные распределения непрореагировавшего ФХ и фотопродукта, которые вносят противофазные вклады в распределение показателя преломления. Так как фотопродукт присоединен к полимерной матрице, он обладает значительно меньшей подвижностью, чем непрореагировавший ФХ. В результате диффузии непрореагировавших молекул ФХ суммарная амплитуда модуляции показателя преломления увеличивается.

Для голографических экспериментов образцы, представляющие собой стеклообразные полимерные слои толщиной 50-150 мкм с концентрацией ФХ 3 мол.%, получали путем полива на стеклянную подложку жидкого раствора ФХ и ПММА в органическом растворителе с последующей сушкой. Голографические решетки записывались по симметричной схеме в попутных пучках излучением аргонового лазера ЛГ-106М (длина волны 514,5 нм). Слежение за дифракционной эффективностью (ДЭ) голографической решетки осуществлялось на длине волны He-Ne лазера ( $\lambda=633$  нм), на которой слои не поглощают. ДЭ определялась как отношение интенсивности дифрагированного пучка к сумме интенсивностей пучков за решеткой. Из измеренных значений ДЭ по формуле для объемных решеток рассчитывалась амплитуда модуляции показателя преломления  $\Delta n$ .

Непосредственно после записи проводили усиление голографических решеток при температурах 50 – 100°C. На рис.1 демонстрируется типичная зависимость относительной величины  $\Delta n$  от времени постэкспозиционного отжига. Можно заметить, что скорость увеличения  $\Delta n$  зависит как от периода решеток, так и от температуры.

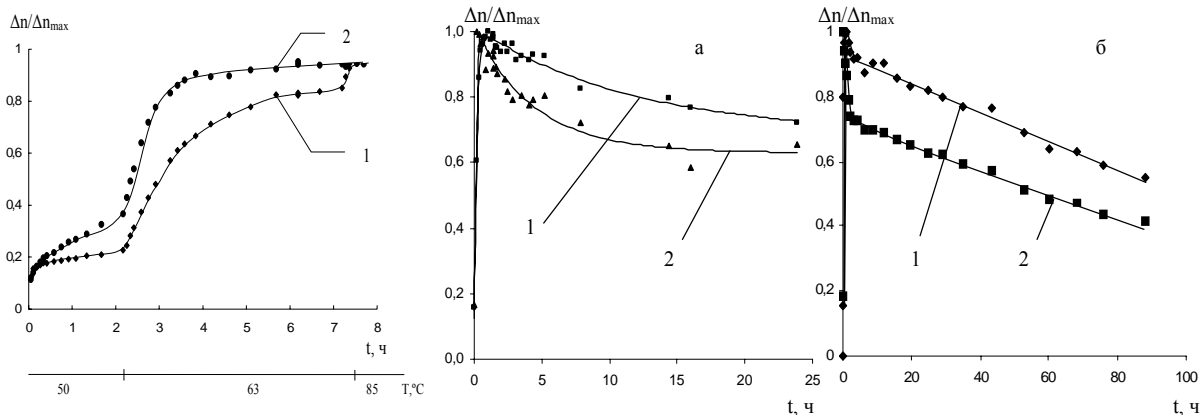


Рис. 1 – Кинетика амплитуды модуляции показателя преломления при постэкспозиционном отжиге для (1) и 0,6 (2) мкм, толщина регистрирующего слоя 100 мкм с периодами 2,7 (1) и 1,3 мкм; Рис. 2 – Зависимость амплитуды модуляции показателя преломления от времени отжига при температуре 80 °С для решеток: а) с периодами 1,2 (1) и 0,6 (2) мкм, толщина регистрирующего слоя 100 мкм; б) с периодами 1 (1) и 0,5 (2) мкм, толщина регистрирующего слоя 150 мкм

При дальнейшем наблюдении происходит уменьшение со скоростью, гораздо меньшей, чем происходило усиление (рис.2). Процесс деградации можно разделить на два участка. Для первого из них (рис.2а) можно заметить зависимость скорости процесса от периода решетки (чем меньше период, тем больше скорость). На втором участке (рис.2б) скорость процесса не зависела от периода фазовой решетки, причем решетки деградируют значительно медленней, чем на первом участке кривой.

Экспериментальные данные указывают на то, что усиление фазового изображения происходит благодаря диффузии ФХ. Зависимость от периода скорости деградации на первом участке позволяет сделать предположение о его диффузионном характере.

Сделав такое предположение, провели аппроксимирование кинетик  $\Delta n$  для участка усиления и первого участка процесса деградации. Для аппроксимации использовали выражение, которое хорошо описывает экспериментальные кривые и учитывает диффузию двух компонентов: ФХ и низкомолекулярного фотопродукта:

$$y = y_0 - A_1 \exp(-\gamma_1 t) + A_2 \exp(-\gamma_2 t),$$

где,  $y_0$  – соответствует значению амплитуды модуляции показателя преломления после окончания диффузионных процессов,  $\gamma_1, \gamma_2$  – константы скорости процесса усиления и деградации амплитуды модуляции показателя преломления соответственно,  $A_1, A_2$  – параметры, характеризующие вклады каждого из процессов.

При аппроксимации были определены параметры  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$ . Для диффузионных процессов зависимость параметра  $\gamma$  от  $1/d^2$  носит линейный характер, что следует из выражения:

$$\gamma = D (2\pi/d)^2,$$

где,  $\gamma$ -константа скорости процесса,  $D$  - коэффициент диффузии,  $d$  - период световой решетки.

На рисунке 3 изображены зависимости  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  от  $1/d^2$ . Их линейный вид, подтверждает предположение о диффузионной природе процессов.

Значение  $\Delta n$  после окончания диффузионных процессов (соответствует параметру  $y_0$ ) определяется распределением присоединенного фотопродукта. Его отношение к амплитуде модуляции показателя преломления, достигнутой при записи, определяет коэффициент усиления фазового изображения  $M$ . Его значения составили в среднем величину 4,7.

Недиффузионный участок кривой деградации  $\Delta n$  может быть обусловлен деформациями. Мы наблюдали образование положительного рельефа при высокотемпературном отжиге в ФХ содержащих полимерных слоях, что говорит о релаксации экспонированных областей преимущественно в виде их расширения. В свою очередь при расширении происходит уменьшение плотности материала и соответственно его показателя преломления, что приводит к деградации фазового изображения. Причиной деформаций, по-видимому, являются напряжения, которые возникают при фотореакции.

В настоящей работе исследованы процессы усиления и деградации фазовых голографических решеток в полимерной среде, содержащей ФХ с концентрацией 3 мол. %. Показано, что усиление фазовых голограмм в происходит вследствие диффузии ФХ, а деградация характеризуется вкладом по меньшей мере двух процессов. Один из них имеет признаки диффузионного процесса. В качестве диффузанта могут выступать низкомолекулярные продукты фотореакции ФХ с молекулами остаточного растворителя или с другими молекулами ФХ. Второй процесс имеет недиффузионный характер и обусловлен релаксацией механических напряжений.

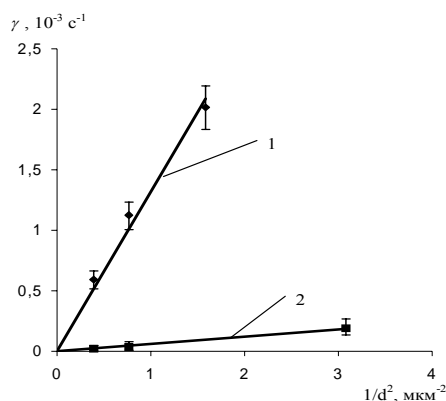


Рис. 3 – Зависимость  $\gamma_1$ (1) и  $\gamma_2$ (2) от  $1/d^2$

## ЛИТЕРАТУРА

1. О.В. Андреева, О.В. Бандюк, А.А. Парамонов и др. // Оптический журн. 2000. Т. 67. № 12. С. 27.
2. A.V. Veniaminov, Yu.N. Sedunov, A.P. Popov, O.V. Bandyuk // Optics and Spectroscopy. 1996. V. 81. No 4. P. 617.



РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛНОВЫХ ПУЧКОВ В ПЕРИОДИЧЕСКИХ  
СТРУКТУРАХ, СОСТОЯЩИХ ИЗ СЛОЕВ С ЧЕРЕДУЮЩИМИСЯ  
ЗНАКАМИ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Н.О. Панфилова, А.П. Сухоруков

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический  
факультет, кафедра радиофизики*

В работе рассматриваются дифракционные свойства параксиальных пучков, распространяющихся в метаматериалах, слои которых имеют различные знаки показателей преломления ( $n$ ) [1].

В «левых» средах с отрицательным показателем преломления волновой вектор и вектор Умова-Пойтинга направлены в противоположные стороны [2]. Поэтому направление волнового вектора меняется на противоположное при переходе от слоя к слою. Закон Снеллиуса, связывающий углы падения и преломления на границе раздела сред с разными знаками показателей преломления, имеет вид:

$$k_1 \sin \theta_1 = -k_2 \sin \theta_2, \quad (1)$$

где индекс 1 соответствует среде с положительным показателем преломления  $n_1 > 0$ , а индекс 2 – среде с отрицательным  $n_2 > 0$ .

Нами получены выражения для ширины и кривизны фронта пучка внутри каждого слоя. При переходе через границу двух сред волновой фронт меняет свою кривизну не только по величине, но и по знаку:

$$R_2 / R_1 = -|n_2 / n_1|. \quad (2)$$

В то же время ширина пучка на границе слоев не меняется.

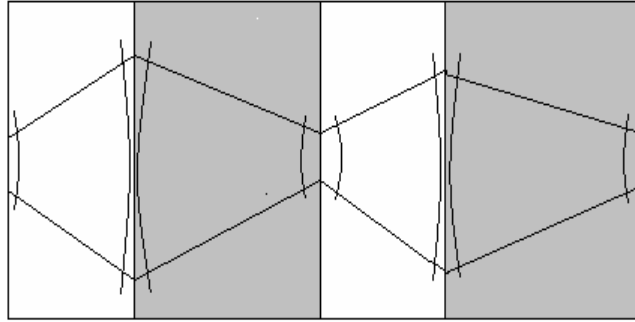


Рис. 1. Изменение кривизны волнового фронта пучка в периодической структуре.

Из (2) следует, что если в слое с  $n_1 > 0$  волновой пучок испытывает дифракционное расплывание, то в следующем слое с  $n_2 > 0$  он фокусируется. При определенных условиях может наступить равновесие этих двух эффектов: пучок после прохождения двух слоев восстанавливает свои параметры (ширину и кривизну фронта). Этот режим соответствует осциллирующему волноводному распространению.

Из условия периодичности на ширину и кривизну пучка следует, что квазिवолноводное распространение существует при следующем соотношении толщин слоев:

$$b = |n_2 / n_1| a, \quad (3)$$

где  $b$ ,  $a$  – толщины слоев с  $n_1 > 0$  и  $n_2 > 0$ , соответственно.

Нами получено дисперсионное соотношение с учетом дифракционного расплывания волнового пучка:

$$\cos(qa) = \cos(k_1 a - 2\chi) \cos(k_2 b) - \frac{\mu^2 + n^2}{2n\mu} \sin(k_1 a - 2\chi) \sin(k_2 b), \quad (4)$$

где  $q$  – добавка к волновому числу,  $\chi = \arctg \frac{D_1}{1 - a/R_1}$  – набег фазы при прохождении волновым пучком одного слоя. Обе эти величины одинаковы для волн, распространяющихся как влево, так и вправо. В результате

набеги фаз, связанные с поперечной дифракцией волноводного пучка, имеют одинаковую величину в обоих слоях.

Из соотношения (4) следует, что на определенных частотах возникает фотонная щель, т.е. образуются так называемые «запрещенные зоны» (рис. 2). По сравнению с плоскими волнами такие зоны сдвигаются в область более низких частот [3]. На рисунке 2 синий цвет соответствует распространению плоской волны, а красный – волнового пучка света.

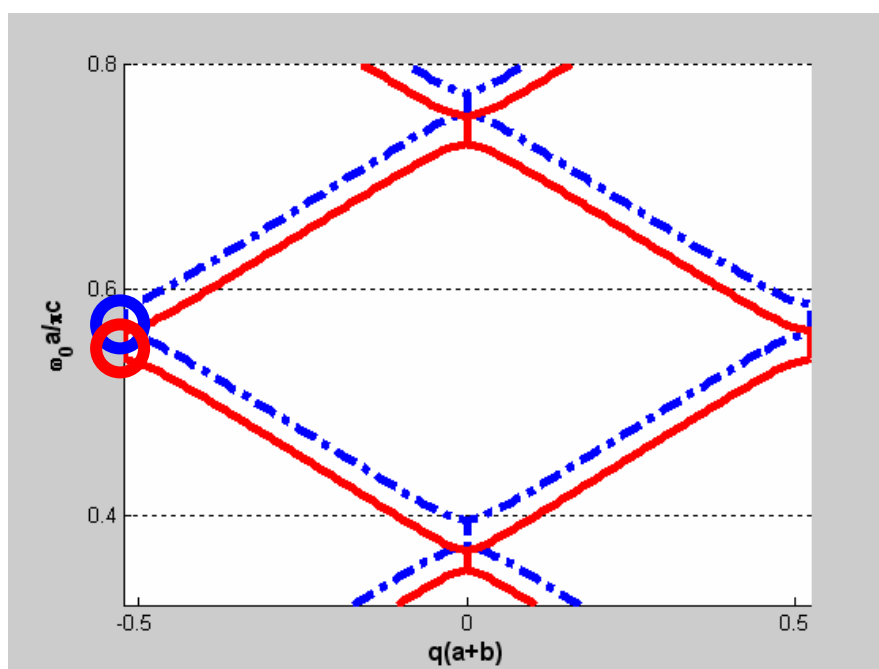


Рис. 2. Дисперсия периодических структур для плоских волн (синие линии) и волновых пучков (красные линии).

Работа выполнена при поддержке грантами НШ-4870.2006.2, РФФИ № 05-02-17308, 05-02-17064, 06-02-16801, БелРФФИ № 04-02-81054, УР.01.02.499.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. I.V. Shadrivov, A.A. Sukhorukov, Y.S. Kivshar // Opt. Express. 2003. № 11. P. 1283.
2. В.Г. Веселаго // Успехи физических наук. 1967. Т. 92. В. 3. С. 517.
3. L. Wu, S. He, L. Shen // Phys. Rev. B. 2003. V. 67. P. 235103.

## ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ ДИСПЕРСИЯ МИКРОСТРУКТУРНЫХ ВОЛОКОН

М.В. Рябко, Е.С. Некрашевич, С.А. Никитов  
Институт Радио Электроники РАН, Москва

В последнее время уделяется большое внимание поляризационным свойствам оптических волокон. Во-первых, это связано с передачей сигнала, где поляризационная модовая дисперсия (ПМД) ограничивает скорости передачи по одному каналу [1], а во-вторых, с возможностью получения уникальных поляризационных характеристик микроструктурного волокна (МОВ), например высокого значения двулучепреломления (ДЛП) [2]. Настоящая работа посвящена анализу поляризационной дисперсии и её температурной стабильности в МОВ, а также сравнению полученных результатов с характеристиками “обычного” волокна, поддерживающего состояние поляризации.

Для измерения группового двулучепреломления был выбран интерференционный способ аналогично работе [3]. При таком способе измерения входной и выходной контроллеры поляризации ориентируются под углом  $45^\circ$  к главным осям оптического волокна для получения максимальной видности картинка. При этом на входе волокна имеем две поляризационных моды с одинаковой амплитудой. После прохождения волокна выбранной длины между двумя поляризациями накапливается разность фаз. На выходном поляризаторе обе поляризации проецируются на одну ось – ось анализатора и интерферируют между собой. Критерий выбора длины волокна заключается в том, чтобы не превысить длину когерентности источника, но при этом получить качественную (достаточное число периодов) картинку для точного определения периода. Зная период интерференционной картинка, определяем групповое двулучепреломление для длины волны  $\lambda$ :

$$\Delta n = \frac{\lambda^2}{L\Delta\lambda}, \quad (1)$$

где  $\Delta\lambda$  - период интерференционной картинка.

Проводя измерения для нескольких длин волн, можно построить спектральную зависимость группового двулучепреломления (рис 2.). Пунктирная кривая соответствует степенной аппроксимации, предложенной в работе [3], для получения фазового двулучепреломления путем измерения только группового двулучепреломления. Явное несоответствие предложенной аппроксимации экспериментальным данным заставило искать прямой способ измерения фазового двулучепреломления.

Групповое и фазовое ДЛП связаны:

$$\Delta n_g = \Delta n_{ph} - \lambda \frac{\partial \Delta n_{ph}}{\partial \lambda}, \quad (2)$$

где  $\Delta n_g$  - групповое двулучепреломление,  $\Delta n_{ph}$  - фазовое двулучепреломление позволяет найти спектральную зависимость фазового двулучепреломления, зная спектральную зависимость группового и значение фазового двулучепреломления для какой-либо длины волны.

Для измерения фазового двулучепреломления для произвольной длины волны был выбран способ, основанный на связи мод, а именно, если входной поляризатор сориентировать по одной из осей волокна, а выходной по другой, то мощность выходного сигнала будет равна нулю. Однако при создании неоднородностей или механических воздействий сигнал на выходе появляется (рис. 1). Это обусловлено перекачкой энергии на неоднородностях из одной поляризационной моды в другую.

В качестве неоднородности была выбрана периодическая структура, которая была изготовлена продавливанием оптического волокна кварцевыми волокнами диаметром 500 мкм. Давление производилось через вакуумную резину грузами. Такая структура обуславливала резонансную связь мод на определенной длине волны (период структуры 1 см). Используя найденное значение двулучепреломления в качестве начального условия при интегрировании (2), была найдена спектральная зависимость фазового двулучепреломления. Результат представлен на рисунке 2.

Из рисунка видно, что для некоторых длин волн отличие значений двулучепреломления составляет более 100%, в отличие от “обычного” волокна, где обе характеристики практически совпадают. Такое существенное различие показывает уникальность поляризационных свойств микроструктурных волокон и важность подобных исследований.

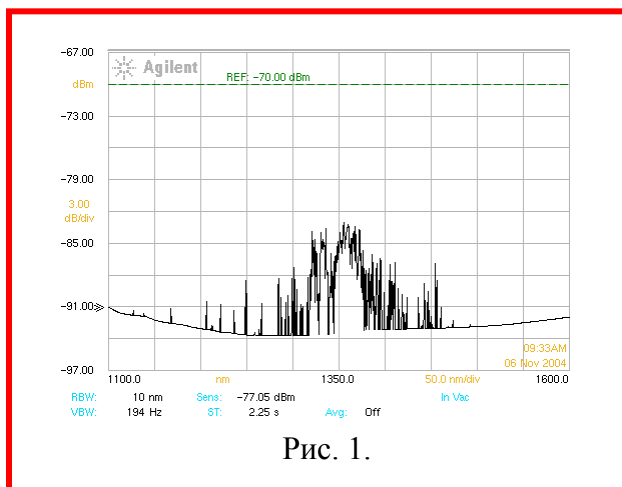


Рис. 1.

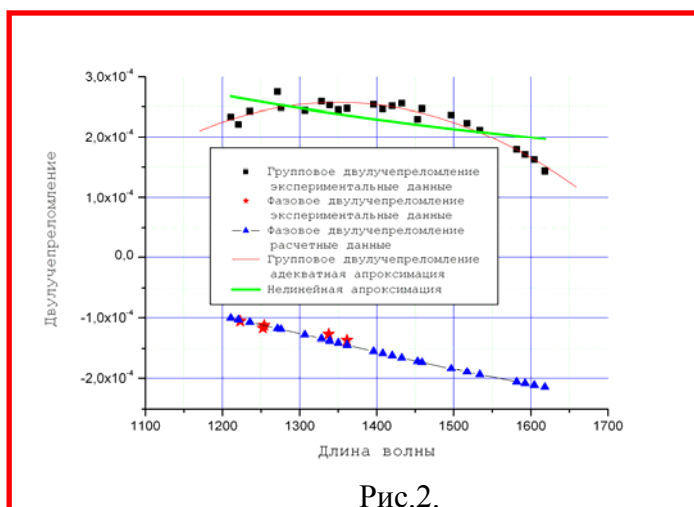


Рис. 2.

Для исследования температурной зависимости поляризационной модовой дисперсии производился нагрев исследуемого волокна в термостате. Измерения производилось интерференционным методом, описанном выше, но в данном эксперименте большее значение имеет сдвиг

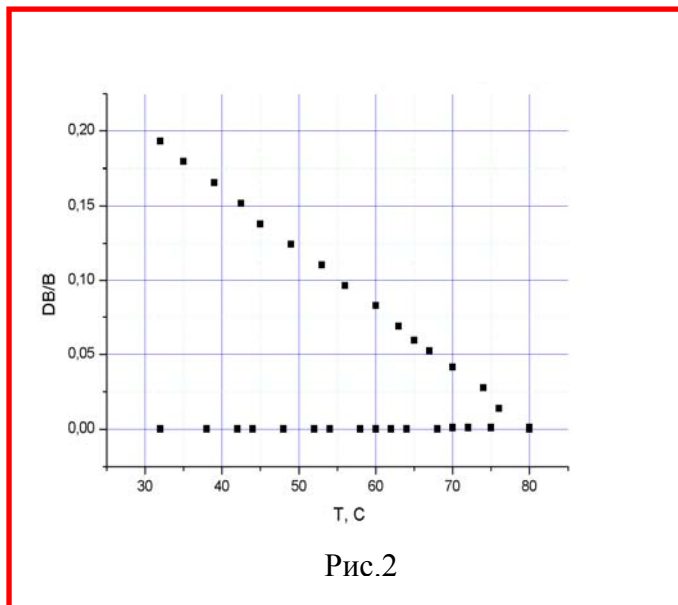


Рис.2

интерференционной картинке по длине волны при нагреве волокна.

Фазовое двулучепреломление изменяется по мере нагрева волокна, что приводит к тому, что условие максимума и минимума на интерференционной картине для определенных длин волн перестает выполняться, и начинает удовлетворять другим, соседним длинам волн, что при небольшом нагреве приводит к плавному сдвигу интерференционной картины.

Это позволило измерить зависимость поляризационной модовой дисперсии от температуры.

Таким образом, в работе независимыми способами измерены спектральные зависимости фазового и группового двулучепреломления МОВ и показано, что они могут существенно различаться для разных структур волокна, поэтому нельзя путать эти понятия или принимать одно за другое т.к. для конкретных технических приложений могут быть существенны как фазовые так и групповые спектральные характеристики, а так же следует с осторожностью пользоваться предлагаемыми в литературе эмпирическими аппроксимациями для спектральных зависимости ДЛП. Так же в работе исследована зависимость ПМД от температуры. Сравнение температурной стабильности микроструктурного и «обычного» волокна, поддерживающего состояние поляризации показывает превосходство микроструктурных волокон в приложениях, требующих большую температурную стабильность.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. M. Boroditsky, M. Brodsky, N.J. Frigo, et. al. // PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS. 2003.V. 15. NO. 4. P. 572.
2. Xin Chen, Ming-Jun Li, Natesan Venkataraman et. al. // OPTICS EXPRESS. 2004. V. 12. No. 16. P. 3888.
3. A. Michie, J. Canning, K. Lyytikäinen et. al. // OPTICS EXPRESS. 2004. V. 12. No. 21. P. 5160.